

UNIVERSITE SAAD DAHLAB DE BLIDA

Faculté des Sciences
Département de physique

MEMOIRE DE MAGISTER

Spécialité : Matériaux et composants

ETUDE ET MODELISATION DES DIODES LASER ACCORDABLES A COUPLEUR VERTICAL GCSR

Par

Mme MEHDI SAMIRA

Devant le jury composé de

M. BENTAIBA	Professeur, U de Blida	Président
K. FERDJANI	Maître de conférence, U de Blida	Examineur
M.T. BELAROUSSI	Maître de recherche, CDTA	Examineur
S. NACER	Charge de cours, U de Blida	Rapporteur

Blida, Juin 2007

REMERCIEMENTS

A la mémoire de mon père, grâce à Dieu et à mon père que j'ai pu atteindre ce niveau.

Ce travail a été réalisé au sein du Laboratoire de Surface, Interface et Couches Minces (LASICOM) de la faculté des sciences de l'université Saad Dahlab de Blida.

Je tiens tout particulièrement à remercier le docteur Nacer .Saïd rapporteur de ce travail. Il m'a appris le sens de la recherche. Je tiens aussi à le remercier pour sa disponibilité et sa passion contagieuse et son aide depuis la recherche bibliographique, la modélisation jusqu'à la rédaction. Je le remercie profondément pour ses orientations, ses conseils fructueux pour l'amélioration des résultats obtenus. J'ai beaucoup appris grâce à lui.

Je remercie le professeur Bentaiba. Mustapha, de me faire l'honneur de présider le jury de ma thèse.

Je remercie également monsieur Ferdjani. Kaïs maître de conférence de l'université Saad Dahlab de Blida; et monsieur Belaroussi .M.T maître de recherche du CDTA qui ont accepté de faire partie de mon jury de thèse.

Je remercie chaleureusement les membres de ma famille pour leur encouragement et leur soutien: Ghania, Djamila, Yasmina, Assia, Mahmoud, Mohamed, Abd- alrahim et surtout, surtout ma mère.

Finalement, je remercie mon mari Koraiche Side-Ahmed Kamel pour son soutien moral.

RESUME

Le travail présenté dans ce mémoire a pour but d'étudier et de modéliser la diode laser accordable en longueur d'onde à coupleur vertical GCSR.

L'étude et la modélisation de la section du coupleur GADC, ainsi que les paramètres qui influent sur ses caractéristiques et sur le phénomène de transfert d'énergie dans le coupleur ont été étudiés par la théorie des modes couplés.

La réflectivité du réseau de Bragg SSG-DBR a été calculée par la méthode des matrices de transfert (TMM).

Le mécanisme d'accordabilité en longueur d'onde, ainsi que les caractéristiques de la diode laser GCSR (gain seuil, courant seuil, puissance émise) ont été déterminés.

SUMMARY

The purpose of the work presented in this memory is to study and to model the tunable laser diode with vertical coupler GCSR.

The study and the modelling of the coupler section GADC, as well as the parameters which influence on both its characteristics and transfer of energy phenomenon in the coupler were studied by the coupled modes theory.

The reflectivity of the SSG-DBR grating was calculated by the Transfer Matrices Method (TMM).

The accordability mechanism in wavelength, as well as the characteristics of laser diode GCSR (threshold gain, threshold current, Power emitted) were calculated.

ملخص

العمل الذي قمنا به في هذه المذكرة هو الدراسة النظرية والتقريبية لثنائي قطب متوافق في طول الموجة ذو مزدوج عمودي (Diode laser accordable en longueur d'onde à coupleur vertical GCSR).
 الدراسة النظرية تركز لنظرية (modes couplés) لقطعة المزدوج و ايضا العوامل التي تؤثر على ظاهرة التحول الطاقوى من اتجاه ضوئي إلى آخر.
 تم حساب الانعكاسية بواسطة نظرية مصفوفة التحويل.
 ظاهرة Accordabilité في طول الموجة و مميزات ثنائي القطب (كسب العتبة, تيار العتبة, الطاقة المنبعثة) تم حسابهم.

TABLE DES MATIERES

REMERCIEMENTS
RESUME
TABLE DES MATIERES.....
LISTE DES ILLUSTRATIONS, GRAPHIQUES ET TABLEAUX.....
INTRODUCTION.....	11
1. RAPPEL SUR LES LASERS A SEMI-CONDUCTEURS.....	13
1.1 Introduction.....	13
1.2 Effet laser	13
1.3 Principe de fonctionnement des lasers à semi-conducteurs.....	15
1.4 Propriétés électroniques des lasers à semi-conducteurs.....	19
1.5 Diode laser accordable en longueur d'onde.....	21
1.6 Variation de l'indice de réfraction.....	24
2. LE COUPLEUR DIRECTIONNEL.....	26
2.1 Introduction.....	26
2.2 Coupleur directionnel GADC.....	26
2.2.1 Description.....	26
2.2.2 Etude du coupleur GADC.....	27
2.2.3 Caractéristiques du coupleur GADC	33
2.2.4 Etude des caractéristiques du coupleur GADC	35
2.3 Conclusion.....	39
3. LE REFLECTEUR DE BRAGG.....	41
3.1 Introduction.....	41
3.2 Réflecteur à réseau modulé SSG - DBR (Super Structure Grating DBR).....	41
3.3 Méthode des matrices de transfert	43
3.4 Matrice de transfert de quelques éléments.....	44
3.5 Exemple de simulation.....	47

3.6 Conclusion.....	48
4. ETUDE DE LA DIODE LASER GCSR.....	49
4.1 Introduction	49
4.2 Description de la diode laser GCSR	49
4.3 Modèle théorique	51
4.4 Exemple de simulation.....	53
4.5 Interprétation des résultats	61
CONCLUSION	62
APPENDICE A.....	64
APPENDICE B.....	66
APPENDICE C.....	70
Organigramme de programmation.....	72
REFERNCES.....	76

LISTE DES ILLUSTRATIONS, GRAPHIQUES ET TABLEAUX.

Figure 1.1 Schéma de principe d'un laser.....	14
Figure1.2 Laser a double hétérojonction.....	18
Figure1.3 Structure du laser GCSR.....	22
Figure 2.1 Géométrie du coupleur directionnel GADC.....	27
Figure 2.2 Structure non perturbée du coupleur GADC.....	27
Figure 2.3 Variation de la puissance optique des deux guides en fonction de la distance z	33
Figure 2.4 Spectre du coupleur GACD.....	34
Figure 2.5 Déplacement du spectre par injection de courant.....	35
Figure 2.6 Structure du coupleur GADC	36
Figure 2.7 Variation de L_c en fonction de l'espacement S	36
Figure 2.8 Variation de L_c en fonction de la profondeur Dgr	37
Figure 2.9 Variation du pas Λ_c en fonction de la distance de séparation S	37
Figure 2.10 Variation du pas Λ_c en fonction de la profondeur Dgr	38

Figure 2.11 Variation de la largeur de bande en fonction de la séparation S ($D_{gr} = 0.1\mu m$).....	38
Figure 2.12 Variation de l'accordabilité en fonction de la distance de séparation	39
Figure 3.1 Géométrie du réseau SSG-DBR.....	42
Figure 3.2 Matrice de transfert dans le cas où l'on a deux plans de référence	44
Figure 3.3 Interface entre deux milieux diélectriques.....	44
Figure 3.4 Guide d'onde homogène.....	45
Figure 3.5 Réseau formé de (m) matrice en cascade.....	46
Figure 3.6 Spectre de réflectivité du SSG-DBR.....	48
Figure 4.1 Structure du laser GCSR.....	50
Figure 4.2 Spectre du coupleur GADC et du SSG-DBR.....	55
Figure 4.3 Produit du carré de la transmittivité du coupleur GADC par la réflectivité du SSG-DBR en absence d'injection de courant.....	55
Figure 4.4 Déplacement du produit du carré de la transmittivité du coupleur et la réflectivité du SSG-DBR en fonction du courant d'injection du coupleur.....	57
Figure 4.5 Variation de la longueur d'onde en fonction du courant d'accord du coupleur.....	58
Figure 4.6 Variation de la longueur d'onde d'émission laser en fonction du courant du coupleur et du réflecteur.....	58

Figure 4.7 Gain seuil en fonction du courant du coupleur.....	59
Figure 4.8 Courant seuil en fonction du courant du coupleur.....	59
Figure 4.9 Puissance émise en fonction du courant du coupleur.....	60
Tableau 4.1 Paramètres de la diode laser GCSR.....	53

INTRODUCTION

Le développement des télécommunications est considérable. Certains parlent même de révolution équivalente à la révolution industrielle de la fin du 19^{ème} siècle. Cette croissance extraordinaire de la demande implique une augmentation des performances de tous les systèmes de télécommunications et notamment une croissance du débit d'informations. Pour les télécommunications optiques à longues distances, l'augmentation des débits est obtenue en grande partie par l'utilisation du réseau multiplexé. Deux techniques de multiplexage ont été utilisées: le multiplexage en longueur d'onde WDM et le multiplexage temporel TDM.

La technique WDM intervient dès qu'on souhaite transmettre plusieurs flux d'informations indépendants (canaux) en utilisant le même support (une fibre), et pour définir chacun de ces canaux cela requiert l'utilisation des émetteurs lasers aux différentes longueurs d'onde dites sources accordables.

Depuis 1997, l'union internationale de télécommunication ITU définit les règles d'utilisation des sources accordables pour les applications WDM, afin de maintenir une bonne qualité de transmission. Les conditions exigées sont [1-9]:

Haute puissance à la sortie, Faible largeur des raies et fiabilité.

Le laser devrait être capable de s'accorder à n'importe quelle longueur d'onde sur la norme de l'ITU.

De par leur particularité, on peut utiliser les lasers accordables dans divers domaines d'applications tels que:

- Les systèmes de transmissions optiques à multiplexage dense en longueur d'onde DWDM (Dense Wavelength Division Multiplexing)
- La spectroscopie
- L'environnement.
- La télédétection...

A cause de leur multiples applications, le marché des lasers accordables est passé de 50 millions de dollars en 2001 à un montant évalué entre 870 millions et 2.32 milliards de dollars en 2005[3].

Le laser GCSR (Grating Coupler with Super structure Reflector) monolithique à multi-sections est un des lasers accordables en longueur d'onde qui utilise comme paramètre d'accord le courant électrique et présente une large plage d'accordabilité avec une émission monomode.

Notre étude porte sur la théorie et la modélisation de la diode laser à semi-conducteur à multi-sections GCSR.

Le présent mémoire se divise en quatre chapitres:

Dans le premier chapitre, nous rappelons brièvement l'effet laser ainsi que le principe de fonctionnement d'un laser à semi-conducteur à double hétérojonction. Nous complétons cette présentation par la description des différents effets qui sont à l'origine de la variation de l'indice de réfraction du matériau.

Le coupleur directionnel GADC (Grating Assisted Directional Coupler) fait l'objet du deuxième chapitre. Dans un premier temps nous proposons le modèle théorique basé sur la méthode des modes couplés. Par la suite, nous déterminerons les paramètres qui influent sur les différentes caractéristiques du coupleur GADC.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude du réflecteur de Bragg SSG-DBR (Super structure Grating- Distributed Bragg Reflector), où on utilise la méthode des matrices de transfert (TMM) pour le calcul de la réflectivité.

Enfin, dans le quatrième chapitre, nous nous intéresserons à la modélisation de la diode laser GCSR. On étudiera l'accordabilité, ainsi que les caractéristiques de la diode pendant l'accord.

Nous terminerons par une conclusion et perspective.

CHAPITRE 1

RAPPEL SUR LES LASERS A SEMI-CONDUCTEUR

1.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à un rappel sur l'effet laser, et le principe de fonctionnement des lasers à semi-conducteur.

Nous introduisons également dans ce chapitre une description des lasers à semi-conducteur accordables en longueur d'onde.

Enfin, nous terminons par la description des différents effets qui sont à l'origine de la variation de l'indice de réfraction du matériau.

1.2 Principe de fonctionnement d'un laser

La lumière laser, notamment grâce à sa forte directivité et à sa cohérence, constitue un outil efficace pour la mesure de distance et pour les dispositifs interférométriques. Parmi les différentes catégories de laser, les lasers à semi-conducteur ont été démontrés en 1962. Le composant était formé d'une simple jonction P-N GaAs, tandis que des surfaces polies perpendiculaires à la jonction fermaient la cavité résonante et jouaient le rôle de miroirs. La densité de courant injectée s'élevait à quelques 10 kA/cm^2 [5]. Le concept de diode laser, qui s'est par la suite développé, a permis la réalisation de composants de faibles dimensions, avec un haut rendement, un faible coût et un encombrement réduit.

Pour réaliser un laser, trois éléments sont nécessaires:

- un milieu actif,
- un dispositif d'excitation,
- un résonateur.

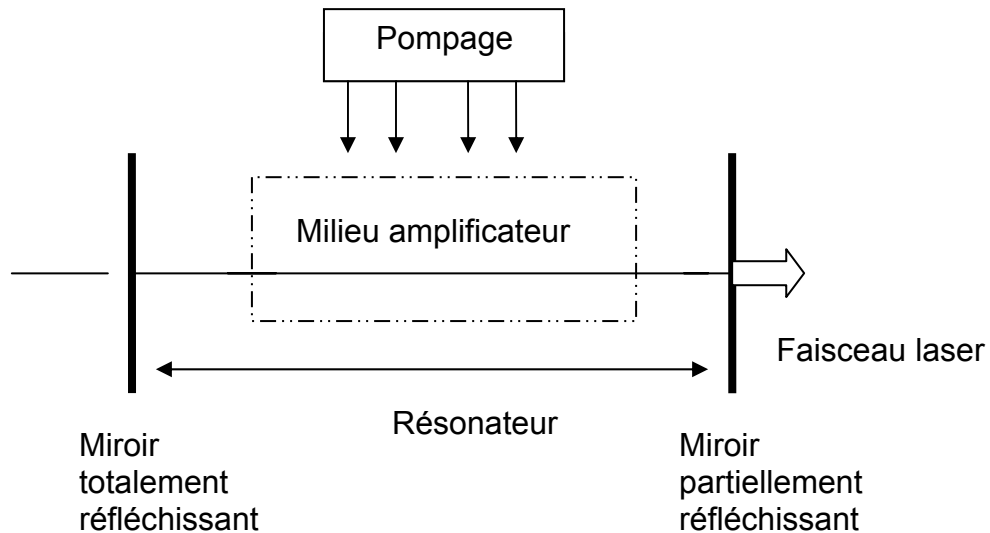


Figure 1.1 : Schéma de principe de fonctionnement d'un laser

1.2.1 Milieu amplificateur (actif)

Dans le cas des lasers à semi-conducteur, le milieu amplificateur est un semi-conducteur où les énergies électroniques autorisées sont réparties en bandes d'énergies bien déterminées permises aux électrons (bande de conduction et bande de valence) séparées d'une bande interdite; donc le matériau à gap direct est le siège de recombinaisons de paires électron - trou, donnant lieu à une émission de photons.

La bande interdite, caractérisée par sa largeur E_G (eV), détermine la longueur d'onde d'émission du matériau envisagé. C'est donc un paramètre primordial lorsqu'on veut réaliser un composant.

1.2.2 Cavité résonante

Une cavité résonante (cavité de Fabry Pérot) est constituée de deux miroirs parallèles semi réfléchissants limitant le milieu actif et permettant le recyclage des photons, ils piègent la lumière dans l'espace. Les photons émis se trouvent ainsi amplifiés au cours de leurs multiples trajets aller- retour dans la structure laser selon certains modes optiques spécifiques. Une partie de ces photons est

« perdue » hors de la structure via les miroirs et est récupérée en sortie: c'est le faisceau laser.

1.2.3 Pompage

L'effet laser nécessite une source régénératrice de porteurs. Cette source est appelée le pompage qui conduit à une inversion de population, cela veut dire que les niveaux d'énergies supérieurs (BC) sont plus peuplés que ceux d'énergies inférieures (BV). Le pompage est assuré par l'injection de courant dans le milieu amplificateur.

1.3 Principe de fonctionnement des lasers à semi-conducteur

1.3.1 Laser à homojonction

Le laser à semi-conducteur le plus simple de conception est le laser Fabry Pérot. On peut obtenir une émission de lumière cohérente en utilisant des matériaux semi-conducteurs, à condition de choisir ceux-ci de manière judicieuse. La jonction P-N joue le rôle de dispositif d'excitation (pompage) et de résonateur optique servant à l'amplification. La cavité résonante est réalisée en clivant le matériau semi-conducteur, créant ainsi des miroirs de part et d'autre de celle-ci. C'est la réflexion partielle de la lumière sur ces deux facettes qui confère à la cavité sa propriété de résonateur.

Les porteurs sont injectés puis recombinaison au niveau de la jonction P-N donnant ainsi naissance à l'émission de photons. L'amplification de la lumière par émission stimulée ne se produit que si la jonction est en état d'inversion de population. Lorsque la densité de porteurs dépasse une certaine valeur, l'effet laser s'établit.

- Condition d'oscillation

Les modes longitudinaux de la cavité laser (Fabry - Pérot) de longueur L et de coefficients de réflexion r_1, r_2 oscillent le long de la jonction. Quand la condition d'émission laser est réalisée, une onde stationnaire s'établit dans la cavité. Ce qui signifie que l'onde lumineuse qui se propage aura la même phase

et la même amplitude après avoir fait un aller- retour complet entre les deux facettes clivées.

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

$$r_1.r_2.\exp(-\alpha.L).\exp(g_{th}.L) = 1 \quad (1.1)$$

Lorsque le gain compense les pertes dues à la cavité, on obtient l'oscillation laser et le gain seuil sera donné par la relation:

$$g_{th} = \alpha + \frac{1}{2.L}.Ln \frac{1}{R_1.R_2} \quad (1.2.a)$$

Où les réflectivités des deux facettes sont données par:

$$R_1 = r_1^2$$

$$R_2 = r_2^2$$

Pour tenir compte des pertes de la lumière dans les couches latérales, on introduit le facteur de confinement Γ défini comme le rapport de la puissance optique localisée dans la couche active et la puissance optique totale.

Dans ces conditions, le gain sera donné par:

$$g_{th} = \frac{1}{\Gamma}.\left(\alpha + \frac{1}{2.L}.Ln \frac{1}{R_1.R_2}\right) \quad (1.2.b)$$

- L'apparition du phénomène d'interférence constructive entre les modes de la cavité exige une longueur de la cavité qui sera égale à un nombre entier de demi- longueur d'onde:

$$L = m.\frac{\lambda}{2.n} \quad (1.3)$$

L'espacement entre les modes de la cavité sera donné par la relation suivante:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2.n.L} \quad (1.4)$$

Mais ces lasers à homojonction ont une grande épaisseur de la zone active et un courant de seuil particulièrement élevé à cause de la diffusion des charges de part et d'autre de la jonction. Un meilleur confinement des porteurs a été obtenu par la réalisation des structures dites à double hétérojonction.

1.3.2 Laser à double hétérojonction

La diode laser à double hétérojonction est constituée d'une couche active entourée par un matériau dont la largeur de gap est plus grande. Cela crée une barrière de potentiel et permet d'avoir deux actions de confinement:

- Le confinement des porteurs injectés dans la couche active à cause des 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 hétérojonction.

En appliquant une différence de potentiel suffisante, un grand nombre d'électrons et de trous seront injectés dans la couche active réalisant ainsi l'inversion de population. Les porteurs injectés seront confinés grâce aux barrières. L'emploi de la double hétérojonction a permis d'abaisser la densité de courant de seuil J_{th} à environ $500 A/cm^2$ pour des couches actives de $0,1 \mu m$ d'épaisseur, et de faire fonctionner la diode en continu et à température ambiante[5]. La figure 1.2 représente schématiquement la diode laser à double hétérojonction.

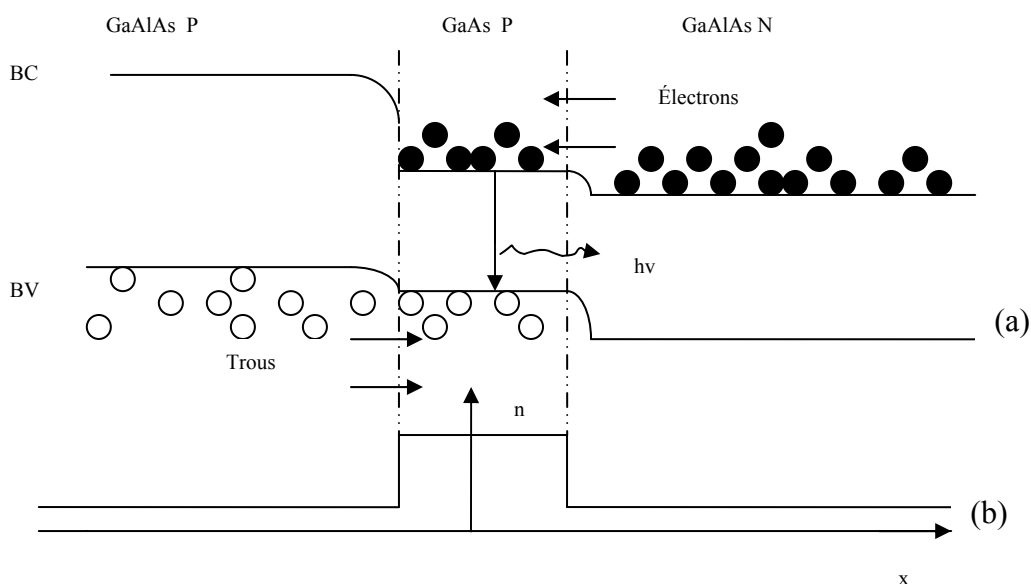


Figure 1.2 : Laser a double hétérojonction:

(a) Bandes d'énergie, (b) Distribution de l'indice de réfraction.

1.4 Propriétés électroniques des lasers à semi-conducteurs

1.4.1 Coefficient de gain

Pour calculer le coefficient de gain dans un semi-conducteur, il est nécessaire de considérer toutes les transitions possibles entre les états des bandes de conduction et de valence.

Considérons E' un état de la bande de conduction (BC) et E'' un état de la bande de valence (BV), tel que $E = E' - E''$ ($E = h\nu$) on peut définir le taux net d'émission stimulée par:

$$r_{21st}(E) = \int_{-\infty}^{+\infty} \beta_{21} \cdot (f_c(E') - f_v(E'')) \cdot \rho_c(E') \cdot \rho_v(E'') \cdot P(E) \cdot dE' \quad (1.5)$$

Pour un semi-conducteur massif:

$$\rho_c(E') = \frac{1}{\pi^2} \cdot \left[\frac{2 \cdot m_c}{\hbar^2} \right]^{\frac{3}{2}} \cdot \sqrt{E'} \quad (1.6)$$

$$\rho_v(E'') = \frac{1}{\pi^2} \cdot \left[\frac{2 \cdot m_v}{\hbar^2} \right]^{\frac{3}{2}} \cdot \sqrt{E''} \quad (1.7)$$

$$f_c(E') = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E' - F_N}{K.T}\right)} \quad \text{et} \quad f_v(E'') = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E'' - F_P}{K.T}\right)} \quad (1.8)$$

Le gain optique est directement lié au taux d'émission stimulée par la relation:

$$g(E) = \frac{r_{21st}(E)}{V_g \cdot P(E)} \quad (1.9.a)$$

$$V_g = \frac{c}{n} \quad (1.9.b)$$

L'expression du gain sera:

$$g(E) = - \int_{-\infty}^{+\infty} \beta_{21} \cdot \frac{n}{c} \cdot (f_v(E'') - f_c(E')) \cdot \rho_c(E') \cdot \rho_v(E'') \cdot dE' \quad (1.10)$$

1.4.2 Courant de seuil

L'injection du courant à travers la zone active produit un terme de génération de porteurs et un autre de recombinaisons, composés des

recombinaisons radiatives, non radiatives et du taux des pertes de porteurs par effet Auger.

L'équation de continuité des électrons est donnée par [6]:

$$\frac{dN}{dt} = D \cdot \frac{d^2 N}{dx^2} + \frac{J_N}{e \cdot d} - R(N) \quad (1.11)$$

$R(N)$: taux de porteurs disparus du aux différentes transitions (absorption, émission spontanée, émission stimulée).

$$R(N) = R_{sp} + R_{nr} + R_l \quad (1.12)$$

$R_{nr} = A \cdot N$: taux de recombinaisons non radiatives

$R_{sp} = B \cdot N^2$: taux de recombinaisons radiatives

$R_l = C \cdot N^3$: taux de pertes de porteurs par effet Auger.

En régime stationnaire on a $\frac{dN}{dt} = 0$ et on considère que N est constant dans la

couche active ($\frac{dN}{dx} = 0$), on aura:

$$\frac{J_N}{e \cdot d} = R(N) \quad (1.13)$$

$$J_N = e \cdot d \cdot [A \cdot N + B \cdot N^2 + C \cdot N^3] \quad (1.14)$$

$$J = \frac{I}{S} \quad (1.15)$$

Le courant sera donné par:

$$I = e \cdot V \cdot [A \cdot N + B \cdot N^2 + C \cdot N^3] \quad (1.16.a)$$

Le courant seuil sera donc donné par:

$$I_{th} = e \cdot V \cdot [A \cdot N_{th} + B \cdot N_{th}^2 + C \cdot N_{th}^3] \quad (1.16.b)$$

Tel que la densité de porteur au seuil est donnée par [6]:

$$N_{th} = \frac{g_{th}}{A_0} + N_t \quad (1.17)$$

1.4.3 Puissance optique et rendement

L'efficacité du dispositif est caractérisée par la puissance émise pour un courant d'injection donné.

Le rendement quantique η_e est le rapport de l'accroissement du nombre de photons émis par une face à l'accroissement des électrons injectés dans la structure [10-12].

$$\frac{dP}{h\nu} = \eta_e \cdot \frac{dI}{e} \quad (1.18)$$

Le rendement quantique différentiel externe est donné par la relation [13]:

$$\eta_e = \eta_i \cdot \frac{g_{th} - \alpha_a}{g_{th}} \cdot \frac{(1 - r_1^2)r_2}{(r_1 + r_2)(1 - r_1 r_2)} \quad (1.19)$$

La puissance optique émise sera donnée par:

$$P = \eta_e \cdot \frac{h\nu}{e} \cdot (I - I_{th}) \quad (1.20)$$

1.5 Diode laser accordable en longueur d'onde

Les diodes lasers accordables en longueur d'onde sont des lasers pour lesquels on a un contrôle précis de la longueur d'onde 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 dans le domaine de télécommunication optique. On cherche à avoir une large plage d'accord en longueur d'onde avec une émission monomode à raie spectrale étroite.

Les lasers accordables en longueur d'onde utilisant l'injection des porteurs dans les sections d'accord peuvent être regroupés en trois grandes familles [1-2]:

- 1- Les lasers accordables à réseau de Bragg DBR.
- 2- Les lasers accordables multi- branches.
- 3- Les lasers accordables GCSR.

1.5.1 Lasers accordables à réseau de Bragg

La diode laser à réseau de Bragg est constituée de trois sections: une section active et deux sections passives: la section contrôle de phase et la section DBR (Distributed Bragg Reflector).

Le fonctionnement du composant peut être décrit de la façon suivante: lorsqu'on injecte un courant dans la section active la cavité oscille sur un seule mode

longitudinal. Si on injecte un courant dans la section DBR on fait varier la longueur d'onde de Bragg, il s'ensuit une variation de la longueur d'onde d'émission laser. Le courant de la section de phase permet de maintenir le même mode, d'où une variation continue de la longueur d'onde [2,14-16].

1.5.2 Lasers accordables multi-branche

Le laser multi-branche est constitué par une cascade de jonction Y pour former les branches de ce laser, par exemple pour former un laser à N branches, on réalise une cascade de (N-1) jonction Y. Ces branches sont liées l'une à l'autre, et chaque branche a une électrode pour l'injection de courant. Le paramètre de l'accordage de ce laser est la différence de longueur entre ses branches (ΔL).

L'accordage de ce laser est obtenu par la variation des indices de réfraction dans les branches, cette variation implique un changement de la longueur d'onde ce qui donne une variation des modes, donc une plage d'accord de longueurs d'ondes [2,17].

1.5.3 Diode laser accordable GCSR

La diode laser GCSR (Grating Coupler with Super structure Reflector) est un composant largement accordable monolithique à quatre électrodes [2,18-29]; la structure est schématisée sur la figure 1.3.

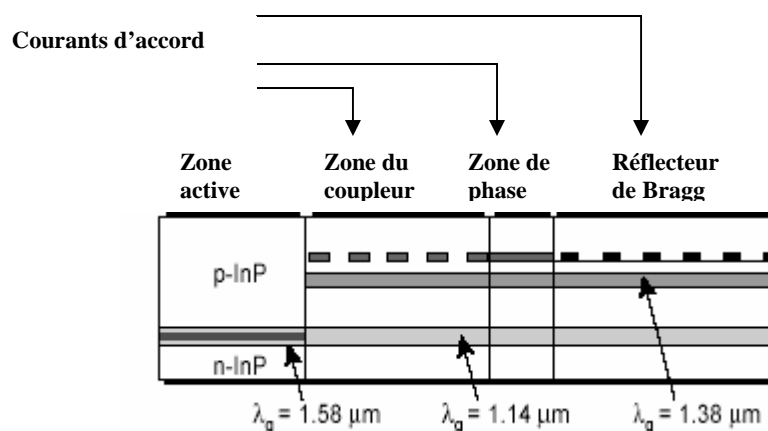


Figure1.3 : Structure du laser GCSR

Le composant est constitué de quatre sections, une section de gain et trois sections d'accord:

- section de gain, destinée à la génération de la lumière.
- section du filtre GADC pour le filtrage de la longueur d'onde.
- section de phase dans le but d'avoir une accordabilité continue.
- section du réflecteur SSG-DBR pour la sélectivité de la longueur d'onde.

1.5.3.1 Principe de fonctionnement

La diode laser GCSR est basée sur le filtre optique GADC qui est en cascade avec le réflecteur de Bragg SSG-DBR. Cette structure combine la grande plage d'accordabilité du filtre à coupleur GADC avec la forte sélectivité spectrale du SSG-DBR.

Le filtre à coupleur sélectionne un des pics du réflecteur de Bragg, qui correspond à la longueur d'onde du fonctionnement du laser. Le contrôle de cette longueur d'onde et de sa position se fait par injection de courant à travers les sections d'accord (coupleur, réflecteur).

1.5.3.2 Accordabilité

L'étendue d'accord ou la plage d'accord est définie comme étant la variation maximale de la longueur d'onde qu'il est possible d'atteindre; elle est limitée par le courant (échauffement du composant). L'objectif est qu'elle soit la plus grande possible.

Pour un courant d'injection donné, on peut définir trois différents types d'accordabilité:

1.5.3.2.1 Accordabilité continue

Une accordabilité continue est obtenue en faisant varier le courant du réflecteur tout en gardant le courant du coupleur fixe.

1.5.3.2.2 Accordabilité discontinue

On dit qu'une accordabilité est discontinue, lorsque celle-ci est donnée par saut de modes. Cette dernière est obtenue en faisant varier uniquement le courant de la section du coupleur.

1.5.3.2.3 Accordabilité quasi-continue

L'accordabilité quasi-continue est obtenue lorsqu'on change simultanément le courant du coupleur et du réflecteur; c'est à dire en premier lieu on fixe le courant du coupleur et on fait varier le courant du réflecteur, une accordabilité continue est obtenue. Cette dernière est répétée pour différentes valeurs fixes du courant du coupleur.

1.6 Variation de l'indice de réfraction

1.6.1 Variation de l'indice de réfraction par injection de porteurs

L'injection de porteurs dans le matériau à semi-conducteur est un moyen pour le contrôle de l'indice de réfraction dans les guides d'ondes passifs, ils en résultent trois différents effets qui contribuent à la variation de l'absorption et par conséquent de l'indice de réfraction du matériau.

Ce modèle repose essentiellement sur le modèle de Kronig- Kramer [30]:

$$\delta n(E) = \frac{2 \cdot \hbar \cdot c}{e^2} \cdot \int_0^{\infty} \frac{\Delta \alpha(N, P, E')}{E'^2 - E^2} dE' \quad (1.21)$$

1.6.1.1 L'effet d'absorption des porteurs libres

L'absorption des porteurs libres ou effet de plasma se produit lorsque les porteurs libres absorbent des photons et se déplacent vers des états plus élevés de la bande.

1.6.1.2 L'effet de rétrécissement du gap

Cet effet est résumé dans ce qui suit:

Les électrons injectés occupent les bas niveaux de la bande de conduction (BC) et vont se repousser les uns des autres par les forces de Coulomb. Ceci conduit à une diminution du niveau bas de l'énergie de (BC). Le même effet se produit pour les trous provoquant une augmentation du niveau haut de la bande de valence (BV) entraînant un rétrécissement de la bande interdite du matériau.

1.6.1.3 L'effet de remplissage de la bande

Dans les semi-conducteurs dopés type (n), les électrons occupent les niveaux bas de la bande de conduction et lorsque cette bande est assez remplie le passage des électrons de la bande de valence vers la bande de conduction nécessite d'avoir une énergie supérieure à l'énergie de gap (E_G) pour être optiquement excité, La même chose se passe avec les semi-conducteurs dopés type (p).

Les différents effets qui influent sur l'absorption sont supposés indépendantes les uns des autres. Donc la variation d'indice de réfraction due à une injection de porteurs est estimée par la somme des variations issues de ces différents effets.

1.6.2 Variation de l'indice de réfraction avec la longueur d'onde

Un matériau est dit dispersif lorsque son indice de réfraction dépend de la longueur d'onde. La variation d'indice de réfraction est donnée par la relation de Kramer – Kronig [31]:

$$\delta n(\lambda) = \frac{\lambda_0^2}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{\delta \alpha(\lambda)}{\lambda_0^2 - \lambda^2} d\lambda \quad (1.22)$$

Il y a en fait deux types de dispersion [31]:

-Dispersion due au matériau, cette dispersion est due à la variation de l'indice de réfraction du matériau avec la longueur d'onde; elle est donnée sous forme de tableaux.

-Dispersion due au guide, cette dernière est due à la variation de la constante de propagation (Variation de l'indice effectif) avec la longueur d'onde, qui dépend de la géométrie du guide.

CHAPITRE 2

LE COUPLEUR DIRECTIONNEL

2.1 Introduction

Le coupleur directionnel est un composant photonique possédant une série importante d'applications, surtout dans le multiplexage en longueur d'onde (WDM), ceci à cause de ses caractéristiques très importantes: large plage d'accordabilité, haute pureté spectrale. Il peut être utilisé comme un diviseur d'énergie, pour la modulation et la commutation de la lumière et pour le filtrage de la longueur d'onde [32-39].

Dans ce chapitre, nous allons étudier le coupleur directionnel GADC, ainsi que les différents paramètres qui influent sur ses caractéristiques.

2.2 Coupleur directionnel GADC

2.2.1 Description

Le coupleur directionnel GADC (Grating Assisted Directional Coupler) est constitué de deux guides non identiques, d'épaisseurs et d'indices différents, séparés d'une distance S . Un réseau d'épaisseur D_{gr} et de pas Λ_c est gravé sur l'un des deux guides. Le rôle du réseau (Grating) est d'assister le couplage d'énergie entre les deux guides et de permettre un transfert total de la lumière [40-54] (figure2.1).

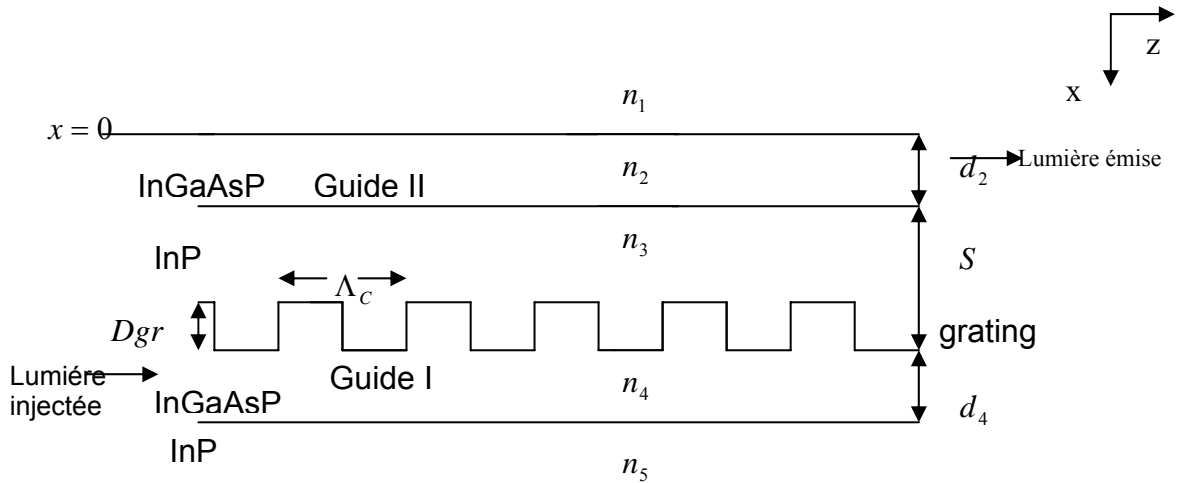


Figure 2.1: Géométrie du coupleur directionnel GADC

2.2.2 Etude du coupleur GADC

2.2.2.1 Théorie des modes couplés [42, 50]

La théorie des modes couplés appliquée au coupleur GADC consiste à trouver le champ électrique dans la structure non perturbée, c'est-à-dire en remplaçant le grating par une couche d'indice n_{gr} et d'épaisseur D_{gr} , l'étude devient donc celle d'un guide à six couches (figure 2.2).

L'indice de réfraction du grating n_{gr} est défini comme la moyenne des carrés des

indices de réfraction des couches latérales $n_{gr} = \left[\frac{n_3^2 + n_4^2}{2} \right]^{1/2}$.

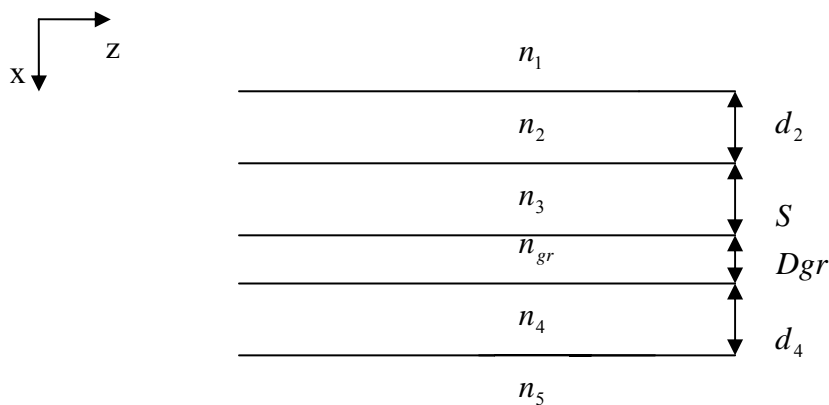


Figure 2.2 : Structure non perturbée du coupleur GADC

Le champ total dans la structure non perturbée peut être mis sous la forme:

$$E(x, z) = a_1 \cdot E_1(x) \cdot \exp(-j \cdot \beta_1 \cdot z) + a_2 \cdot E_2(x) \cdot \exp(-j \cdot \beta_2 \cdot z) \quad (2.1)$$

a_1, a_2 : amplitudes des deux modes

$E_1(x)$, $E_2(x)$: sont les modes d'ordre 1 et 2 solutions de l'équation d'onde.

β_1 Et β_2 : sont les constantes de propagation des deux modes calculées par la méthode de l'indice effectif donnée dans l'appendice B.

On considère ensuite qu'il existe un couplage entre les deux modes, cela conduit à un échange d'énergie entre ces derniers, donc l'amplitude des deux modes varie en fonction de z.

Le champ électrique total devient:

$$E(x, z) = a_1(z) \cdot E_1(x) \cdot \exp(-j \cdot \beta_1 \cdot z) + a_2(z) \cdot E_2(x) \cdot \exp(-j \cdot \beta_2 \cdot z) \quad (2.2)$$

Le champ total doit vérifier l'équation d'onde suivante:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) E(x, z) + k_0^2 \cdot n(x, z)^2 \cdot E(x, z) = 0 \quad (2.3)$$

Remplaçons l'équation (2.2) dans (2.3), on aura:

$$\begin{aligned} & \left[\frac{\partial^2 a_1(z)}{\partial z^2} - 2 \cdot j \cdot \beta_1 \cdot \frac{\partial a_1(z)}{\partial z} + (k_0^2 \cdot n(x, z)^2 - \beta_1^2) \cdot a_1(z) \right] \cdot E_1(x) \cdot \exp(-j \cdot \beta_1 \cdot z) \\ & + a_1(z) \cdot \frac{\partial^2 E_1(x)}{\partial x^2} \cdot \exp(-j \cdot \beta_1 \cdot z) + \left[\frac{\partial^2 a_2(z)}{\partial z^2} - 2 \cdot j \cdot \beta_2 \cdot \frac{\partial a_2(z)}{\partial z} \right] \cdot E_2(x) \cdot \exp(-j \cdot \beta_2 \cdot z) \\ & + a_2(z) \cdot \frac{\partial^2 E_2(x)}{\partial x^2} \cdot \exp(-j \cdot \beta_2 \cdot z) + (k_0^2 \cdot n(x, z)^2 - \beta_2^2) \cdot a_2(z) \cdot E_2(x) \cdot \exp(-j \cdot \beta_2 \cdot z) = 0 \end{aligned} \quad (2.4)$$

On suppose que l'amplitude $a_i(z)$ varie lentement avec la distance z on prend l'approximation suivante:

$$\left| \frac{\partial^2 a_i(z)}{\partial z^2} \right| \ll \left| 2\beta_i \cdot \frac{\partial a_i(z)}{\partial z} \right| \quad i=1,2 \quad (2.5)$$

Pour chaque mode l'équation d'onde suivante dans la structure non perturbée est vérifiée:

$$\frac{\partial^2 E_i(x)}{\partial x^2} + (k_0^2 \cdot n_0(x)^2 - \beta_i^2) \cdot E_i(x) = 0 \quad (2.6)$$

La variation de l'indice de réfraction est donnée par la relation:

$$n(x, z)^2 = n_0(x)^2 + \Delta n(x, z)^2 \quad (2.7.a)$$

$$n_0(x)^2 = \begin{cases} n_1^2, x < 0 \\ n_2^2, 0 < x < d_2 \\ n_3^2, d_2 < x < d_2 + S - Dgr \\ n_{gr}^2, d_2 + S - Dgr < x < d_2 + S \\ n_4^2, d_2 + S < x < d_2 + S + d_4 \\ n_5^2, x > d_2 + S + d_4 \end{cases} \quad (2.7.b)$$

En tenant compte de (2.5), (2.6) et (2.7.a) l'équation (2.4) devient:

$$\begin{aligned} & [-2j\beta_1 \cdot \frac{\partial a_1(z)}{\partial z} + k_0^2 \cdot (n(x, z)^2 - n_0(x)^2) \cdot a_1(z)] \cdot E_1(x) \cdot \exp(-j\beta_1 \cdot z) + \\ & + [-2j\beta_2 \cdot \frac{\partial a_2(z)}{\partial z} + k_0^2 \cdot (n(x, z)^2 - n_0(x)^2) \cdot a_2(z)] \cdot E_2(x) \cdot \exp(-j\beta_2 \cdot z) = 0 \end{aligned} \quad (2.8)$$

Posons:

$$\tilde{a}_1(z) = a_1(z) \cdot \exp(-j \cdot \beta_1 \cdot z) \quad (2.9)$$

$$\tilde{a}_2(z) = a_2(z) \cdot \exp(-j \cdot \beta_2 \cdot z) \quad (2.10)$$

En remplaçant (2.9) et (2.10) dans (2.8), on obtient:

$$\begin{aligned} & [-2j \cdot \beta_1 \cdot \frac{\partial \tilde{a}_1(z)}{\partial z} + 2 \cdot \beta_1^2 \cdot \tilde{a}_1(z) + k_0^2 \cdot (n(x, z)^2 - n_0(x)^2) \cdot \tilde{a}_1(z)] \cdot E_1(x) \\ & + [-2j \cdot \beta_2 \cdot \frac{\partial \tilde{a}_2(z)}{\partial z} + 2 \cdot \beta_2^2 \cdot \tilde{a}_2(z) + k_0^2 \cdot (n(x, z)^2 - n_0(x)^2) \cdot \tilde{a}_2(z)] \cdot E_2(x) = 0 \end{aligned} \quad (2.11)$$

En multipliant (2.11) par le conjugué complexe de $E_1(x)$ et en intégrant suivant

x , et en utilisant l'ortho-normalité des modes $\langle E_i(x) | E_j(x) \rangle = \delta_{ij}$.

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 0, i \neq j \\ 1, i = j \end{cases}$$

On obtient l'équation:

$$\frac{\partial \tilde{a}_1(z)}{\partial z} + j\beta_1 \cdot \tilde{a}_1(z) + j \cdot \left\langle E_1(x) \left| \frac{k_0^2 \cdot (n(x, z)^2 - n_0(x)^2) \cdot \tilde{a}_2(z)}{2 \cdot \beta_1} \right| E_2(x) \right\rangle = 0 \quad (2.12)$$

Posons:

$$k_{12} = \left\langle E_1(x) \left| \frac{k_0^2 \cdot (n(x, z)^2 - n_0(x)^2)}{2 \cdot \beta_1} \right| E_2(x) \right\rangle \quad (2.13)$$

On remplaçant (2.13) dans (2.12), on obtient:

$$\frac{\partial \tilde{a}_1(z)}{\partial z} + j\beta_1 \cdot \tilde{a}_1(z) + jk_{12} \cdot \tilde{a}_2(z) = 0 \quad (2.14)$$

La même chose si on multiplie (2.11) par le conjugué complexe de $E_2(x)$ et en intégrant suivant x , et en utilisant l'ortho-normalité des modes, on obtient l'équation:

$$\frac{\partial \tilde{a}_2(z)}{\partial z} + j\beta_2 \cdot \tilde{a}_2(z) + j \left\langle E_2(x) \left| \frac{k_0^2 \cdot (n(x,z)^2 - n_0(x)^2) \cdot \tilde{a}_1(z)}{2 \cdot \beta_2} \right| E_1(x) \right\rangle = 0 \quad (2.15)$$

Posons:

$$k_{21} = \left\langle E_2(x) \left| \frac{k_0^2 \cdot (n(x,z)^2 - n_0(x)^2)}{2 \cdot \beta_2} \right| E_1(x) \right\rangle \quad (2.16)$$

On remplace (2.16) dans (2.15) on obtient l'équation:

$$\frac{\partial \tilde{a}_2(z)}{\partial z} + j\beta_2 \cdot \tilde{a}_2(z) + jk_{21} \cdot \tilde{a}_1(z) = 0. \quad (2.17)$$

Donc les équations des modes couplés du coupleur GADC sont données par:

$$\frac{\partial \tilde{a}_1(z)}{\partial z} + j\beta_1 \cdot \tilde{a}_1(z) + jk_{12} \cdot \tilde{a}_2(z) = 0 \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial \tilde{a}_2(z)}{\partial z} + j\beta_2 \cdot \tilde{a}_2(z) + jk_{21} \cdot \tilde{a}_1(z) = 0 \quad (2.19)$$

- Calcul des coefficients de couplage

Soit un coupleur directionnel GADC de longueur L , avec un réseau placé sur le guide bas.

L'indice étant périodique suivant z de période Λ_c , par suite son carré peut être développé en série de Fourier:

$$n(x, z)^2 = n_0(x)^2 + \sum_q A_q \cdot \exp(j \frac{2\pi}{\Lambda_c} \cdot q \cdot z) \quad (2.20)$$

Si on considère uniquement les composantes fondamentales de Fourier $q = \pm 1$, les coefficients de couplages $k_{i,j}$ seront donnés par:

$$k_{12} = \left\langle E_1(x) \left| \frac{k_0^2 \cdot A_1(x)}{2 \cdot \beta_1} \right| E_2(x) \right\rangle \cdot e^{j \cdot K \cdot z} \quad (2.21)$$

$$k_{21} = \left\langle E_2(x) \left| \frac{k_0^2 \cdot A_{-1}(x)}{2 \cdot \beta_2} \right| E_1(x) \right\rangle \cdot e^{-j \cdot K \cdot z} \quad (2.22)$$

$$K = \frac{2.\pi}{\Lambda_c} \quad (2.23)$$

$A_{\pm 1}(x)$: coefficients de Fourier donnés dans l'appendice C.

$$k_{12} = \frac{k_0^2}{2.\pi.\beta_2} . (n_4^2 - n_3^2) . \int_{\text{grating}} E_1(x)^* . E_2(x) dx . e^{j.K.z} \quad (2.24)$$

$$k_{21} = \frac{k_0^2}{2.\pi.\beta_1} . (n_4^2 - n_3^2) . \int_{\text{grating}} E_2(x)^* . E_1(x) dx . e^{-j.K.z} \quad (2.25)$$

Posons:

$$\tilde{k}_{12} = k_{12} . \exp(-jK.z) \quad (2.26.a)$$

$$\tilde{k}_{21} = k_{21} . \exp(jK.z) \quad (2.26.b)$$

- Solution des équations des modes couplés

La solution des équations des modes couplés se résume dans les étapes suivantes:

En dérivant l'équation (2.18) et en utilisant (2.19), on obtient:

$$\frac{\partial^2 \tilde{a}_1(z)}{\partial z^2} + j . \frac{\partial \tilde{a}_1(z)}{\partial z} . (\beta_1 + \beta_2 + K) + \tilde{a}_1(z) (k_{12} . k_{21} - K\beta_1 - \beta_1 . \beta_2) = 0 \quad (2.27)$$

La solution de (2.27) est sous la forme:

$$\tilde{a}_1(z) = [C_1 . \exp(j.v.z) + C_2 . \exp(-j.v.z)] . \exp[-j . \left(\frac{K}{2} + \bar{\beta}\right) . z] \quad (2.28)$$

Avec:

$$C_1 = \left(\frac{\delta + v}{2.v}\right) . \tilde{a}_1(0) - \left(\frac{\tilde{k}_{12}}{2.v}\right) . \tilde{a}_2(0) \quad (2.29.a)$$

$$C_2 = -\left(\frac{\delta - v}{2.v}\right) . \tilde{a}_1(0) - \left(\frac{\tilde{k}_{12}}{2.v}\right) . \tilde{a}_2(0) \quad (2.29.b)$$

Où:

$$2.\delta = \beta_2 - \beta_1 + K \quad (2.30)$$

$$v = \sqrt{k_{12} . k_{21} + \delta^2} \quad (2.31)$$

$$\bar{\beta} = \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} \quad (2.32)$$

On fait la même chose avec (2.19):

$$\frac{\partial^2 \tilde{a}_2(z)}{\partial z^2} + j \frac{\partial \tilde{a}_2(z)}{\partial z} \cdot (\beta_1 + \beta_2 - K) + \tilde{a}_2(z) \cdot (k_{12} \cdot k_{21} - \beta_1 \cdot \beta_2 - K \cdot \beta_2) = 0 \quad (2.33)$$

La solution de cette équation est sous la forme suivante:

$$\tilde{a}_2(z) = [D_1 \cdot \exp(j \cdot \nu \cdot z) + D_2] \cdot \exp(-j(\bar{\beta} - \frac{K}{2}) \cdot z) \quad (2.34)$$

Tel que:

$$D_1 = \frac{\delta - \nu}{\tilde{k}_{12}} \cdot C_1 \quad (2.35.a)$$

$$D_2 = \frac{\delta + \nu}{\tilde{k}_{12}} \cdot C_2 \quad (2.35.b)$$

Après plusieurs simplifications on arrive à la solution des équations des modes couplés sous la forme:

$$\begin{aligned} \tilde{a}_1(z) = & [\cos(\nu \cdot z) + j \frac{\delta}{\nu} \cdot \sin(\nu \cdot z)] \cdot \tilde{a}_1(0) \cdot \exp(-j(\frac{K}{2} + \bar{\beta}) \cdot z) \\ & - j \frac{\tilde{k}_{12}}{\nu} \cdot \sin(\nu \cdot z) \cdot \tilde{a}_2(0) \cdot \exp(-j(\frac{K}{2} + \bar{\beta}) \cdot z) \end{aligned} \quad (2.36)$$

$$\begin{aligned} \tilde{a}_2(z) = & - \frac{\tilde{k}_{21}}{\nu} \cdot \sin(\nu \cdot z) \cdot \tilde{a}_1(0) \cdot \exp(-j(\bar{\beta} - \frac{K}{2}) \cdot z) \\ & + [\cos(\nu \cdot z) - j \frac{\delta}{\nu} \cdot \sin(\nu \cdot z)] \cdot \tilde{a}_2(0) \cdot \exp(-j(\bar{\beta} - \frac{K}{2}) \cdot z) \end{aligned} \quad (2.37)$$

La solution peut être écrite sous forme matricielle:

$$A(z) = T \cdot A(0) \quad (2.38)$$

Tel que:

$$A(z) = \begin{pmatrix} \tilde{a}_1(z) \\ \tilde{a}_2(z) \end{pmatrix}, \quad A(0) = \begin{pmatrix} \tilde{a}_1(0) \\ \tilde{a}_2(0) \end{pmatrix} \quad (2.39)$$

$$T = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \quad (2.40)$$

$$T_{11} = [\cos(\nu \cdot z) + j \frac{\delta}{\nu} \cdot \sin(\nu \cdot z)] \cdot \exp(-j(\frac{K}{2} + \bar{\beta}) \cdot z) \quad (2.41)$$

$$T_{12} = -j \frac{\tilde{k}_{12}}{\nu} \cdot \sin(\nu \cdot z) \cdot \exp(-j(\frac{K}{2} + \bar{\beta}) \cdot z) \quad (2.42)$$

$$T_{21} = - \frac{\tilde{k}_{21}}{\nu} \cdot \sin(\nu \cdot z) \cdot \exp(-j(\bar{\beta} - \frac{K}{2}) \cdot z) \quad (2.43)$$

$$T_{22} = [\cos(\nu.z) - j \frac{\delta}{\nu} \sin(\nu.z)]. \exp(-j(\bar{\beta} - \frac{K}{2}).z) \quad (2.44)$$

Le champ électrique total sera donné par:

$$E(x, z) = \tilde{a}_1(z).E_1(x) + \tilde{a}_2(z).E_2(x) \quad (2.45)$$

La puissance dans chaque guide sera donnée par:

$$P_1(z) = \int_{\text{guide1}} E(x, z).E(x, z)^* dx \quad (2.46.a)$$

$$P_2(z) = \int_{\text{guide2}} E(x, z).E(x, z)^* dx \quad (2.46.b)$$

2.2.3 Caractéristiques du coupleur GADC

2.2.3.1 Longueur de couplage

On part avec les conditions initiales suivantes:

$$a_1(0) = 1, \quad a_2(0) = 0.$$

On injecte la lumière dans un guide (ou on excite un seul mode), la lumière va passer d'un guide à l'autre (d'un mode à l'autre) périodiquement (figure 2.3). La longueur de couplage (distance nécessaire pour le transfert maximum de puissance) sera donnée par [40]:

$$L_C = \frac{\pi}{2 \cdot \sqrt{k_{12} \cdot k_{21}}} \quad (2.47)$$

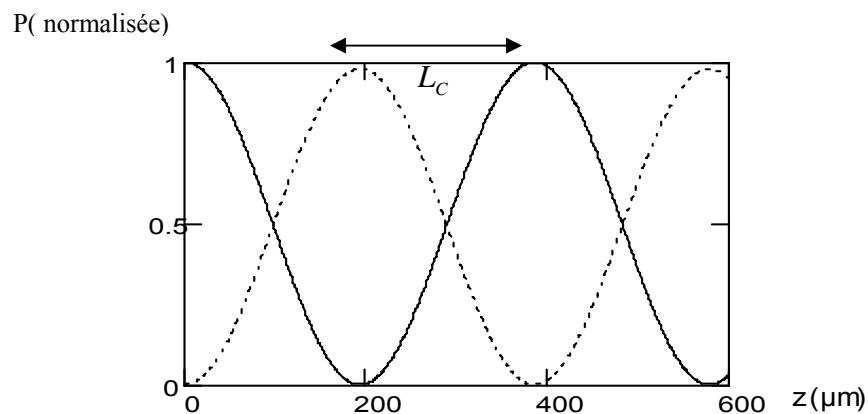


Figure 2.3 : Variation de la puissance optique des deux guides en fonction de la distance z.

2.2.3.2 Pas optimal

Un transfert d'énergie complet entre les deux guides est obtenu à la résonance ($\delta = 0$), c'est-à-dire pour une valeur optimale du pas du réseau donnée par la relation:

$$\Lambda_c = \frac{2\pi}{\beta_2 - \beta_1} \quad (2.48)$$

2.2.3.3 Spectre du coupleur

Le spectre du coupleur GADC est caractérisé par sa longueur d'onde centrale λ_0 et sa largeur de bande $\Delta\lambda_{1/2}$

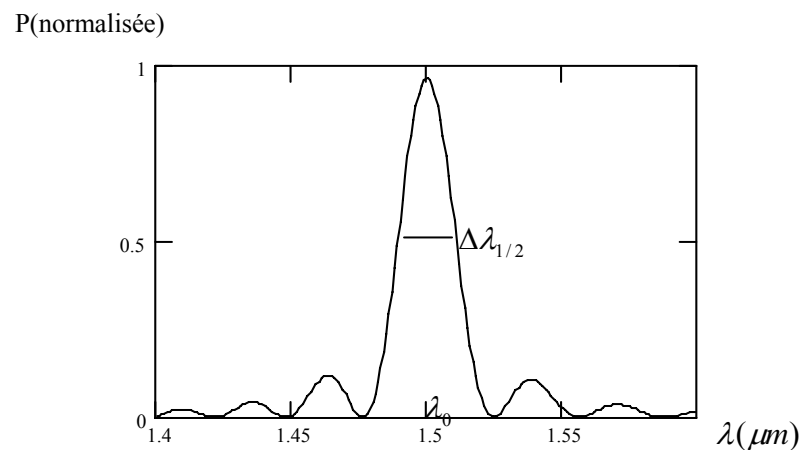


Figure 2.4 : Spectre du coupleur GADC

-Largeur à mi-hauteur

La largeur à mi-hauteur ou la bande passante est donnée par la relation [47]:

$$\Delta\lambda_{1/2} = \lambda_0 \cdot \frac{0.8 \cdot \Lambda_c}{L_c} \cdot F(\lambda)^{-1} \quad (2.49)$$

$$F(\lambda) = 1 - \Lambda_c \cdot \frac{d\Delta n_{eff}}{d\lambda} \quad (2.50)$$

Dans ce travail, on ne tient compte que de la dispersion due au guide (variation de n_{eff} avec λ), la dispersion due au matériau étant négligeable.

2.2.3.4 Accordabilité

Si on introduit une faible variation de l'indice de réfraction d'un des deux guides (par injection de courant), le spectre du coupleur se déplace et la condition de résonance ($\delta = 0$) sera vérifiée pour une autre longueur d'onde λ' (figure 2.5) donnée par la relation:

$$\lambda' = \Lambda_c \cdot (neff_1(\lambda') - neff_2(\lambda')) \quad (2.51)$$

P(normalisée)

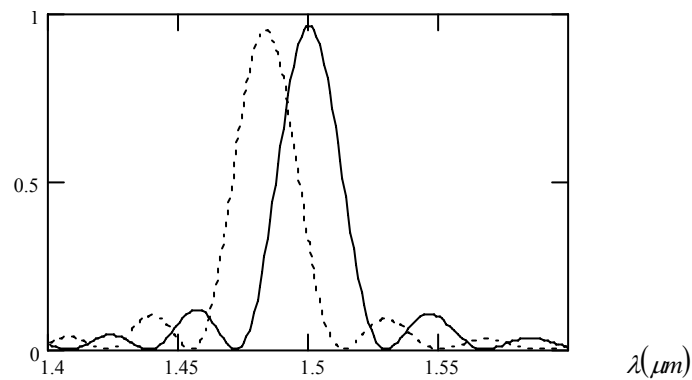


Figure 2.5 : Déplacement du spectre par injection de courant

2.2.4 Etude des caractéristiques du coupleur GADC

Nous avons étudié la structure du coupleur GADC donnée par [50]:

$$\lambda = 1.5 \mu m, n_1 = 1, n_2 = 3.3, n_3 = 3.2, n_4 = 3.5, n_5 = 3$$

$$d_2 = 1 \mu m, d_4 = 0.3 \mu m, S = 0.5 \mu m, Dgr = 0.1 \mu m.$$

Nous avons considéré le cas où le réseau est placé sur le guide bas (a) et le cas où le réseau est placé sur le guide haut (b).

On obtient:

$$L_c = 192.347 \mu m, \Lambda_c = 21.292 \mu m \text{ pour le cas (a).}$$

$$L_c = 497.2 \mu m, \Lambda_c = 30.253 \mu m \text{ pour le cas (b).}$$

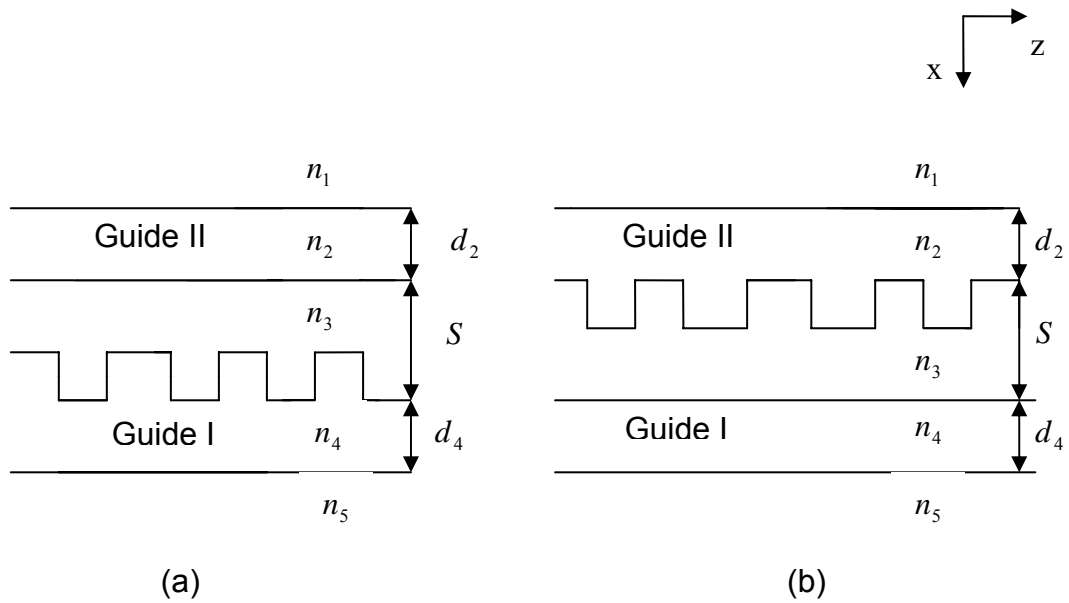


Figure 2.6 : Structure du coupleur GADC : (a) réseau placé sur le guide bas (guide I), (b) réseau placé sur le guide haut (guide II).

2.2.4.1 Longueur de couplage

Nous avons étudié l'influence de la distance de séparation S entre les deux guides et la profondeur du réseau sur la longueur de couplage (figure 2.7 et 2.8). L_C augmente avec la distance de séparation S entre les deux guides, ceci est dû à la diminution du couplage entre les deux guides lorsque S augmente.

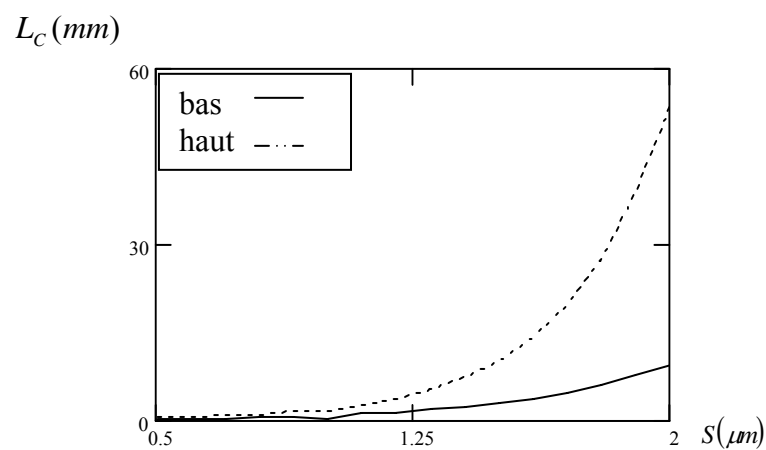


Figure 2.7 : Variation de L_C en fonction de l'espacement S

D'autre part, la longueur de couplage diminue avec la profondeur du grating D_{gr} , cela et du à l'augmentation du couplage avec la profondeur du réseau (figure 2.8).

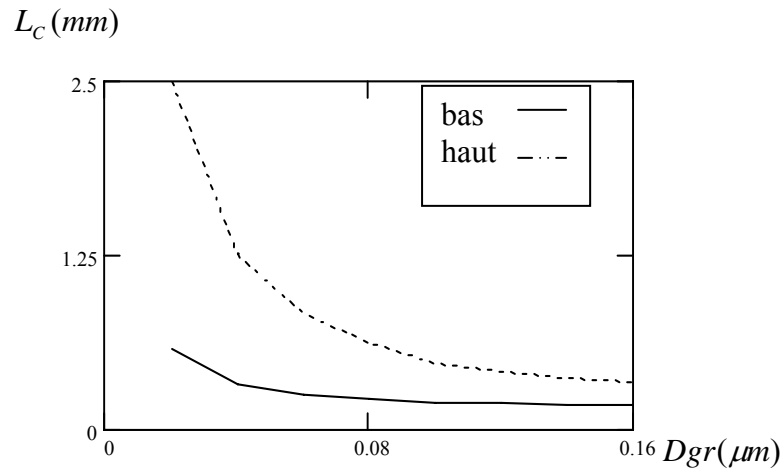


Figure 2.8: Variation de L_c en fonction de la profondeur D_{gr}

2.2.4.2 Pas optimal

Nous avons étudié l'influence de la distance de séparation S et de la profondeur D_{gr} sur le pas du réseau. Nous observons que le pas Λ_c augmente avec la distance de séparation entre les deux guides et varie faiblement lorsque S devient grand ($S > 1 \mu m$) et cela est du à ce que le couplage devient faible (figure 2.9 et 2.10).

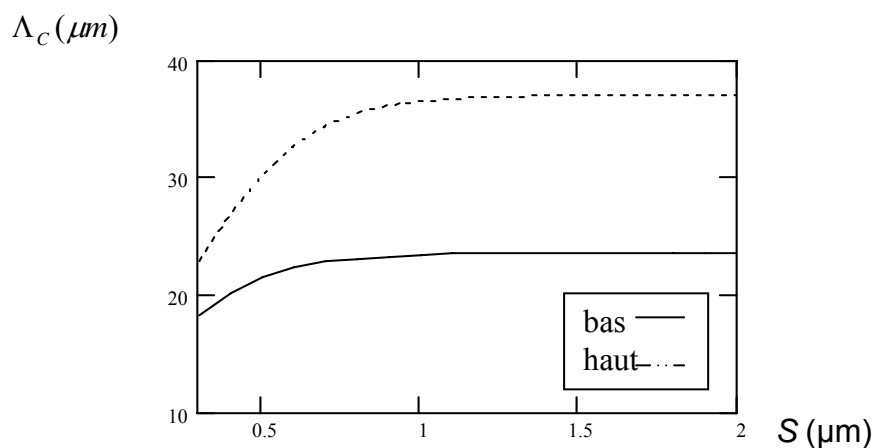


Figure 2.9 : Variation du pas Λ_c en fonction de la distance de séparation S

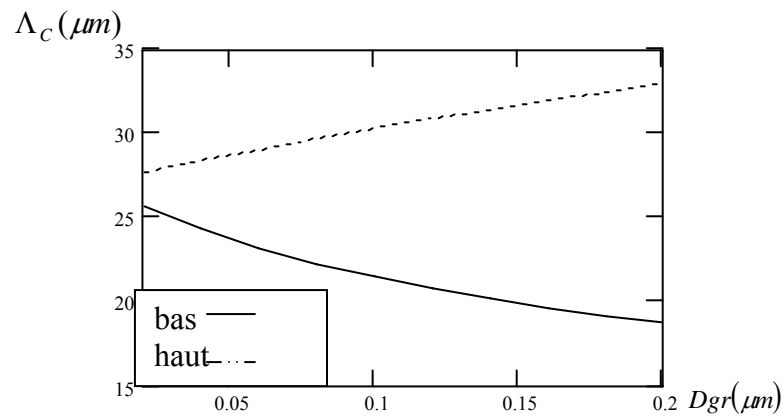


Figure 2.10: Variation du pas Λ_C en fonction de la profondeur D_{gr}

2.2.4.3 Largeur à mi-hauteur

Nous avons étudié l'influence de la distance de séparation S et de la longueur de couplage L_C sur la Largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda_{1/2}$ du coupleur.

Nous constatons que la largeur de la bande diminue avec S , donc pour avoir un coupleur sélectif, il faut choisir la longueur de couplage (longueur du coupleur) la plus grande possible (figure 2.11).

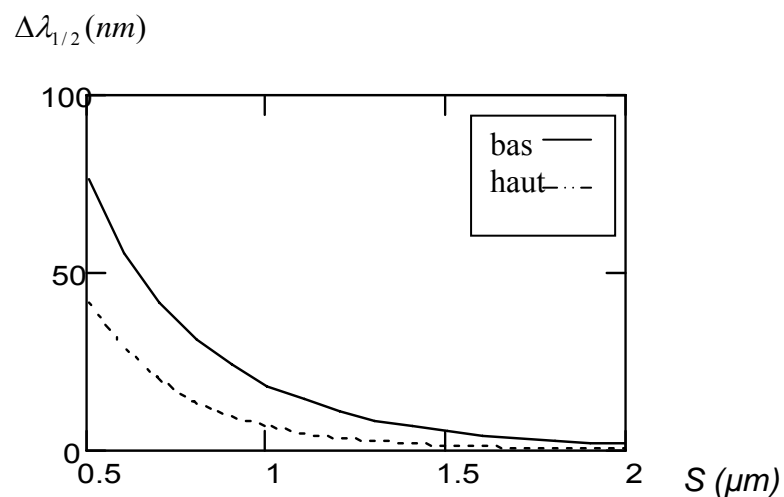


Figure 2.11 : Variation de la largeur de bande en fonction de la séparation S ($D_{gr} = 0.1 \mu m$)

2.2.4.4 Accordabilité

Nous avons étudié l'influence de la distance de séparation S sur l'accordabilité.

On a considéré une variation maximale de l'indice du guide haut ($\Delta n_2 = 5.10^{-3}$) et on a étudié le déplacement de la longueur d'onde centrale $\Delta\lambda_T$ (l'accordabilité) en fonction de la séparation S . On remarque que la plage d'accord diminue suite à l'augmentation de la séparation S , (figure 2.12).

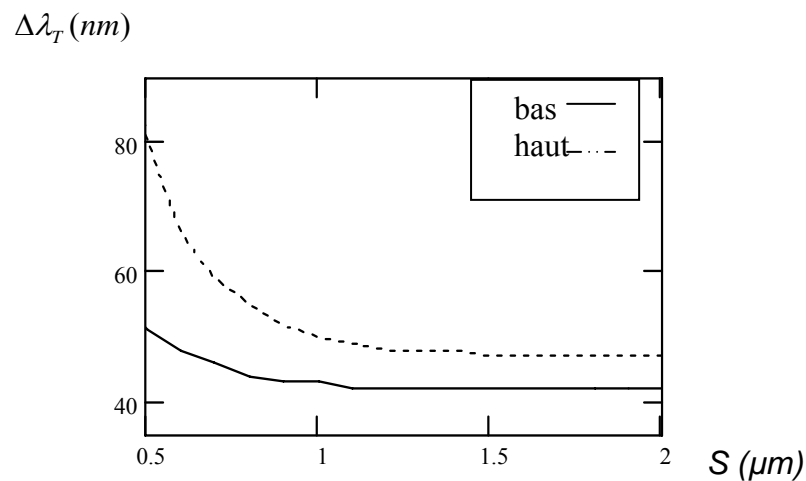


Figure 2.12: Variation de l'accordabilité en fonction de la distance de séparation

2.3 Conclusion

L'étude du coupleur GADC dans les deux cas où le réseau est placé sur le guide haut et le guide bas par la méthode des modes couplés nous a permis d'analyser les paramètres qui influent sur les différentes caractéristiques du coupleur GADC. Nous sommes arrivés aux résultats suivants:

-Un transfert d'énergie total est obtenu dans un guide asynchrone si la longueur d'onde, le pas du réseau et la longueur du coupleur sont bien choisis (vérifient la résonance).

-La longueur de couplage augmente avec l'augmentation de la distance de séparation S entre les deux guides.

- La longueur de couplage diminue avec l'augmentation de la profondeur D_{gr} .
 - Le pas optimal du réseau Λ_C augmente avec la séparation entre les deux guides et varie faiblement lorsque S devient grand.
 - L'augmentation de la distance de séparation S , donc de la longueur du coupleur réduit la largeur de la bande passante $\Delta\lambda_{1/2}$.
 - La plage d'accord diminue avec la séparation S et la longueur de couplage L_C .
- Donc, pour avoir un coupleur sélectif et largement accordable il faut graver le réseau sur le guide haut (possède une plus faible largeur de bande et une plus grande étendue d'accord) et faire un choix judicieux de la distance de séparation entre les deux guides, donc de la longueur du coupleur.

CHAPITRE 3 REFLECTEUR DE BRAGG

3.1 Introduction

Les lasers accordables en longueur d'onde utilisent les réflecteurs de Bragg pour la sélection de la longueur d'onde et le fonctionnement en monomode.

Le réseau de Bragg DBR(Distributed Bragg Reflector) est formé d'une gravure à pas constant constitué de deux matériaux différents d'indices de réfractions (n_1) et (n_2) le long de la direction de propagation z. Le réseau se comporte alors comme si il y'avait plusieurs miroirs partiellement réfléchissants mis en série. A chaque saut d'indice, une partie de la lumière incidente est réfléchi, seules les ondes dont la longueur d'onde satisfait la condition de Bragg ($\lambda = 2.n_{eff}.\Lambda_{DBR}$) seront entièrement réfléchies par le réseau.

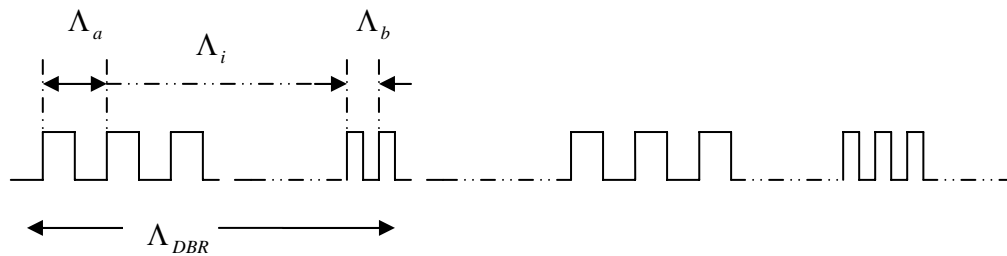
Pour avoir le spectre de réflectivité du réseau de Bragg, on utilise la méthode TMM [21,27].

Dans notre étude, on utilise le réflecteur SSG-DBR qui offre une plus vaste plage d'accord suite à son spectre de réflexion à enveloppe carrée[55].

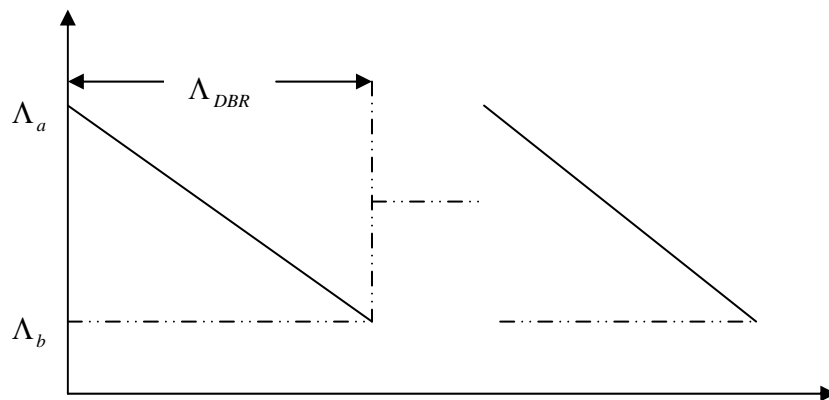
3.2 Réflecteur de Bragg à réseau modulé SSG - DBR

La structure du réflecteur de Bragg à réseau modulé SSG-DBR (Super structure Grating- Distributed Bragg Reflector) est formée d'une 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_{DBR} . Ce type de modulation permet d'avoir un spectre de réflexion à enveloppe carrée qui contient des réflexions multiples

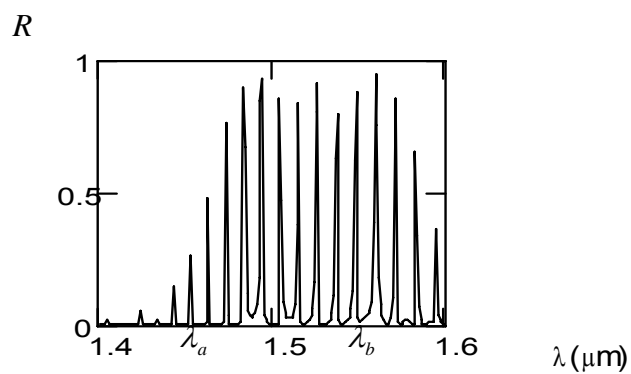
avec des amplitudes presque identiques sur un intervalle de longueur d'onde ($\lambda_a = 2.n_{eff}.\Lambda_a$) à ($\lambda_b = 2.n_{eff}.\Lambda_b$) (figure 3.1) [56-57].



(a)



(b)



(c)

Figure 3.1 : Géométrie du réseau SSG-DBR, (a) Description du réseau SSG-DBR, (b) : Variation linéaire du pas dans une période Λ_{DBR} , (c) : Spectre du réflecteur SSG-DBR

L'espacement entre les pics du spectre de réflectivité est directement relié à la période de modulation.

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{2.n_{eff}.\Lambda_{DBR}} \quad (3.1)$$

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

$$\Lambda_{i,N} = \frac{\Lambda_b - \Lambda_a}{N}.i + \Lambda_a \quad (3.2)$$

N : nombre de segment ayant un pas constant que comporte une période Λ_{DBR}

$i=1\dots N$

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

$$m(N) = \frac{\Lambda_{DBR}}{\sum_{i=1}^{i=N} \Lambda_{i,N}} \quad (3.3)$$

La réflectivité du réseau de Bragg SSG-DBR est calculée par la méthode TMM.

3.3 Méthode des matrices de transfert (TMM)

La méthode des matrices de transfert est une méthode mathématique qui réduit le problème en une série de multiplication des matrices élémentaires correspondantes aux différentes parties du réseau [55].

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

Dans le cas simple où on a deux plans de référence, la matrice de transfert qui relie les ondes incidentes aux ondes réfléchies est donnée par:

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} = [T] \begin{bmatrix} A_2 \\ B_2 \end{bmatrix} \quad (3.4)$$

Avec:

$$[T] = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \quad (3.5)$$

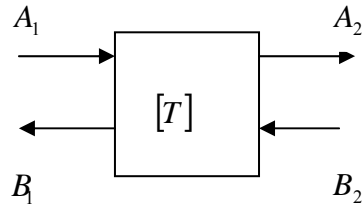


Figure 3.2 : Matrice de transfert dans le cas où
l'on a deux plans de référence

Pour une structure complexe la matrice de transfert globale est le produit des matrices élémentaires.

3.4 Matrice de transfert de quelques éléments [21]

Dans la partie qui suit, on peut donner quelques matrices de transfert de base pour plusieurs systèmes optiques, ce qui nous permet de réduire le problème d'une structure complexe non symétrique en une série de multiplications des matrices de transfert simples et symétriques en se basant sur les plans de référence au niveau des interfaces physiques.

3.4.1 Interface diélectrique

Lorsqu'on a deux milieux d'indice différent n_1 et n_2 , le plan de référence est pris comme interface entre les deux milieux diélectriques:

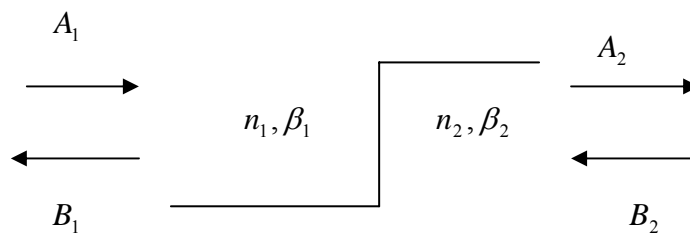


Figure 3.3 : Interface entre deux milieux diélectriques

La matrice de transfert dans le cas d'une onde incidente plane normale au plan de référence est sous la forme:

$$T = \frac{1}{t} \begin{bmatrix} 1 & -r \\ r & 1 \end{bmatrix} \quad (3.11)$$

$$t = \frac{2 \cdot \sqrt{n_1 \cdot n_2}}{n_1 + n_2}, \quad r = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \quad (3.12)$$

$$t^2 = 1 - r^2.$$

3.4.2 Guide d'onde homogène

Un guide d'onde homogène ou ligne de transmission est un guide de longueur L d'indice n compris entre deux plans de références $z=0$ et $z=L$.

La matrice de transfert du guide est:

$$T = \begin{bmatrix} \exp(i \cdot \beta \cdot L) & 0 \\ 0 & \exp(-i \cdot \beta \cdot L) \end{bmatrix} \quad (3.13)$$

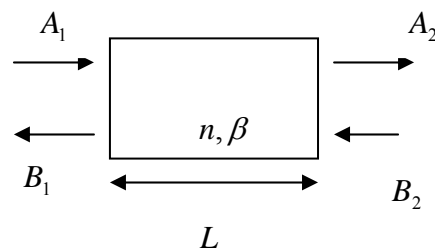


Figure 3.4: Guide d'onde homogène

Tout réseau peut être considéré comme une succession des trois éléments suivants:

Interface (1), milieu homogène et interface (2).

Donc la matrice globale d'un système complexe formé de (m) éléments est donnée par le produit des (m) matrices qui constituent le réseau. En connaissant les amplitudes du champ des ondes sortantes, les amplitudes du champ entrant sont déterminées de la manière suivante:

$$\begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} = [Tg] \cdot \begin{pmatrix} A_m \\ B_m \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

Avec:

$$[Tg] = [T1][T2][T3] \dots [Tm] \quad (3.15)$$

L'onde réfléchiée à la sortie doit être nulle ($B_m = 0$), on obtient:

$$A_0 = Tg_{11} \cdot A_m \quad (3.16.a)$$

$$B_0 = Tg_{21} \cdot A_m \quad (3.16.b)$$

Le coefficient de réflexion global est donné par:

$$rg = \frac{B_0}{A_0} = \frac{Tg_{21}}{Tg_{11}} \quad (3.17)$$

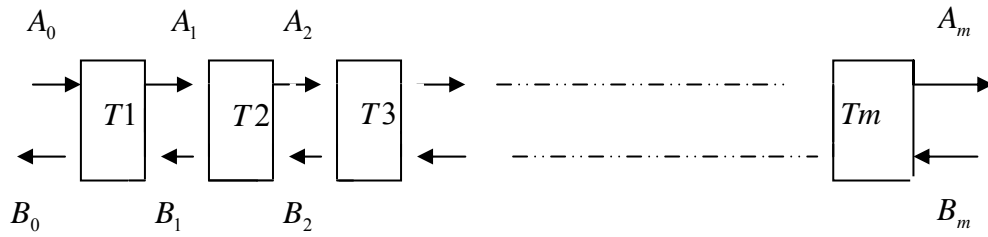


Figure 3.5 : Réseau formé de (m) matrices en cascade

La matrice qui décrit une période du réseau Λ_{DBR} est donnée par:

$$A_0(N) = \prod_{i=1}^N (A.K_2(N).B.K_1(N))^{m(N)} \quad (3.18)$$

Tel que A et B sont:

$$A = \frac{1}{2.n_1} \begin{pmatrix} n_1 + n_2 & n_2 - n_1 \\ n_2 - n_1 & n_1 + n_2 \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

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

$$B = \frac{1}{2.n_2} \begin{pmatrix} n_1 + n_2 & n_1 - n_2 \\ n_1 - n_2 & n_1 + n_2 \end{pmatrix} \quad (3.20)$$

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

$$K_1(N) = \begin{pmatrix} \exp(i.\beta_1 \cdot \frac{\Lambda_{i,N}}{2}) & 0 \\ 0 & \exp(-i.\beta_1 \cdot \frac{\Lambda_{i,N}}{2}) \end{pmatrix} \quad (3.21)$$

$$K_2(N) = \begin{pmatrix} \exp(i.\beta_2 \cdot \frac{\Lambda_{i,N}}{2}) & 0 \\ 0 & \exp(-i.\beta_2 \cdot \frac{\Lambda_{i,N}}{2}) \end{pmatrix} \quad (3.22)$$

$K_1(N), K_2(N)$: matrices des milieux homogène 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_{DBR} contient un nombre Nb de période Λ_{DBR} , la matrice de transfert globale qui le représente est donnée par:

$$Ag(N) = [A_0(N)]^{Nb} \quad (3.23)$$

$$\text{Où: } Nb = \frac{L_{DBR}}{\Lambda_{DBR}}$$

D'où le coefficient de réflexion sera:

$$r_{SSG-DBR} = \frac{Ag(N)_{21}}{Ag(N)_{11}} \quad (3.24)$$

On obtient donc la réflectivité:

$$R_{SSG-DBR} = |r_{SSG-DBR}|^2. \quad (3.25)$$

3.5 Exemple de simulation

Nous avons étudié la structure donnée par:

$$\lambda = 1.605 \mu m$$

$$\text{Période initiale } \Lambda_a = 0.248 \mu m,$$

$$\text{Période finale } \Lambda_b = 0.229 \mu m,$$

$$\text{Longueur du SSG-DBR } L_{DBR} = 600 \mu m$$

$$\text{Période du réseau SSG-DBR } \Lambda_{DBR} = 65 \mu m,$$

Le nombre de segment à pas constant (Λ_i) $N=9$.

Nous avons obtenu un spectre à enveloppe carrée avec un espacement entre les pics $\Delta\lambda = 5nm$, figure (3.6).

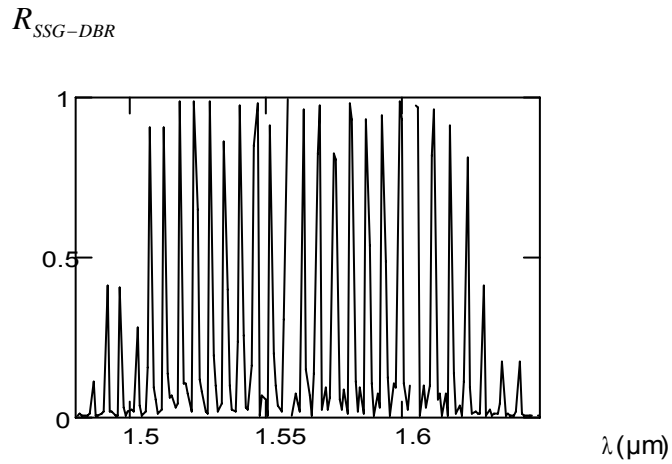


Figure 3.6 : Spectre de réflectivité du SSG-DBR

3.6 Conclusion

L'utilisation du réflecteur de Bragg SSG-DBR comme miroir de la cavité suite à son spectre à enveloppe carrée nous a permis d'avoir des réflexions de même amplitude sur l'intervalle Λ_a à Λ_b , ce qui permet la sélection de la longueur d'onde de l'émission laser et donc le fonctionnement en monomode sur une large étendue d'accordabilité.

CHAPITRE 4

ETUDE DE LA DIODE LASER GCSR

4.1 Introduction

L'accordabilité des diodes lasers classiques DBR à trois sections (gain, phase, réflecteur) est de l'ordre de $5-10nm$, la variation relative de la longueur d'onde étant directement égale à la variation de l'indice de réfraction ($\frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{\delta n}{n}$) et la variation de l'indice δn est limitée.

Plusieurs structures ont été proposées pour augmenter cette étendue d'accordabilité, entre autres: le laser monolithique GCSR (Grating Coupler with Super structure Reflector) qui combine la grande plage d'accordabilité du filtre à coupleur GADC avec la haute sélectivité spectrale du réflecteur de Bragg SSG-DBR.

Une autre méthode consiste à utiliser deux réflecteurs de Bragg échantillonnés de part et d'autre de la section de gain et ayant des spectres de réflexion légèrement différents; le comportement d'accord repose sur l'effet Vernier. Ces structures sont la diode laser SG-DBR et SSG-DBR.

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser à la modélisation de la diode laser à multi -sections GCSR accordable en longueur d'onde.

4.2 Description de la diode laser GCSR

La diode laser GCSR représentée sur la figure 4.1 est constituée de quatre sections (une section active et trois sections passives):

- section de gain (active),
- section du coupleur GADC,

- section de phase,
- section du réflecteur de Bragg (SSG-DBR).

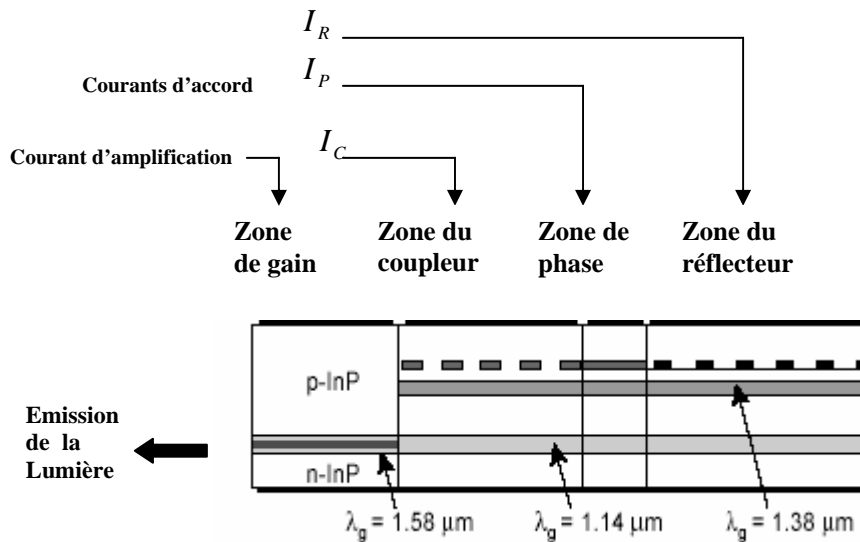


Figure 4.1 : Structure du laser GCSR

Les quatre sections sont électriquement isolées les unes des autres et sont constituées d'un empilement multicouche d'indices de réfraction différents sur un substrat plan. Ces multicouches sont constituées du quaternaires: $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ sur substrat binaire InP .

La relation du gap du matériau quaternaire est donnée par la relation [58]:

$$E_g(x, y) = 1.35 + 0.668.x - 1.06.y + 0.758.x^2 + 0.072.y^2 - 0.069.x.y - 0.322.x^2.y + 0.03x.y^2$$

On utilise un programme Matlab, on obtient les composantes (x, y) du matériau pour chaque section :

Pour : $\lambda_g = 1.58 \mu\text{m}$, $(0.09, 0.6)$

$\lambda_g = 1.14 \mu\text{m}$, $(0.1, 0.34)$

$\lambda_g = 1.38 \mu\text{m}$, $(0.08, 0.5)$

La section du gain est formée d'une structure à double hétérojonction, constituée d'une couche active d'épaisseur environ $0.1 \mu\text{m}$ de gap inférieur à celui des couches latérales et est destinée à la génération et l'amplification de la lumière. La lumière issue de la section de gain est couplée de manière sélective en longueur d'onde depuis le guide d'onde inférieur vers le guide d'onde supérieur dans le coupleur, puis elle est réfléchiée par le miroir de Bragg (SSG-DBR). Le mode sélectionné correspond au mode de fonctionnement du laser, le contrôle

de ce mode se fait par injection de porteurs à travers les sections d'accord (coupleur GADC, réflecteur SSG-DBR).

4.3 Modèle théorique

4.3.1 Caractéristiques de la diode

L'injection du courant à travers les guides d'ondes passifs fait varier l'indice de réfraction du milieu, à travers les relations suivantes:

$$n_c = n_{c0} + \Gamma_c \cdot \frac{dn}{dN} \cdot N_c \quad (4.1)$$

$$n_p = n_{p0} + \Gamma_p \cdot \frac{dn}{dN} \cdot N_p \quad (4.2)$$

$$n_R = n_{R0} + \Gamma_R \cdot \frac{dn}{dN} \cdot N_R \quad (4.3)$$

n_{c0}, n_{p0}, n_{R0} : indice de réfraction des sections du coupleur, phase et réflecteur respectivement en l'absence d'injection.

$\Gamma_c, \Gamma_p, \Gamma_R$: facteur de confinement des sections du coupleur, phase et réflecteur respectivement.

N_c, N_p, N_R : densités de porteurs injectés dans les sections coupleur, phase et réflecteur.

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

$$I = eV \cdot (A \cdot N + B \cdot N^2 + C \cdot N^3) \quad (4.4)$$

Le courant de seuil I_{th} est donné par la relation (4.4) en remplaçant N par la densité de porteurs au seuil N_{th} tel que:

$$N_{th} = \frac{g_{th}}{A_0} + N_t \quad (4.5)$$

$$g_{th}(\lambda) = \frac{1}{\Gamma} \cdot \left(\alpha_a + \frac{1}{2L} \cdot \ln \frac{1}{R_1 \cdot R_2(\lambda)} \right) \quad (4.6)$$

$$R_2(\lambda) = T(\lambda)^2 \cdot R(\lambda) \quad (4.7)$$

Le courant seuil sera donné par:

$$I_{th} = e.V.(A.N_{th} + B.N_{th}^2 + C.N_{th}^3) \quad (4.8)$$

Le rendement quantique différentiel externe est donné par la relation:

$$\eta_e = \eta_i \cdot \frac{g_{th} - \alpha_a}{g_{th}} \cdot \frac{(1 - r_1^2)r_2}{(r_1 + r_2)(1 - r_1 r_2)} \quad (4.9)$$

La puissance émise par la face clivée est donnée par:

$$P = \frac{h.c}{\lambda.e} \eta_e (I_a - I_{th}) \quad (4.10)$$

4.3.2 Sélection du mode

La transmittivité du coupleur GADC est calculée en utilisant la méthode des modes couplés décrite dans le chapitre 2.

La réflectivité du réflecteur de Bragg (SSG-DBR) est calculée par la méthode des matrices de transfert (TMM) décrite dans le chapitre 3.

Donc le mode sélectionné correspond au maximum du produit du carré de la transmittivité du coupleur GADC et de la réflectivité du SSG-DBR.

4.3.3 Accordabilité

L'accordabilité du laser GCSR peut être obtenue de deux manières différentes suivant les courants d'accord [21,28]:

4.3.3.1 Accordabilité discontinue

Le filtre à coupleur sélectionne un seul mode parmi les modes réfléchis de Bragg et qui correspond au maximum de transmission du coupleur, donné par la relation:

$$\lambda_0 = \Lambda_c \cdot (neff_1 - neff_2) \quad (4.11)$$

Donc la longueur d'onde d'émission laser est déterminée par le recouvrement entre le spectre de transmittivité du coupleur directionnel GADC et le spectre de réflectivité du SSG-DBR (les modes de Bragg). L'injection de courant dans le coupleur produit un déplacement de son spectre, un autre mode du SSG-DBR sera sélectionné, donc on obtient un accord en longueur d'onde discontinu par

sauts de modes. Une grande accordabilité est obtenue en changeant uniquement le courant du coupleur I_C et en gardant le courant du réflecteur $I_R = 0mA$ et le courant de phase $I_p = 0mA$.

4.3.3.2 Accordabilité quasi-continue

Le réflecteur réfléchit uniquement les longueurs d'ondes qui satisfont la condition de Bragg.

Une accordabilité continue est obtenue en changeant simultanément le courant du coupleur et du réflecteur.

En premier, lieu on injecte du courant à travers la section du coupleur, ainsi on sélectionne un des pics du réflecteur SSG-DBR, par la suite en injectant un courant à travers la section du réflecteur, le pic sélectionné se déplace jusqu'à ce que le pic suivant sera sélectionné.

Toutes les longueurs d'ondes peuvent être obtenues sur une large étendue d'accordabilité par la combinaison de ces deux courants d'accord.

4.4 Exemple de simulation

Nous avons utilisé le modèle théorique proposé pour traiter un exemple de simulation de la diode laser GCSR.

Les paramètres de la structure étudiée (figure 4.1) sont donnés dans le tableau 4.1 [21] :

Tableau 4.1 : Paramètres de la diode laser GCSR

Paramètres de la structure	
Paramètres communs	
Coefficient de recombinaison linéaire	$A=10^8.s^{-1}$
Coefficient de recombinaison bimoléculaire	$B= 10^{-10} cm^{-3}.s^{-1}$
Coefficient de recombinaison Auger	$C= 2.5.10^{-29} cm^6.s^{-1}$
Longueur d'onde centrale	$\lambda = 1.605\mu m$

Variation de l'indice de réfraction en fonction de l'injection de porteurs	$\frac{dn}{dN} = -5.910^{-21} cm^{-3}$
Section active	
Longueur de la section active	$L_a = 400 \mu m$
Largueur du guide d'onde	$w = 2 \mu m$
Coefficient d'absorption de la section active	$\alpha_a = 40 cm^{-1}$
Gain différentiel	$\frac{dg}{dN} = 2.10^{-16} cm^2$
Densité de porteurs à la transparence	$N_t = 10^{18} cm^{-3}$
Rendement interne	$\eta_i = 0.65$
Section GADC	
Longueur de la section du coupleur	$L_c = 470 \mu m$
Indice de réfraction des différentes couches du coupleur	$n_1 = n_3 = n_5 = 3.17$ $n_2 = 3.44$ $n_4 = 3.31$
Epaisseurs des couches	$d_2 = 0.34 \mu m$ $S = 0.9 \mu m$ $d_4 = 0.2 \mu m$
Epaisseur du grating	$Dgr = 0.05 \mu m$
Pas du grating	$\Lambda_c = 15.226 \mu m$
Section du réflecteur SSG-DBR	
Longueur de la section de Bragg	$L_{DBR} = 600 \mu m$

Période du SSG-DBR	$\Lambda_{DBR} = 65\mu m$
Longueur du pas initial	$\Lambda_a = 0.248\mu m$
Longueur du pas final	$\Lambda_b = 0.229\mu m$
Indice de réfraction du grating	$n_1 = 3.17$ $n_2 = 3.44$
Facteur de confinement de la section du SSG-DBR	$\Gamma = 0.6$

En l'absence d'injection de porteurs dans les sections passives de la diode, la transmittivité du coupleur GADC ainsi que la réflectivité du SSG-DBR calculées par la méthode des modes couplés et la méthode des matrices de transfert respectivement, sont représentées en fonction de la longueur d'onde sur la figure 4.2:

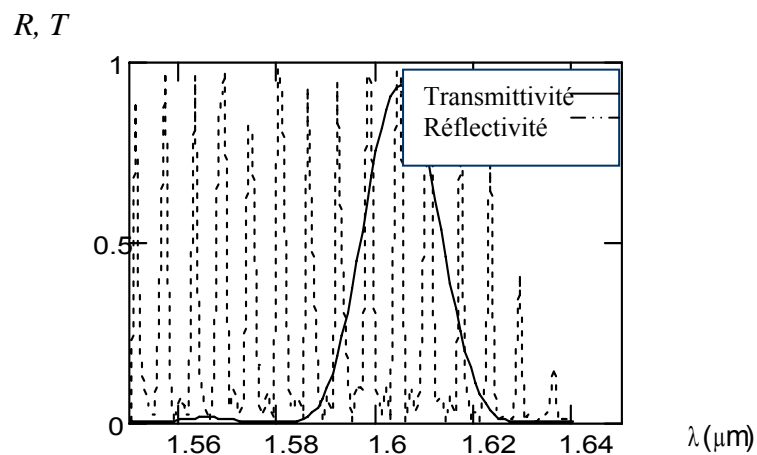


Figure 4.2 : Spectre du coupleur GADC et du SSG-DBR

Donc le mode d'émission laser est donné par le produit du carré de la transmittivité du coupleur GADC et de la réflectivité du SSG-DBR, ce qui est représenté sur la figure 4.3:

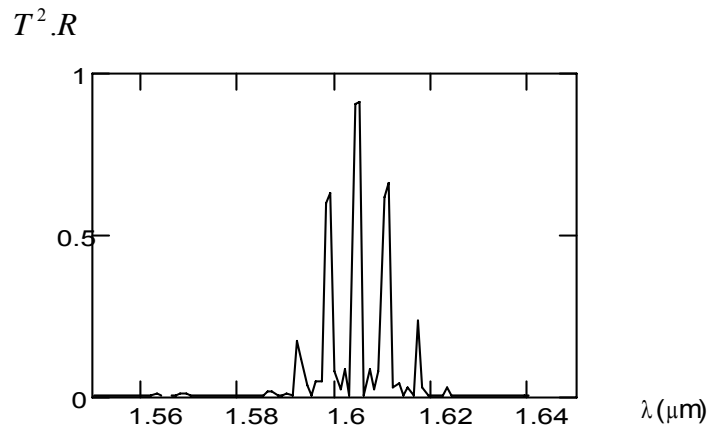
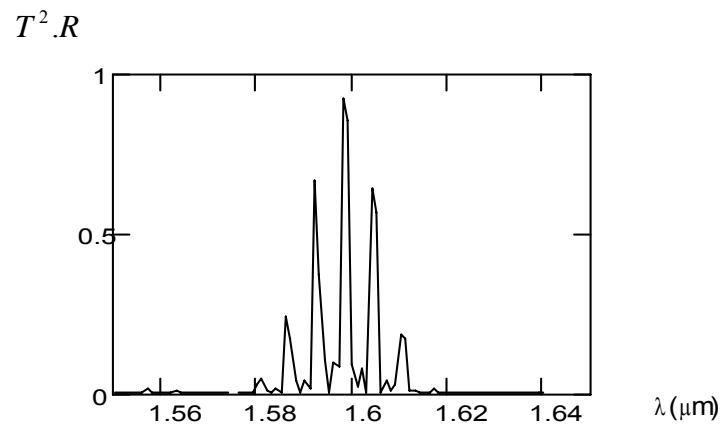
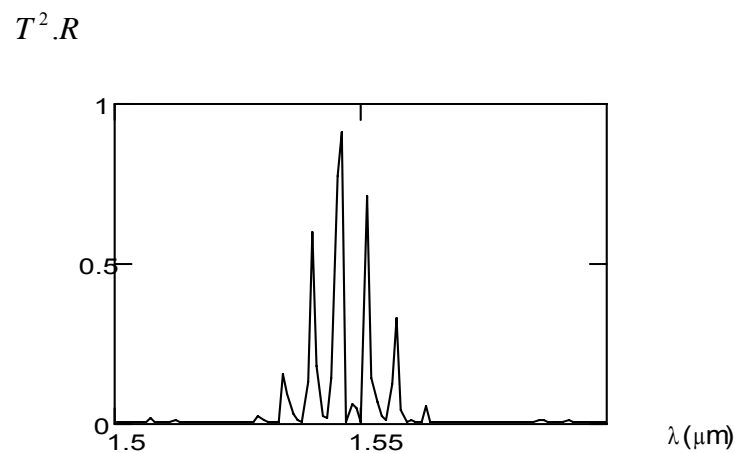


Figure 4.3 : Produit du carré de la transmittivité du coupleur GADC par la réflectivité du SSG-DBR en absence d'injection de courant
 En premier lieu, on fait varier le courant d'injection de la section du coupleur I_C en gardant $I_R = 0\text{mA}$, $I_p = 0\text{mA}$, on obtient:



(a): $I_C = 1.5\text{mA}$



(b): $I_C = 32\text{mA}$

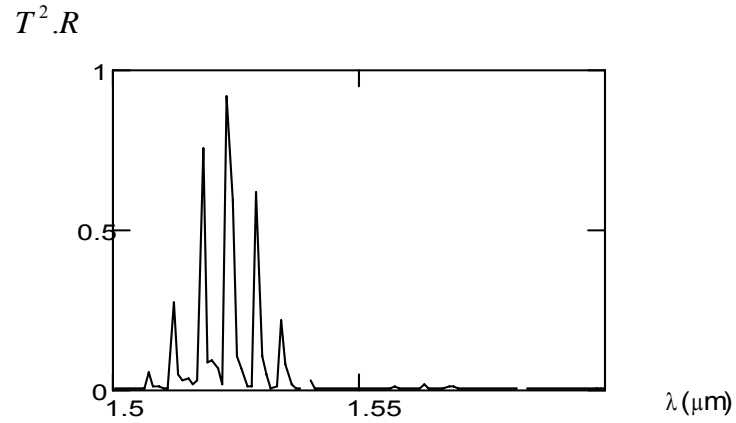
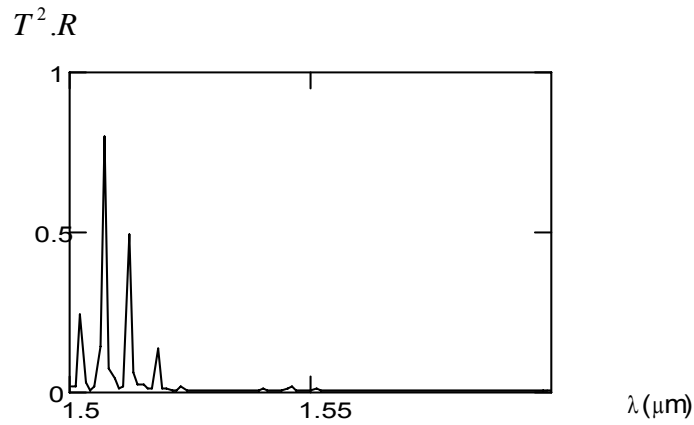
(c) : $I_C = 63\text{mA}$ (d) : $I_C = 95\text{mA}$

Figure 4.4 : Déplacement du produit du carré de la transmittivité du coupleur et la réflectivité du SSG-DBR en fonction du courant d'injection du coupleur

La variation de la longueur d'onde en fonction du courant d'accord du coupleur est représentée sur la figure 4.5:

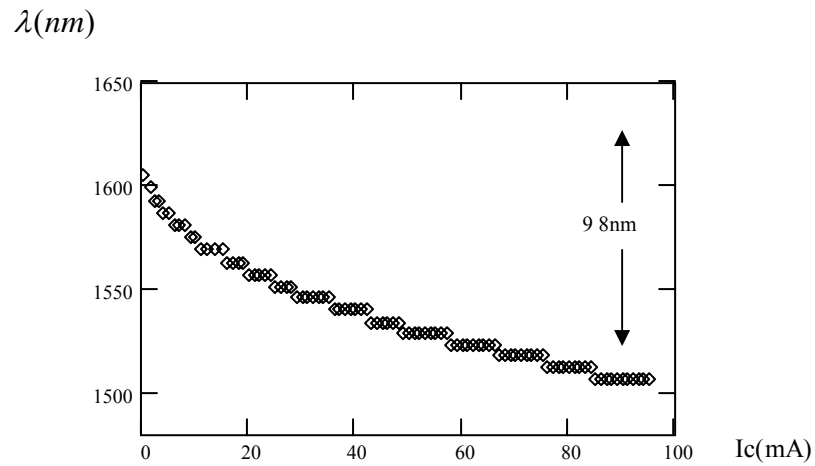


Figure 4.5 : Variation de la longueur d'onde en fonction du courant d'accord du coupleur

On remarque qu'une grande accordabilité est obtenue en faisant varier uniquement le courant du coupleur. On obtient une plage d'accord discontinue de longueur d'onde d'une valeur totale de 98nm pour une variation du courant d'injection de 95mA .

Maintenant on fait varier le courant du coupleur et du réflecteur simultanément. En premier lieu on injecte un courant à travers la section du coupleur pour sélectionner un des pics du réflecteur de Bragg, et ensuite on injecte du courant à travers la section du réflecteur. La variation de la longueur d'onde correspondante est représentée sur la figure 4.6, pour des valeurs du courant d'injection du coupleur données respectivement par: $3, 5, 7, 10.5, 13\text{mA}$.

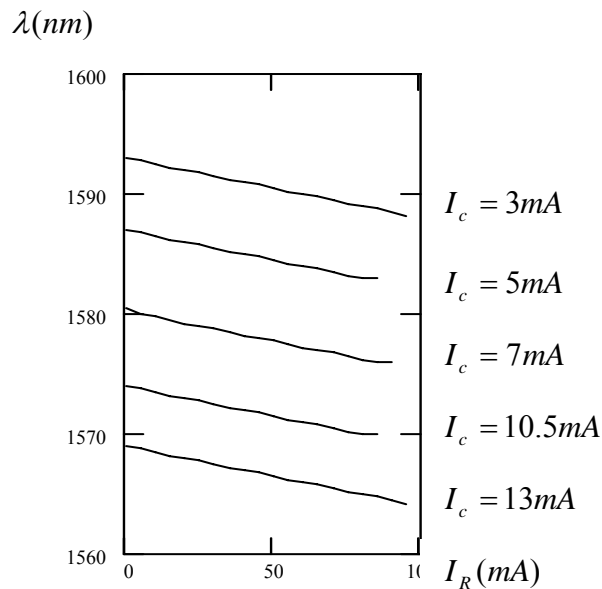


Figure 4.6 : Variation de la longueur d'onde d'émission laser en fonction du courant du coupleur et du réflecteur.

D'après la figure 4.6, nous avons obtenu une plage d'accord continue de 5nm , via l'injection du courant à travers la section du réflecteur. Suite à l'injection de différents courants à travers la section du coupleur, on remarque que la courbe d'accordabilité se répète pour chaque intervalle de longueur d'onde $\Delta\lambda = 5\text{nm}$, ce qui correspond à la distance de séparation entre les pics du réflecteur de Bragg. Donc, on obtient une accordabilité quasi-continue.

Nous avons également calculé la variation du gain seuil et du courant seuil durant l'accord (figure 4.7 et 4.8):

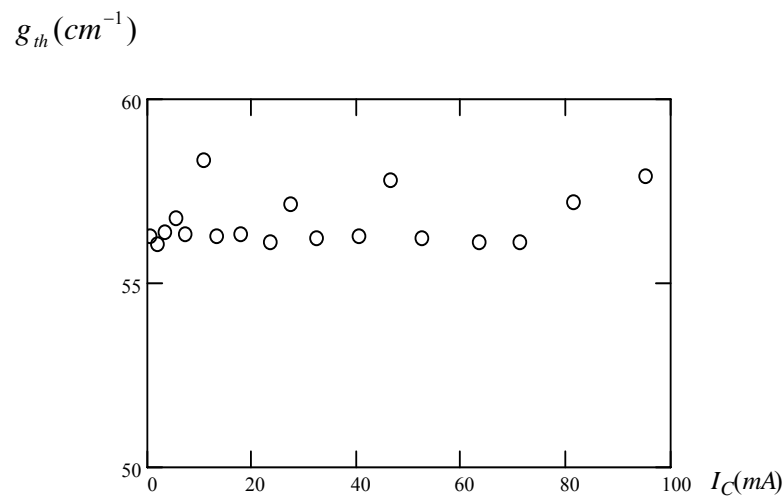


Figure 4.7 : Variation du gain seuil en fonction du courant du coupleur

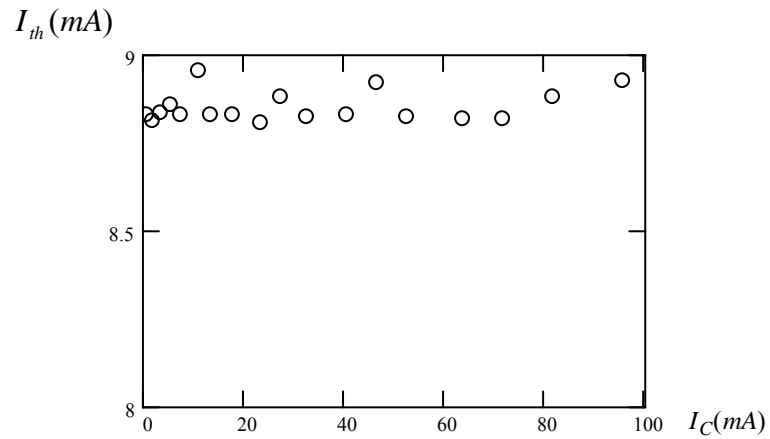


Figure 4.8: Variation du courant seuil en fonction du courant du coupleur

Nous avons calculé aussi la variation de la puissance émise pendant l'accord pour un courant de la section active de 20mA (figure 4.9):

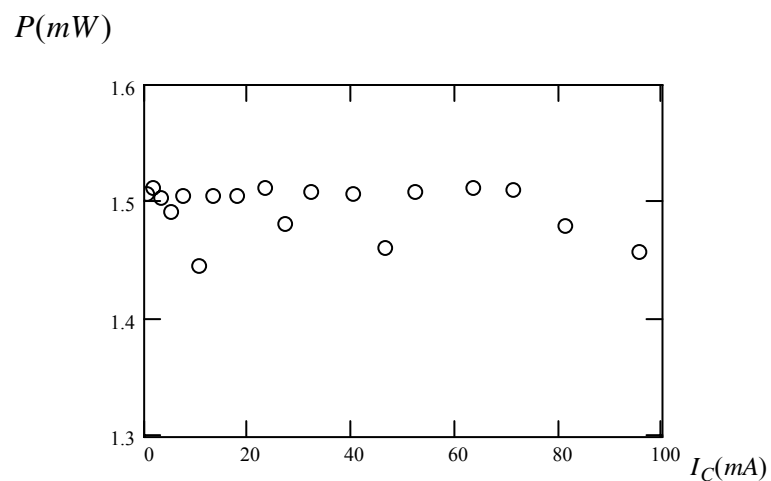


Figure 4.9: Variation de la puissance émise en fonction du courant du coupleur

D'après les résultats obtenus, on note une faible variation au niveau du gain seuil, courant seuil et la puissance émise.

4.5 Interprétation des résultats

Dans ce chapitre, nous avons étudié et modélisé la diode laser GCSR accordable en longueur d'onde. Nous avons étudié le comportement d'accordabilité ainsi que les caractéristiques de la diode laser (gain seuil, courant seuil, puissance émise) lors de l'injection de courants à travers les sections d'accord.

En ce qui concerne l'accordabilité par la variation du courant à travers la section du coupleur, on a pu atteindre une large plage d'accordabilité discontinue: $\Delta\lambda = 98nm$ constituée de plusieurs paliers où le mode lasant reste constant. Ces paliers sont séparés d'un écart $\Delta\lambda = 5nm$ qui correspond à la distance de séparation entre les pics du réflecteur de Bragg SSG-DBR.

On a également obtenu une accordabilité continue de $5nm$, par la variation du courant du réflecteur en gardant le courant du coupleur fixe. Ce type d'accord se répète pour différents courants d'injections à travers la section du coupleur GADC sur un intervalle de longueur d'onde $\Delta\lambda = 5nm$.

L'étude des caractéristiques de la diode laser durant l'accord montre des faibles variations, au niveau du gain seuil, courant seuil et puissance émise. Cette faible variation des caractéristiques du laser est due à l'uniformité du spectre de réflexion du réseau de Bragg SSG-DBR sur un grand intervalle de longueurs d'ondes.

CONCLUSION

L'objectif de ce travail était l'étude et la modélisation de la diode laser GCSR accordable en longueur d'onde.

Nous avons décrit le principe de fonctionnement du coupleur directionnel GADC. Le modèle théorique proposé est basé sur la théorie des modes couplés. A l'aide de cet outil théorique nous avons montré que les différentes caractéristiques du coupleur GADC: longueur de couplage L_C , pureté spectrale $\Delta\lambda_{1/2}$, accordabilité $\Delta\lambda_T$, dans les deux cas où le grating est placé sur le guide haut ou le guide bas, dépendent énormément de la distance de séparation entre les deux guides, qui à son tour influe sur la longueur du coupleur.

Nous avons également étudié l'influence des paramètres du grating: profondeur D_{gr} et pas optimal Λ_C , sur le processus du couplage et donc sur l'effet de transfert de puissance entre les deux guides.

Nous avons montré que pour avoir un coupleur sélectif largement accordable, il faut faire un choix judicieux de la longueur du coupleur avec un grating placé sur le guide haut.

La réflectivité du réseau de Bragg SSG-DBR a été calculée par la méthode des matrices de transfert TMM.

Nous avons pu atteindre une grande accordabilité discontinue typique du laser de $98nm$ et une accordabilité continue de $5nm$. Ces résultats sont comparables aux résultats publiés [18, 21,23-28].

On a également constaté pendant l'accord discontinue une faible variation au niveau des caractéristiques de la diode (gain seuil, courant seuil, puissance émise).

Donc nous avons montré qu'il a été possible d'augmenter l'étendue d'accord de la diode tout en gardant ses caractéristiques les plus stables possible en utilisant le réflecteur de Bragg SSG-DBR qui permet d'avoir un spectre de réflectivité uniforme sur un large intervalle de longueur d'onde.

Comme perspective, l'étude du comportement dynamique de la diode peut être envisagée et permettra de déterminer le temps de commutation (passage d'un mode à un autre) pendant l'accord, qui est un paramètre très important dans les applications de télécommunications.

APPENDICE A

LISTE DES SYMBOLES ET DES ABREVIATIONS

K	: constante de Boltzmann.
E_G (eV)	: largeur de la bande interdite
g	: gain par unité de longueur produit par émission stimulée.
β	: constante de propagation
β_{21}	: coefficient d'Einstein
$f_c(E'), f_v(E'')$: probabilité d'occupation des électrons et des trous
$\rho_c(E'), \rho_v(E'')$: densité d'états des électrons dans la (BC) et la (BV) respectivement.
F_N, F_P	: niveau de Fermi dans la bande de conduction et la bande de valence respectivement.
$D. \frac{d^2 N}{dx^2}$: terme dû à la diffusion
J_N	: densité de courant injecté.
d	: épaisseur de la couche active
S	: surface de la couche active.
m_c	: masse effective des électrons de la (BC)
m_v	: masse effective des trous de la (BV).
V_g	: vitesse de groupe
N_t	: densité de porteurs à la transparence (gain nul).
e	: charge de l'électron
A	: coefficient de recombinaison linéaire.
B	: coefficient de recombinaison biomoléculaire.
C	: coefficient de recombinaison Auger.
L	: longueur de la section active

N, P	: concentration des électrons et des trous respectivement.
E'	: énergie du photon.
$n_0(x)^2$: carré de l'indice de réfraction dans la structure non perturbée.
A_0	: coefficient de gain.
A_i	: l'amplitude des ondes qui se propagent vers la droite.
B_i	: l'amplitude des ondes qui se propagent vers la gauche.
$[T]$: matrice de transfert élémentaire.
R_1	: réflectivité de la face clivée.
$R_2(\lambda)$: réflectivité de l'interface entre la section active et la section
du	
	coupleur.
$R(\lambda)$: réflectivité du SSG-DBR.
$T(\lambda)$: transmittivité du coupleur GADC.
r_1	: coefficient de réflexion de la face clivée
$r_2(\lambda)$: coefficient de réflexion de l'interface entre la section active et la
	section
	du coupleur ($r_2(\lambda) = [R_2(\lambda)^{1/2}]$).
P	: puissance émise
η_i	: rendement quantique interne.
Γ	: facteur de confinement
F	: facteur de dispersion.
Δn_{eff}	: différence des indices effectifs des deux modes
I_a	: courant dans la section active.
I_C	: courant du coupleur
I_P	: courant de phase
I_R	: courant du réflecteur
n_{eff}	: indice effectif

APPENDICE B

METHODE DE L'INDICE EFFECTIF

La méthode de l'indice effectif repose sur le problème de guidage de la lumière basé sur les équations de Maxwell prises dans le vide (densité de courant $J=0$ et densité de charge $\sigma=0$).

$$\vec{\text{rot}} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1)$$

$$\vec{\text{rot}} \vec{B} = \mu_0 \cdot \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2)$$

$$\text{div} \vec{E} = 0 \quad (3)$$

$$\text{div} \vec{B} = 0 \quad (4)$$

Le guide étant considéré infini suivant la direction y , la variation du champ suivant y est négligée ($\frac{\partial E}{\partial y} = 0$).

La propagation de l'onde électromagnétique est suivant la direction z . En mode TE la variation du champ est sous la forme:

$$E_y(x, z) = E_y(x) \cdot \exp(j \cdot \beta \cdot z) \quad (5)$$

Les composantes du champ électromagnétique obéissent aux expressions suivantes déduites des équations de Maxwell:

$$E_x = 0$$

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} + (n^2 \cdot k_0^2 - \beta^2) E_y = 0 \quad (6.a)$$

$$E_z = 0$$

$$H_x = \frac{\beta}{\mu_0 \cdot \omega} \cdot E_y$$

$$H_y = 0 \quad (6.b)$$

$$H_z = -\frac{1}{j.\omega.\mu_0} \cdot \frac{dE_y}{dx}$$

La solution de l'équation d'onde (6.a) conduit aux valeurs propres de β qui caractérisent les différents modes.

Dans le cas général, où on a un guide de lumière multicouche figure 1.

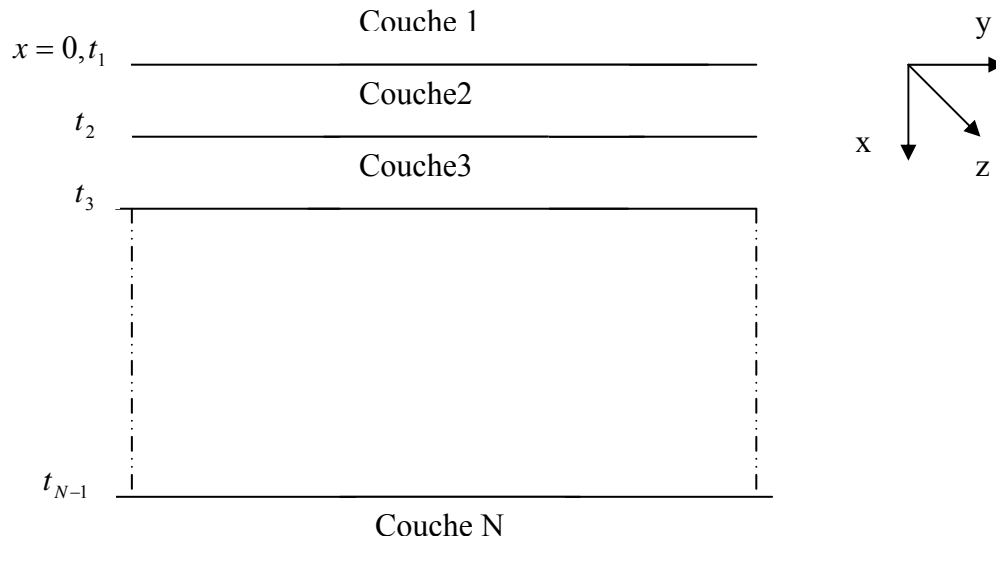


Figure 1: Guide de lumière multicouche

On peut résoudre l'équation (6.a) dans chaque couche où l'indice de réfraction est constant.

Le champ est sous la forme:

$$E_{y_i}(x) = A_i \cdot \exp[\alpha_i \cdot (x - t_{i-1})] + B_i \cdot \exp[-\alpha_i \cdot (x - t_{i-1})] \quad (7)$$

Avec:

$$\alpha_i = (\beta^2 - k_0^2 \cdot n_i^2)^{1/2} \quad (8)$$

n_i : indice de réfraction de la $i^{\text{ème}}$ couche

A_i, B_i : sont les coefficients du champ dans la couche i .

L'indice effectif sera donné par le rapport entre la constante de propagation dans le guide et la constante de propagation dans le vide:

$$n_{eff} = \frac{\beta}{k_0} \quad (9)$$

$k_0 = \frac{2.\pi}{\lambda}$: constante de propagation dans le vide.

- Condition aux limites:

Les composantes tangentielles du champ électromagnétique E_y, H_z doivent être continues aux interfaces. Et comme H_z est proportionnel à $\frac{dE_y}{dx}$, donc les conditions aux limites se résument en la continuité du champ électrique et de sa dérivée aux interfaces (i) et (i+1):

$$E_i(t_i) = E_{i+1}(t_i) \quad (10)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} E_i(t_i) = \frac{\partial}{\partial x} E_{i+1}(t_i) \quad (11)$$

Ceci conduit aux relations entre les coefficients du champ:

$$A_i \cdot \exp(\delta_i) + B_i \cdot \exp(-\delta_i) = A_{i+1} + B_{i+1}$$

(12)

$$A_i \cdot \frac{\alpha_i}{\alpha_{i+1}} \cdot \exp(\delta_i) - B_i \cdot \frac{\alpha_i}{\alpha_{i+1}} \cdot \exp(-\delta_i) = A_{i+1} - B_{i+1}$$

(13)

Avec: $\delta_i = \alpha_i \cdot d_i$

Où d_i est l'épaisseur de la $i^{\text{ème}}$ couche.

Les équations (12) et (13) sont des équations récursives qui donnent les coefficients du champ dans chaque couche en fonction des coefficients de la couche précédente.

$$A_{i+1} = \left[\left(1 + \frac{\alpha_i}{\alpha_{i+1}} \right) \exp(\delta_i) \right] \cdot \frac{A_i}{2} + \left[\left(1 - \frac{\alpha_i}{\alpha_{i+1}} \right) \exp(-\delta_i) \right] \cdot \frac{B_i}{2} \quad (14)$$

$$B_{i+1} = \left[\left(1 - \frac{\alpha_i}{\alpha_{i+1}} \right) \exp(\delta_i) \right] \cdot \frac{A_i}{2} + \left[\left(1 + \frac{\alpha_i}{\alpha_{i+1}} \right) \exp(-\delta_i) \right] \cdot \frac{B_i}{2} \quad (15)$$

Ceci peut être écrit sous forme matricielle:

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_{i+1} = T_i \cdot \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_i \quad (16)$$

T_i : est une matrice 2x2 qui relie les coefficients de la couche i et i+1.

Le calcul récursif est commencé à partir de la première couche

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_N &= (T_{N-1}) \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_{N-1} = (T_{N-1})(T_{N-2}) \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_{N-2} \\ &= (T_{N-1})(T_{N-2})(T_{N-3}) \dots (T_3)(T_2)(T_1) \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_1 \end{aligned} \quad (17)$$

Les coefficients de la dernière couche sont calculés à partir de la première couche, en utilisant la matrice T_G .

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_N = T_G \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_1 \quad (18.a)$$

$$T_G = \prod (T_k) \quad (18.b)$$

Dans une structure à guide de lumière, les champs doivent être évanescents pour $x = \pm\infty$ dans les couches (1) et (N), et dans les deux cas, un des coefficients de la solution de l'équation (7) doit être nulle.

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_1 = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} a \quad (19.a)$$

et

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_N = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} b \quad (19.b)$$

Nous prenons maintenant le cas où ces coefficients sont connectés par T_G .

$$T_G \begin{bmatrix} a \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{11} \\ t_{21} \end{bmatrix} a = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} b \quad (20)$$

Donc on doit avoir:

$$t_{11}(\beta) = 0$$

La résolution de cette équation nous donne les valeurs de β des différents modes.

Une fois les valeurs de β déterminées, on peut calculer les coefficients du champ A_i et B_i des différentes couches en utilisant l'équation (16) et en fixant le coefficient a de la première couche à 1.

APPENDICE C

CALCUL DES COEFFICIENTS DE FOURIER

Soit un coupleur directionnel GADC de longueur L avec une variation périodique d'indice de réfraction du grating suivant la direction de propagation d'onde lumineuse (z) donnée par la série de Fourier (figure1).

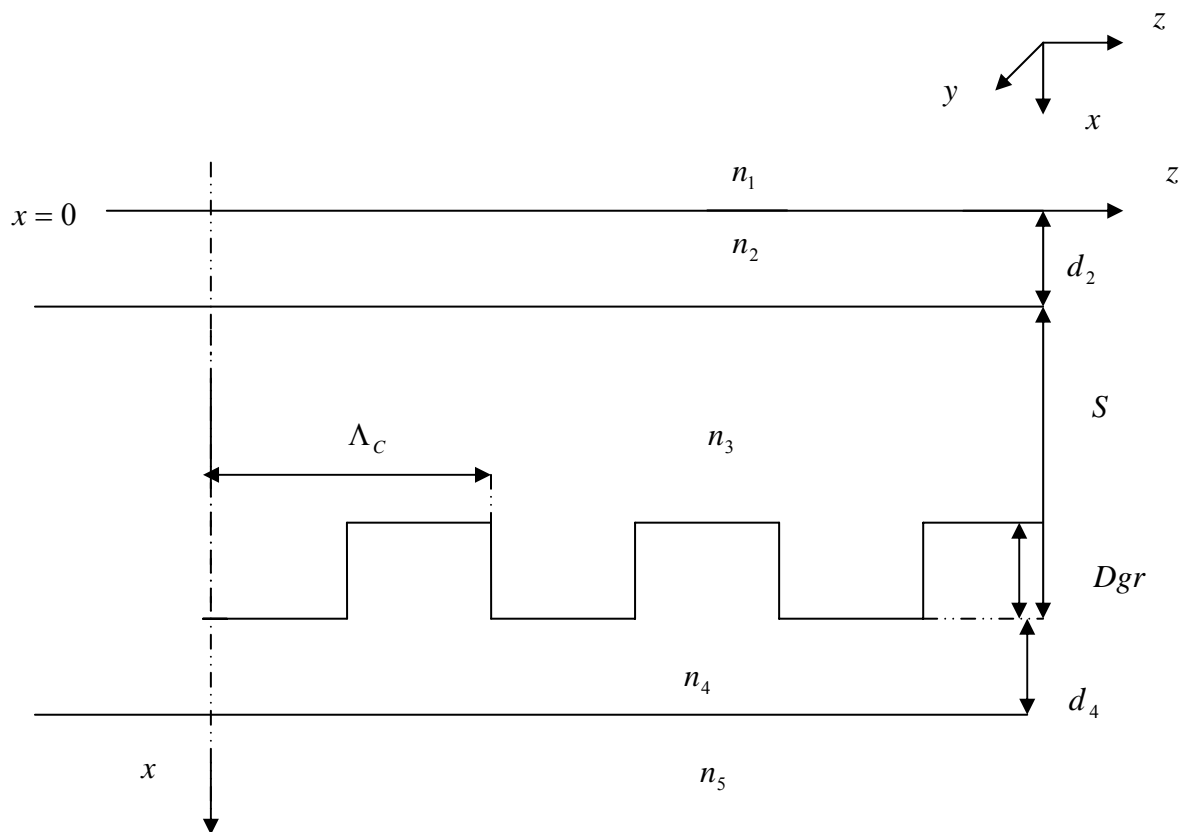


Figure1: Géométrie du réseau

$$n^2(x, z) = n_0^2(x) + \sum_q A_q \cdot \exp(j \frac{2\pi}{\Lambda_c} \cdot q \cdot z) \quad (1)$$

Les coefficients de Fourier sont donnés par:

$$A_q(x) = \frac{1}{\Lambda_c} \cdot \int_0^{\Lambda_c} n^2(x, z) \cdot \exp(-j \frac{2\pi}{\Lambda_c} \cdot q \cdot z) dz \quad (2)$$

On prend uniquement les deux composantes fondamentales de Fourier $q = \pm 1$.

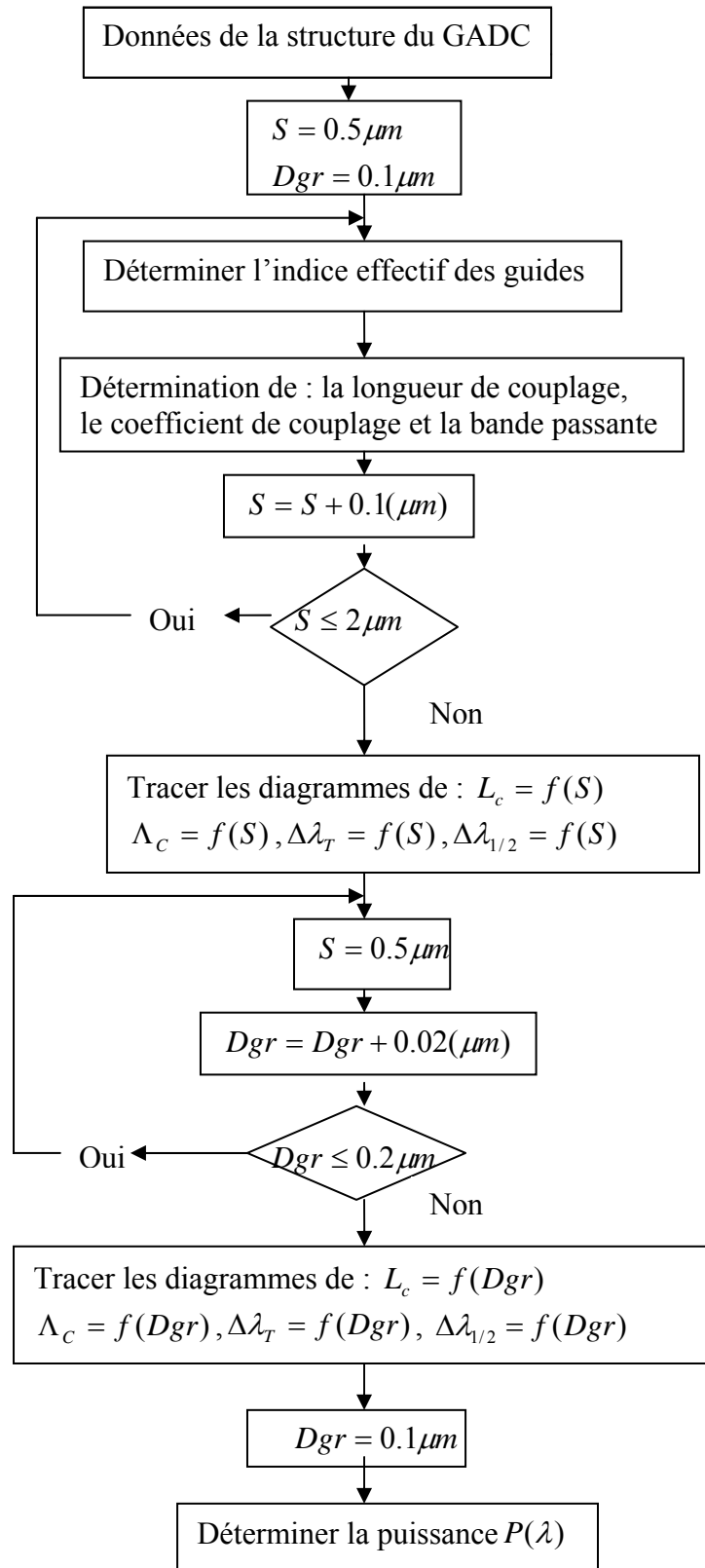
$$A_1 = \frac{1}{\Lambda_c} \cdot \left[\int_0^{\frac{\Lambda_c}{2}} n_3^2 \cdot \exp(-j \frac{2\pi}{\Lambda_c} \cdot z) \cdot dz + \int_{\frac{\Lambda_c}{2}}^{\Lambda_c} n_4^2 \cdot \exp(-j \frac{2\pi}{\Lambda_c} \cdot z) \cdot dz \right] \quad (3)$$

$$A_{-1} = \frac{1}{\Lambda_c} \cdot \left[\int_0^{\frac{\Lambda_c}{2}} n_3^2 \cdot \exp(j \frac{2\pi}{\Lambda_c} \cdot z) \cdot dz + \int_{\frac{\Lambda_c}{2}}^{\Lambda_c} n_4^2 \cdot \exp(j \frac{2\pi}{\Lambda_c} \cdot z) \cdot dz \right] \quad (4)$$

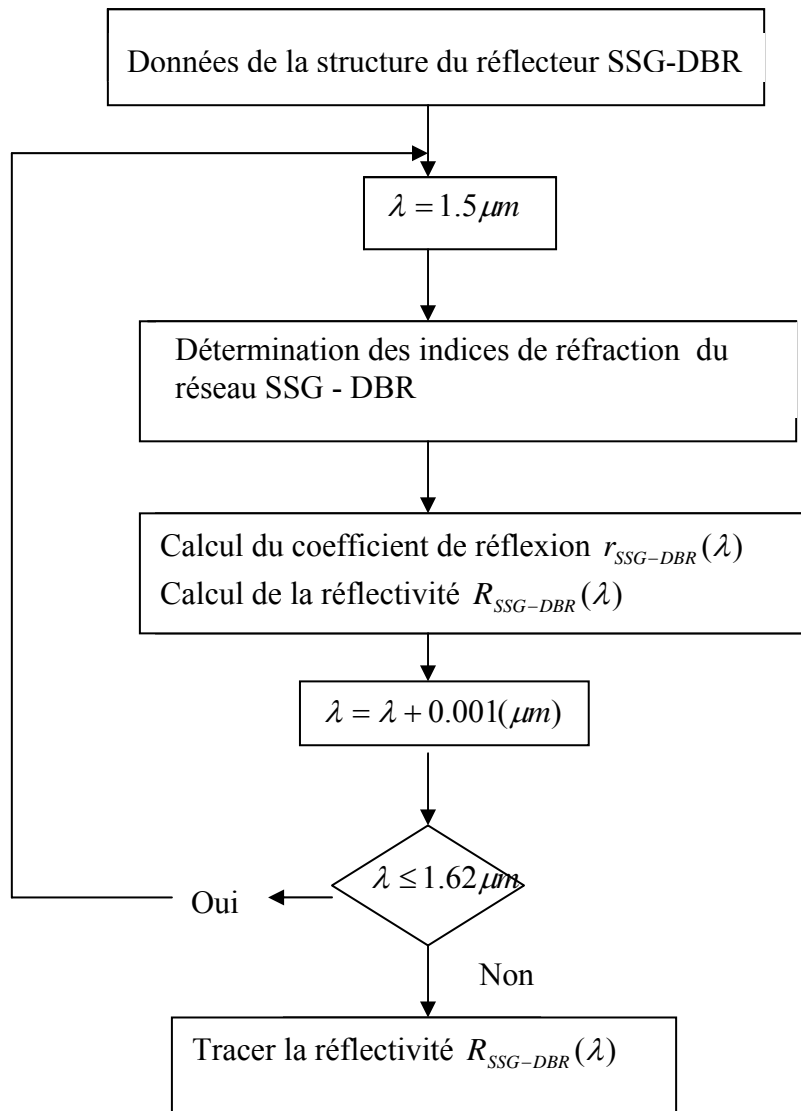
Donc en remplaçant dans l'équation (1) on obtient:

$$n^2(x, z) - n_0^2(x) = \frac{n_3^2 - n_4^2}{\pi} \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda_c} \cdot z\right) \quad (5)$$

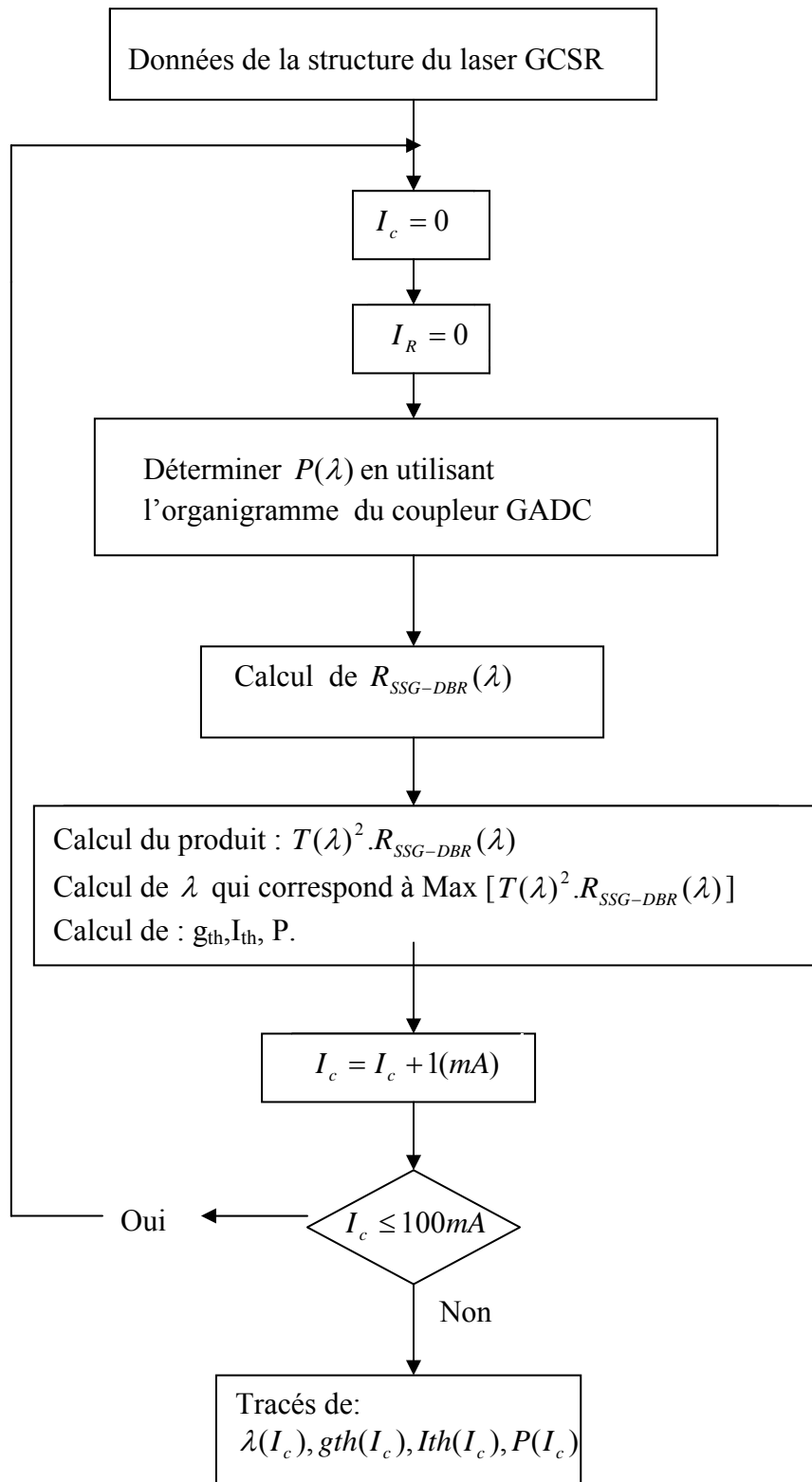
ORGANIGRAMME DE PROGRAMMATION



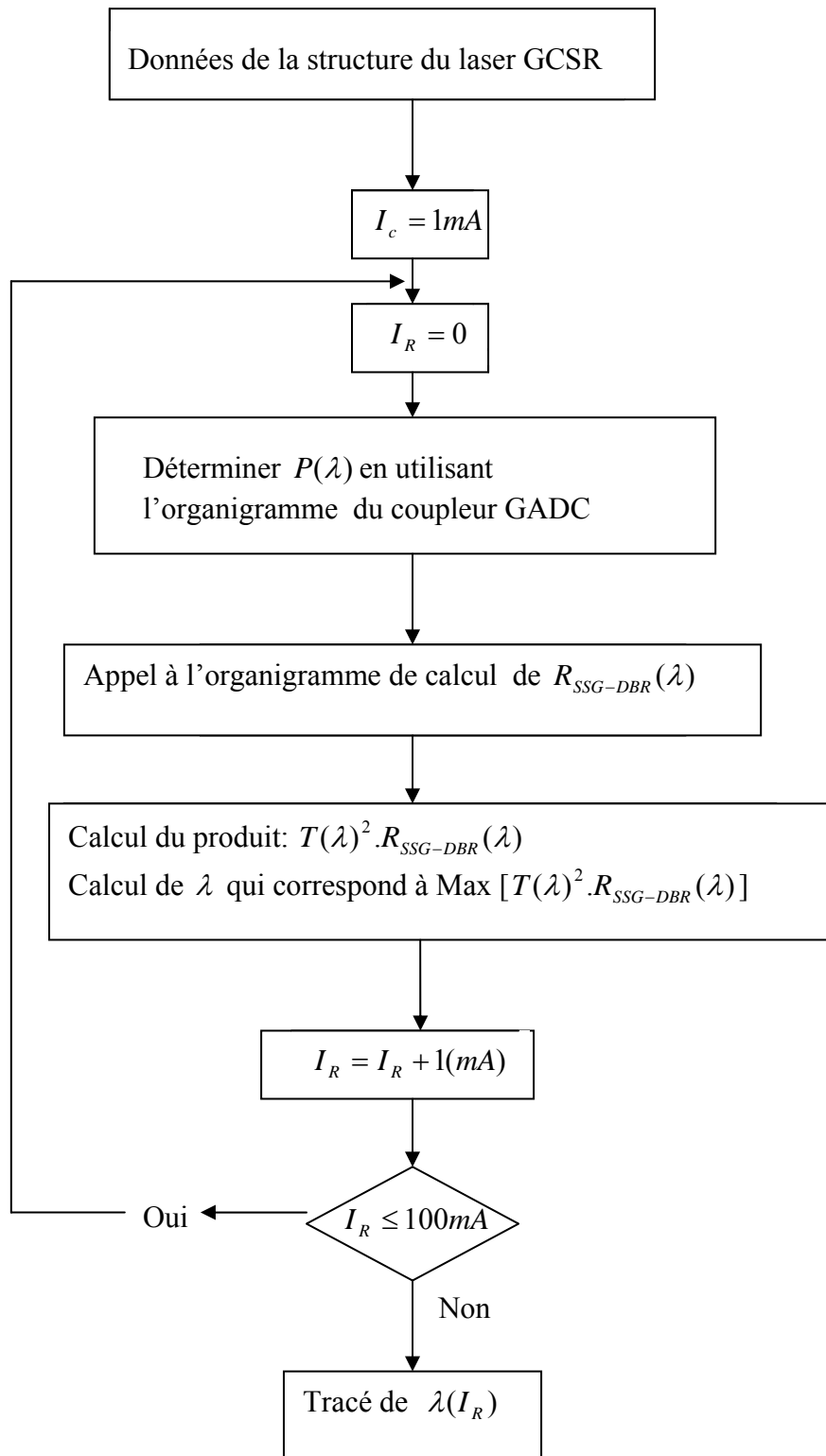
1. Détermination des caractéristiques du GADC



2. Calcul de la réflectivité du SSG-DBR



3. Accordabilité discontinue



4. Accordabilité quasi-continue

REFERENCES

1. Lary, R., « New concepts of wavelength tunable lasers diode for future Télécommunications networks », Thèse de Doctorat de l'université de Gent, (2006).
2. Bukkems, G. H., « New Approaches to Widely Tunable Semiconductor Lasers », Thèse de PHD de l'université Eindhoven, (2006).
3. Martinez, S., « Conception de commutateurs micro-usinés sur silicium pour les réseaux tout optiques », Thèse de Doctorat de l'institut national polytechnique de Grenoble, (2002).
4. Heikkinen, V., « Tunable laser module for fiber optic communications », University of Oulu Linnanmaa for public discussion in Raahensaali (Auditorium L10), (2004).
5. Monat, K., « Ilots Quantiques et Cristaux Photoniques Planaires pour un Microlaser faible Seuil à 1.5 μm », Thèse de doctorat de l'école centrale de Lyon, (2003).
6. Pécheux, B., « Optimisation d'un dispositif interférométrique de mesure de distance absolue utilisant une diode laser à cavité externe continûment syntonisable dans les bandes S et C », Thèse de Doctorat de l'université de Louis Pasteur – Strasbourg, (2002).
7. Weidmann, D., « Radiométrie hétérodyne infrarouge par diode laser accordable », Thèse de Doctorat de l'université de Reims Champagne Ardenne, (2002).
8. Mourat, G., « Etude de diodes lasers pour des applications métrologiques de la rétro-injection optique », Thèse de Docteur de l'institut national Polytechnique de Toulouse, (1999).
9. Kanjamala, A. P., « Multi-cavity lasers », thèses Doctor of Philosophy, University of Southern California, (1998).
10. Rochette, M., « Réalisation d'un prototype de laser à cavité étendue continûment accordable », Mémoire pour l'obtention du grade de maître ès sciences de l'université Laval Québec, (1997).
11. Cermoux, B., « Les Diodes Laser : des principes aux développements récents », Laboratoire Centrale de Recherches Thomson-CSF, France (1996).

12. Mathieu, H., « Physique des semi-conducteur et des composants électroniques », Masson, (1998).
13. Arbouz, H., “Modélisation de diode laser accordables en longueur d’onde a Réflecteur de Bragg”, Thèse de Magistère de l’université de Blida, (2001).
14. Klehr, A., Bugge, F., Erbert, G., Hofmann, L., Knauer, A., Sebastian, J., Smirnitski, V. B., Wenzel, H., Tränkle, G., « 300 GHz continuously tunable high power three section DBR laser diode at 1060 nm », Inst. Phys. Conf. Ser. No 166, Germany (2000), pp. 383-386.
15. Mikhael, M., Signoret, P., Orsal, B., « Bruit et largeur de raie dans les lasers Accordables », Thèse de magistère de l’université de Montpellier, (2000).
16. Tsigipoulos, A., Spicopoulos, T., Orfanos, I., « Wavelength tuning analysis and Spectral characteristic of three -section DBR laser », IEEE Journal of Quantum Electronics, V.34, n°.9, (1998), pp.1772-1781.
17. Morthier, G., Laroy, R., Christiaens, I., « New widely tunable edge-emitting laser diodes at 1.55 μ m developed in the European IST-project NEWTON », Semiconductor and Organic Optoelectronic Materials and Devices, Proceedings of SPIE Vol. 5624 Bellingham, (2005).
18. Buimovich, E., Sadot, D., « Physical Limitation of Tuning Time and System Considerations In Implementing Fast Tuning of GCSR Lasers », Journal of Lighthwave Technology, V.22, n°.2, (2004).
19. Signoret, P., « Etude des Lasers à Semi-conducteur au Second Ordre: Bruit d’Amplitude - Bruit de Fréquence », Habilitation à Diriger des Recherches, (2004).
20. Chun-Kit, C., Karl, L., Sherman. Zirngibl, M., « A Fast 100-Channel Wavelength Tunable Transmitter for Optical Packet Switching », IEEE Photonics Technology Letters, V. 13, n°. 7, (2001).
21. Lavarova, O. A., Blumenthal, D. J., « Detailed Transfer Matrix Method - Based Dynamic Model for Multisection Widely Tunable GCSR Lasers », Journal of Lighthwave Technology, V.18, n°.9, (2000).
22. Shrikhande, I., Wonglumsom, W.D., Steven, M., Matthew, G., Rogge, S., Fukahiro, Y., Avenarius, M., Kasovsky, L., « HORNET : A Packet – Over – WDM Multiple Access Metropolitan Area Ring Network », IEEE Journal on selected Areas in Communications, V.18, n°.10, (2000).
23. Lavarova, O. A., Rossi, G., Blumenthal, D. J., « Rapid Tunable Transmitter with Large Number of ITU Channels Accessible in less than 5 ns », Tech. Dig. ECOC 2000, Munich Germany, (2000), pp.169–170.
24. Lavarova, O. A., Blumenthal, D. J., « Accelerated Aging Studies of Multi-

- Section Tunable GCSR Laser for Dense WDM Applications», *Journal of Lighthwave Technology*, V.18, n°.12, (2000).
25. Rigole, P. J., « Monolithic Widely Tunable Lasers », Royal. Inst. Technology. Stockholm, Sweden, Tech.Rep. TRITA-MVT Rep(1997).
 26. Rigole, P. J., Nilsson, S., Bakbom, L., Stalnacke, B., Klinga, T., Berglund, E., Stolz, B., Blumenthal, J. D., « Wavelength coverage over 67 nm with a GCSR laser Tuning characteristics and switching speed », Presented at the Optical Fiber Communication Conf. (OFC 97), Dallas, TX, (1997), pWL63.
 27. Rigol, P. J., Shell, M., Nilsson, S., Berglund, E., « Fast wavelength switching in a widely tunable GCSR laser using a pulse pre-distortion technique », Tech. Dig. OFC 1997, Kista Sweden, pp.231-232.
 28. Rigole, P. J., Nilsson, S., Backbom, L., Klinga, T., Wallin, J., Stalnacke, B., Berglund, E., Stoltz, B., « 114nm Wavelength Tuning Range of Vertical Grating Assisted Codirectional Coupler Laser with Super Structure Grating Distributed Bragg Reflector », *IEEE Photonics Technology Letters*, V.7, n°.7, (1995), pp 697-699.
 29. Alferness, R. C., Koren, U., Buhl, L. L., Miller, B. I., Young, M. G., Koch, T. L., « Broadly tunable InGaAsP/InP laser based on a vertical coupler filter with 57nm tuning range », *Appl. Phys. Lett.*, V. 60, pp. 3209–3211, (1992).
 30. Yonglin, Y., Ronan, O., « Influence of Mode Competition on the Fast Wavelength Switching of an SG-DBR Laser », *Journal of Lighthwave Technology*, V. 20, n°. 4, (2002).
 31. Skogen, E. J., « Quantum Well Intermixing for Wavelength-Agile Photonic Integrated Circuits », Theses of doctor of philosophy Santa Barbara, (2003).
 32. Liu, B., Shakouri, A., Abraham, P., Chiu, Y. J., Zhang, S., Bower, J. E., « Fused InP–GaAs Vertical Coupler Filters », *IEEE Photonics Technology Letters*, V. 11, n°. 1, (1999), pp. 93-95.
 33. Liu, B., Shakouri, A., Abraham, P., Bowers, E., « Push – Pull Fused Vertical Coupler Switch », *IEEE Photonics Technology Letters*, V. 11, n°. 6, (1999), pp.662-664.
 34. Vorobeichik, I., Orenstien, M., Moieyev, N., « Intermediate - Mode - Assisted Optical Directional Couplers via Embedded Periodic Structure », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, V.34, n°.9, (1998), pp. 1772-1781.
 35. Wang, Q., Sailing, H., Chen, F., « An effective and Accurate Method for the design of Directional Couplers », *IEEE Journal of Selected Topics Quantum Electronics*, V.8, n°.6, (2002).
 36. Davanço, M., Holmstrom, P., Blumenthal, D. J., Thylén, L., « Directional coupler Wavelength Filter Based on Waveguide Exhibiting Electromagnetically

- Induced Transparency», IEEE Journal of Quantum Electronics, V.39, n°.4, (2003), pp.608-613.
37. Kim, B, G., Shakouri, A., Bowers, J, E., «Improved Extinction Ratio in Ultra Short Directional Couplers Using Asymmetric Structures», Jpn J.Appl.Phys, V.37, n°.8A (1998), pp. 1930-1932.
 38. Cho,S., Kim, B, G., Shakouri, « Improved Extinction Ratio for both cross and bar states using two-section vertical directional couplers », Jpn J.Appl.Phys, V.39, n°.12A (2000), pp. 6555-6559.
 39. Marcus, D., «Directional Coupler Made of Non-identical Asymmetric Slabs Part I: Synchronous Couplers», Journal of Lighthwave Technology, V.LT-5, n°.1, (1987).
 40. Chern,G,W., Wang, L,A., “Analysis and design of almost-periodic vertical-Grating - assisted codirectional coupler filters with nonuniform duty ratios”, Applied Optics V. 39, n°. 25, (2000).
 41. Sun,N,H.,Bulter ,J,K., Evans,G,A., Pang,L., Congdon,P., «Analysis of Grating Assisted Directional Couplers Using the Floquet-Bloch Theory”, Journal of Lighthwave Technology, V.15, n°.12, (1997).
 42. Sarangan,A., M, “Integrated optics”, Electro-optics graduated programm, EOP-604, University of Dayton, (2003).
 43. Ho,K.C., Kim,Y,K., « On leaky -wave approach of rigorous modes coupled in Multilayered periodic waveguides », IEICE Trans. Electron, V.E84-c, n°.1, (2001).
 44. Minohima,K., Kowalevicz,A,M., Hartl,I., Ippen,E,P., Fujimoto,J,G., «Photonic Device Fabrication with Femtosecond Laser Oscillators », Revue Optics and Photonics News, (2003).
 45. Chuang, Z, M., Coldern, L., « Design of Widely Tunable Semi- conductor Lasers Using Grating - Assisted Codirectional – Coupler Filters», IEEE Journal of Quantum Electronics, V.29, n°.4, (1993).
 46. Murphy.E,T., «Integrated Optical Grating - Based Matched Filters for Fiber-Optic Communications», Mastère of Science de l’université Rice, (1996).
 47. Winick, K, A., «Design of Grating - Assisted Waveguide Coupler with Weighted Coupling», Journal of Lighthwave Technology, V.9, n°.11, (1991).
 48. Wu, C., Rolland, C., Shepherd, F., Larocque, C., Puetz, N., Chik, K, D., «InGaAsP/InP Vertical Directional Coupler Filter with Optimally Desinged Wavelength Tunability», IEEE Photonics Technology Letters, V.4, n°.4, (1993).
 49. Butler, J, K., Sun,N., Evans,G,A., Pang,L., Congdon,P., « Grating-Assisted Coupling of Light between Semiconductor and Glass Waveguides», Journal of

Lighthwave Technology, V.16, n°.6, (1998).

50. Marcus, D., «Directional Couplers Made of Nonidentical Asymmetric Slabs Part II: Grating-Assisted Couplers», Journal of Lighthwave Technology, V.LT-5, n°.2, (1987).
51. Koch, T., L., Burkhardt, G., Storz, F., G., Bridges, T., J., Sizer, T., «Vertically Grating-Coupled Arrow Structures for III-V Integrated Optics», IEEE Journal of Quantum Electronics, V.QE-23, n°.6, (1987).
52. Ahn, S., W., Shin, S., Y., « Grating-assisted codirectional coupler filters using electro-optic and passive polymer waveguides», Optics Communications, (2001), pp.289-293.
53. Hong, J., Huang, W., P., « Asymmetric power coupling in grating-assisted couplers», IEE Proc-Optoelectronic, V.142, n°.2, (1995).
54. Streifer, W., Scriveres, D., R., Burnham, R., D., «Analysis of Grating-Coupled Radiation in GaAs:GaAlAs Lasers and Waveguides», IEEE Journal of Quantum Electronics, V.QE- 12, n°.7, (1976).
55. Ryu, S., W., Kim, J., « An Asymmetric Sampled Grating Laser and Its Application to Multi-Wavelength Laser Array», ETRI Journal, V. 24, n° 5, (2002), pp.341-348.
56. Sarlet, G., Morthier, G., Baets, R., « Control of widely Tunable SSG-DBR lasers for Dense Wavelength Division Multiplexing», Journal of Lighthwave Technology, V.18, n°.8, (2000).
57. Hiroyuki, I., Fumiyoshi, K., Yoshikuni, Y., Hiroshi, Y., « Mode Stabilization Method for Superstructure - Grating DBR Lasers», Journal of Lighthwave Technology, V.16, n°. 3, (1998).
58. Rapp, S., " Long wavelength vertical cavity lasers based on In/GaInAsP Bragg Reflections», these university Stockholm, (1999).

Nom du document : MEHDI
Répertoire : C:\Documents and Settings\Administrateur\Mes documents
Modèle : C:\Documents and Settings\Administrateur\Application
Data\Microsoft\Modèles\Normal.dot
Titre : UNIVERITE SAAD DAHLAB DE BLIDA
Sujet :
Auteur : BSI
Mots clés :
Commentaires :
Date de création : 11/06/2007 17:54:00
N° de révision : 6
Dernier enregistr. le : 26/06/2007 11:48:00
Dernier enregistrement par : Ferdjani
Temps total d'édition :34 Minutes
Dernière impression sur : 04/09/2007 11:06:00
Tel qu'à la dernière impression
Nombre de pages : 81
Nombre de mots : 16 171 (approx.)
Nombre de caractères : 88 941 (approx.)