

UNIVERSITE SAAD DAHLEB DE BLIDA

Faculté des Sciences de l'Ingénieur
Département d'électronique

THESE DE DOCTORAT D'ETAT

Spécialité : Electronique

ETUDE ET MODELISATION DES DIODES

LASERS ACCORDABLES

Par

NACER Said

Devant le jury composé de

A.GUESSOUM	Professeur, U. de Blida	Président
A. CHIKOUCHE	Directeur de recherche, UDES	Examineur
M. BENSEBTI	Professeur, U. de Blida	Examineur
A. MERAGHNI	Maître de conférence, ENS Kouba	Examineur
D. KENDIL	Maître de conférence, ENS Kouba	Examineur
K. FERDJANI	Maître de conférence, U. de Blida	Rapporteur

Blida, Décembre 2007

RESUME

Ce travail consiste en l'étude des diodes lasers accordables DBR émettant autour de $1,55 \mu\text{m}$. Cette étude a porté, tout d'abord, sur les filtres accordables DBR qui entrent dans la constitution des lasers accordables DBR et qui déterminent, en grande partie, leurs performances. Aussi, les filtres à réflecteur de Bragg, les filtres à réseau échantillonné et les filtres à coupleur vertical ont été considérés et l'influence des paramètres structuraux sur leurs caractéristiques a été étudiée.

Ensuite, plusieurs structures de diodes lasers accordables DBR ont été étudiées : les diodes lasers DBR à trois sections, les lasers SG-DBR, les lasers SSG-DBR et les lasers GCSR. Pour chaque structure, un modèle théorique est présenté et un exemple de simulation est traité. Les résultats obtenus montrent que le laser GCSR présente les meilleures caractéristiques.

Deux méthodes ont été utilisées dans cette étude : la méthode des modes couplés CMT et la méthode des matrices de transfert TMM.

ملخص

يشتمل هذا العمل علي دراسة ثنائيات الليزر المتألفة DBR المرسله حول $1,55 \mu\text{m}$. تطرقت هاته الدراسة في البداية الي المرشحات المتألفة DBR التي تدخل في تركيب الليزرية المتألفة DBR و تقوم بتحديد نتائجها. لقد تم ايضا تفحص مرشحات براغ العاكسة، المرشحات ذات الشبكة الناتجة عن اخذ العينات و المرشحات ذات المقرن الشاقولي، و دراسة تأثير الوسائط التركيبية علي مميزاتها. درس فيما بعد عدد من مركبات ثنائيات الليزر المتألفة DBR : ثنائيات الليزر DBR ثلاثية المجموعات، الليزرية SG-DBR، الليزرية SSG-DBR و الليزرية GCSR. تم من اجل كل مركب عرض نموذج نظري و معالجة مثال تقليدي. تبين النتائج المتحصل عليها ان الليزر GCSR يوفر افضل المميزات.

استعملت طريقتان في هاته الدراسة : طريقة الانماط المتقارنة CMT و طريقة مصفوفات التحويل TMM.

ABSTRACT

This work consists in the study of DBR tunable laser diodes emitting around 1,55 μm . This study focused, first, on the DBR tunable filters that fall within the constitution of DBR tunable lasers and which largely determine their performance. Bragg reflector filters, sampled grating filters and vertical coupler filters were considered and the influence of structural parameters on their characteristics has been investigated.

Then, several structures for DBR tunable laser diodes have been studied: three sections DBR laser diodes, SG-DBR lasers, SSG-DBR lasers and GCSR lasers. For each structure, a model is presented and an example of simulation is treated. The results show that the GCSR laser presents the best features.

Two methods were used in this study: the coupled modes method CMT and the transfer matrix method TMM.

REMERCIEMENTS

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé au laboratoire "Surfaces, Interfaces et Couches Minces" (LASICOM) du département d'électronique de l'université SAAD DAHLEB de Blida, sous la direction de Monsieur K. FERDJANI, Maître de conférence et Directeur du Laboratoire. Nous lui exprimons nos remerciements les plus amicaux, pour nous avoir accepté dans son équipe et mettre à notre disposition tous les moyens de son laboratoire.

Nous remercions Monsieur A. GUESSOUM, Professeur à l'Université SAAD DAHLEB de Blida, pour l'honneur qu'il nous fait en acceptant la présidence de notre jury de thèse.

Nous voulons exprimer nos remerciements à Monsieur A. CHIKOUCHE, Directeur de recherche et Directeur du centre "Unité de Développement des Equipements Solaires" (UDES), pour l'honneur qu'il nous fait de s'intéresser à nos travaux et d'apporter sa compétence sur le sujet que nous avons traité.

Que Monsieur A. MERAGHNI, Maître de conférence et Directeur de l'ENS de Kouba, soit remercié pour avoir accepté de participer à notre jury de thèse et juger nos travaux.

Nous tenons à remercier aussi Monsieur D. KENDIL, Maître de conférence à l'ENS de Kouba, pour avoir accepté de faire partie de notre jury de thèse et donner son jugement sur nos travaux.

Nos remerciements vont aussi à Monsieur M. BENSEBTI, Professeur à l'Université SAAD DAHLEB de Blida, pour avoir accepté de faire partie de notre jury de thèse et juger nos travaux.

Nous tenons aussi à remercier tous les collègues du département d'électronique pour leur aide, leur encouragement et leur soutien tout au long de ce travail.

TABLE DES MATIERES

RESUME	1
REMERCIEMENTS	2
TABLE DES MATIERES	4
LISTE DES ILLUSTRATIONS, GRAPHIQUES ET TABLEAUX	6
INTRODUCTION	10
1. PROPRIETES DES DIODES LASERS	14
1.1. Introduction	14
1.2. Principe de fonctionnement du Laser	14
1.2.2. Pompage	16
1.2.3. Cavité résonante	16
1.3. Laser à semi-conducteur à cavité Fabry Perot	17
1.3.1. Description	17
1.3.2. Choix du matériau	17
1.3.3. Diode laser à double hétérojonction	18
1.3.4. Laser à ruban	19
1.3.5. Caractéristiques des diodes laser	20
1.4. Laser monofréquence	31
1.4.1. Description	31
1.4.2. Caractéristiques du laser monofréquence	32
1.5. Lasers accordables	33
1.5.1. Description	33
1.5.2. Caractéristiques du laser accordable	33
1.5.3. Variation de l'indice et du coefficient d'absorption	35
1.6. Conclusion	36
2. LES FILTRES OPTIQUES ACCORDABLES DBR	37
2.1. Introduction	37
2.2. Filtres optiques à réflecteur de Bragg	37
2.2.1. Description	37
2.2.2. Méthodes de calcul	38
2.2.3. Etude des caractéristiques du filtre à réflecteur de Bragg	42
2.3. Filtres à réseau échantillonné	49
2.3.1. Filtre à réseau SG-DBR	49
2.3.2. Filtre à réseau SSG-DBR	51
2.4. Filtres optiques à coupleur directionnel	53
2.4.1. Description	53
2.4.2. Méthodes de calcul	53
2.4.3. Caractéristiques du filtre à coupleur directionnel	56
2.4.4. Etude des caractéristiques du filtre à coupleur directionnel	58

2.5. Filtres optiques à coupleur GADC	61
2.5.1. Description	61
2.5.2. Théorie du modèle	62
2.5.3. Caractéristiques du coupleur	67
2.5.4. Etude des caractéristiques du coupleur	68
2.6. Conclusion	75
3. LES LASERS ACCORDABLES DBR	
3.1. Introduction	76
3.2. Les lasers accordables DBR à trois sections	76
3.2.1. Description	76
3.2.2. Théorie du modèle	78
3.2.3. Exemple de simulation	79
3.3. Le laser accordable SG-DBR	83
3.3.1. Structure du Laser SG-DBR	83
3.3.2. Sélection des modes et accordabilité	85
3.3.3. Théorie du modèle	87
3.3.4. Exemple de simulation	88
3.4. Le laser accordable SSG-DBR	93
3.4.1. Description	93
3.4.2. Exemple de simulation	93
3.5. Le laser accordable GCSR	98
3.5.1. Description	98
3.5.2. Sélection des modes et accordabilité	98
3.5.3. Théorie du modèle	100
3.5.4. Exemple de simulation	100
3.6. Etude comparative des différentes structures	105
3.7. Conclusion	106
CONCLUSION GENERALE	107
APPENDICE	
A. Liste des symboles	109
B. Techniques de fabrication	112
C. Organigrammes	114
REFERENCES	121

LISTE DES ILLUSTRATIONS, GRAPHIQUES ET TABLEAUX

Figure 1.	Multiplexage en longueur d'onde WDM	11
Figure 2.	Laser accordable monolithique	11
Figure 3.	Laser accordable à cavité externe	11
Figure 1.1.	Cavité résonante	16
Figure 1.2.	Laser à semi-conducteur Fabry-Perot	17
Figure 1.3.	Structure d'une diode laser à double hétérojonction	18
Figure 1.4.	Structure d'un laser à ruban	19
Figure 1.5.	Absorption et émission de lumière dans un semi-conducteur	20
Figure 1.6.	Gain pour différents niveaux d'excitation	21
Figure 1.7.	Composantes de courant	23
Figure 1.8.	Principe de la méthode de l'indice effectif	25
Figure 1.9.	Guide plan à N couches	25
Figure 1.10.	Propagation dans la cavité laser	28
Figure 1.11.	Spectre d'émission du laser	30
Figure 1.12.	Laser monofréquence	32
Figure 1.13.	Définition du taux SMSR	32
Figure 1.14.	Structure du laser accordable	33
Figure 1.15.	Différents types d'accordabilité	34
Figure 1.16.	Processus d'accord du laser	34
Figure 2.1.	Structure du filtre à réflecteur DBR	38
Figure 2.2.	a)- structure divisée en m éléments simples, b)- élément simple	40
Figure 2.3.	Représentation schématique du réflecteur de Bragg	41
Figure 2.4.	Variation du coefficient de réflexion avec le rapport cyclique	43
Figure 2.5.	Variation du pas avec la longueur d'onde	43
Figure 2.6.	Variation du pas avec la profondeur du réseau	44
Figure 2.7.	Variation du pas avec l'épaisseur du guide	44
Figure 2.8.	Variation du coefficient de réflexion en fonction de la profondeur du réseau	45

Figure 2.9.	Variation du coefficient de réflexion en fonction de la longueur du réseau	45
Figure 2.10.	Variation du coefficient de réflexion avec l'épaisseur du guide	46
Figure 2.11.	Variation de la longueur de couplage avec la profondeur du réseau	46
Figure 2.12.	Variation de la longueur de couplage avec l'épaisseur du guide	47
Figure 2.13.	Spectre du réflecteur	47
Figure 2.14.	Variation de la largeur de bande avec les caractéristiques du guide	48
Figure 2.15.	Variation de l'accordabilité avec la profondeur du réseau	48
Figure 2.16.	Variation de l'accordabilité avec les caractéristiques du guide	49
Figure 2.17.	Réseau SG-DBR	49
Figure 2.18.	Spectre de réflectivité du SG-DBR	50
Figure 2.19.	Réseau SSG-DBR	51
Figure 2.20.	Spectre de réflectivité du SSG-DBR	52
Figure 2.21.	Structure du filtre à coupleur directionnel	53
Figure 2.22.	Représentation des différents indices	55
Figure 2.23.	Variation de la puissance optique dans les deux guides en fonction de la distance z	57
Figure 2.24.	Spectre du coupleur	57
Figure 2.25.	Déplacement du spectre par injection de courant	58
Figure 2.26.	Paramètres de la structure étudiée	58
Figure 2.27.	Variation de la longueur de couplage en fonction de la séparation entre les guides	59
Figure 2.28.	Variation de la largeur de bande en fonction de la séparation entre les guides	60
Figure 2.29.	Variation de la largeur de bande en fonction de la longueur de couplage	60
Figure 2.30.	Guide plan à 3 couches	61
Figure 2.31.	Variation du terme σ avec les caractéristiques du guide	61
Figure 2.32.	Structure du filtre à coupleur GADC	62
Figure 2.33.	Représentation d'une période du coupleur	65
Figure 2.34.	Variation de la puissance optique dans les deux guides à la sortie du coupleur en fonction du pas du grating.	67
Figure 2.35.	Variation de la longueur de couplage avec la séparation entre les guides ($d_g=0,1\mu\text{m}$)	69
Figure 2.36.	Variation de la longueur de couplage avec la profondeur du grating ($S=0,5\mu\text{m}$).	69

Figure 2.37.	Variation du pas optimal avec la séparation entre les guides ($d_g=0,1\mu\text{m}$)	70
Figure 2.38.	Variation du pas optimal avec la profondeur du grating ($S=0,5\mu\text{m}$).	70
Figure 2.39.	Variation de la largeur de bande avec la séparation entre les guides ($d_g=0,1\mu\text{m}$)	71
Figure 2.40.	Variation de la largeur de bande avec la longueur de couplage ($d_g=0,1\mu\text{m}$)	71
Figure 2.41.	Variation de la longueur d'onde centrale en fonction de la variation de l'indice du guide 1 ($d_g=0,1\mu\text{m}$ et $S=1\mu\text{m}$)	72
Figure 2.42.	Variation de la longueur d'onde centrale en fonction de la séparation entre les deux guides ($\Delta n_2=5.10^{-3}$ et $d_g=0,1\mu\text{m}$)	72
Figure 2.43.	Variation de la longueur d'onde centrale en fonction de la longueur de couplage ($\Delta n_2=5.10^{-3}$ et $d_g=0,1\mu\text{m}$)	73
Figure 2.44.	Variation des indices effectifs des deux modes avec la longueur d'onde	73
Figure 2.45.	Variation de la largeur de bande avec la longueur de couplage, avec (—) et sans (— —) dispersion	74
Figure 2.46.	Variation de la longueur d'onde centrale en fonction de la longueur de couplage, avec (—) et sans (— —) dispersion, ($\Delta n_2=5.10^{-3}$)	74
Figure 3.1.	Laser DBR à trois sections	77
Figure 3.2.	Processus d'accord du laser DBR à trois sections	77
Figure 3.3.	Variation de la longueur d'onde avec le courant de la section DBR	81
Figure 3.4.	Régions de fonctionnement sur les différents modes.	81
Figure 3.5.	Variation de la longueur d'onde en fonction des courants	82
Figure 3.6.	Variation relative du gain au seuil	82
Figure 3.7.	Variation relative du courant seuil	83
Figure 3.8.	Variation relative de la puissance optique	83
Figure 3.9.	Structure du laser SG-DBR	84
Figure 3.10.	Sélection du mode	85
Figure 3.11.	Processus d'accordabilité	86
Figure 3.12.	Réflexivités des SG-DBR avant et arrière	90
Figure 3.13.	Variation de la longueur d'onde en fonction des courants d'accord	90
Figure 3.14.	Variation du taux SMSR	91
Figure 3.15.	Variation relative du gain au seuil	91
Figure 3.16.	Variation relative du courant seuil	92
Figure 3.17.	Variation relative de la puissance émise	92

Figure 3.18.	Structure du laser SSG-DBR	93
Figure 3.19.	Réfectivités des SSG-DBR avant et arrière	95
Figure 3.20.	Variation de la longueur d'onde en fonction des courants d'accord	95
Figure 3.21.	Variation du taux SMSR	96
Figure 3.22.	Variation relative du gain au seuil	96
Figure 3.23.	Variation relative du courant seuil	97
Figure 3.24.	Variation relative de la puissance émise.	97
Figure 3.25.	Structure du laser GCSR	98
Figure 3.26.	Sélection des modes et accordabilité du laser GCSR	99
Figure 3.27.	Schéma équivalent du laser GCSR	100
Figure 3.28.	Spectre de réflectivité du SSG-DBR	101
Figure 3.29.	Variation de la longueur d'onde avec le courant du coupleur	103
Figure 3.30.	Variation du SMSR avec le courant du coupleur	103
Figure 3.31.	Variation relative du gain seuil avec le courant du coupleur	104
Figure 3.32.	Variation relative du courant seuil avec le courant du coupleur	104
Figure 3.33.	Variation relative de la puissance optique avec le courant du coupleur	104
Figure 3.34.	Variation de la longueur d'onde avec le courant du réflecteur pour différents courants du coupleur	105
Tableau 1.	Comparaison des techniques de changement d'indice	11
Tableau 3.1.	Paramètres de la structure DBR à trois sections simulée.	80
Tableau 3.2.	Paramètres de la structure SG-DBR simulée.	89
Tableau 3.3.	Paramètres de la structure SSG-DBR simulée.	94
Tableau 3.4.	Paramètres de la structure GCSR simulée.	102
Tableau 3.5.	Comparaison des caractéristiques des diodes lasers accordables DBR	106

INTRODUCTION

De nos jours, les systèmes de télécommunication sont de plus en plus sollicités. Si l'on combine les applications en téléphonie, internet, ou diverses applications multimedia (video numérique en particulier), les exigences en terme de débit et de distance sont de plus en plus importantes.

La solution des télécommunications par voie optique s'impose donc d'elle-même, de par la très grande bande passante des fibres (5THz) et du faible taux d'atténuation kilométrique (0,2 dB/km à 1,55 μm).

Les systèmes de télécommunication combinent classiquement deux principes pour exploiter la bande passante des fibres en plusieurs canaux :

- le multiplexage temporel TDM (Time Division Multiplexing)
- le multiplexage en longueur d'onde WDM (Wavelength Division Multiplexing)

Le multiplexage temporel consiste à attribuer périodiquement un certain laps de temps à chaque message à transmettre. Le signal obtenu est donc un seul signal à fort débit qui représente l'ensemble des messages à transférer. Les débits obtenus sont de quelques dizaines de Gbit/s. Nous sommes encore très loin d'utiliser la totalité des 5 THz de bande passante disponible sur la fibre.

Afin de multiplier le nombre de messages transportés par une fibre et de mieux tirer partie de la bande passante disponible, chaque message (signal codé en TDM) module une porteuse optique à λ fixée, c'est le multiplexage en longueur d'onde WDM (fig.1).

On sait aujourd'hui injecter 128 λ différentes autour de 1,55 μm dans une fibre [1].

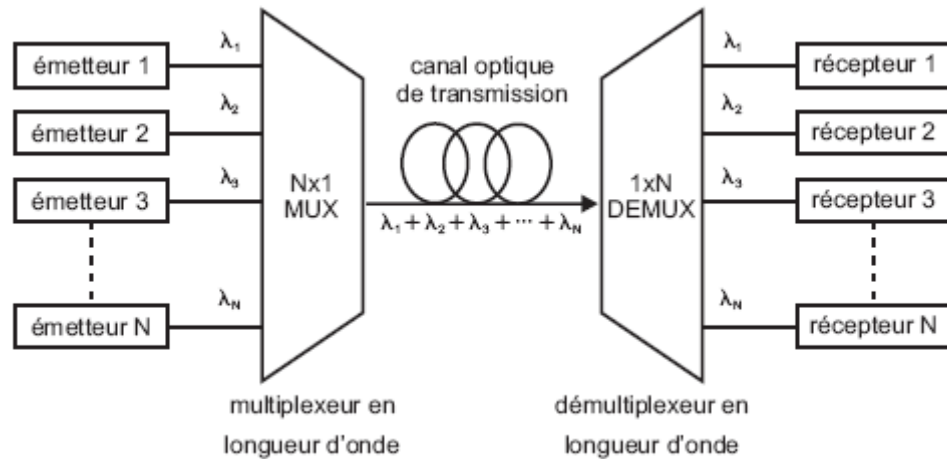


Figure 1 : Multiplexage en longueur d'onde WDM

L'utilisation du multiplexage WDM exige que soient disponibles des lasers accordables dont la longueur d'onde peut varier sur une certaine plage. En plus des critères exigés aux lasers émettant à une longueur d'onde fixe, ces composants doivent présenter un fonctionnement monomode sur une large plage de longueurs d'onde et leurs caractéristiques doivent rester stables durant l'accord.

On distingue deux types de lasers accordables : les lasers accordables monolithiques et les lasers accordables à cavité externe [2] qui utilisent un réseau tournant pour l'accord. Bien que ces derniers présentent une large accordabilité, ils sont encombrants et leur accord est lent du fait qu'il soit réalisé mécaniquement.

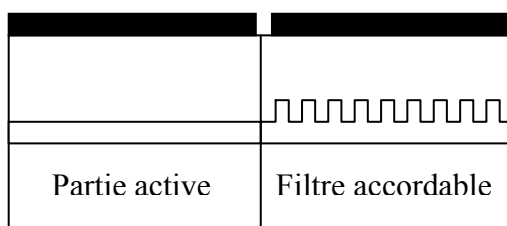


Figure 2 : Laser accordable monolithique

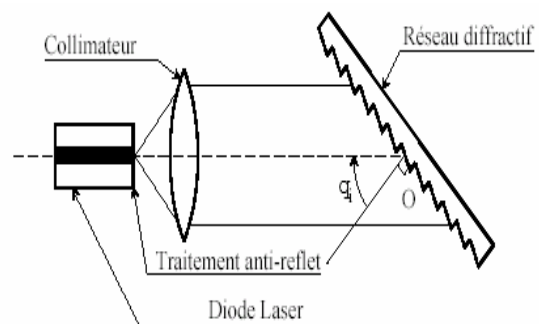


Figure 3 : Laser accordable à cavité externe

L'accord de la longueur d'onde est obtenu par la variation de l'indice de réfraction du matériau. Plusieurs techniques sont utilisées :

- injection de courant : c'est la densité de porteurs injectés qui est responsable de la variation de l'indice.

- application d'un champ électrique
- effets thermiques.

Les techniques de changement d'indice sont comparées dans le tableau 1 [3], qui contient des ordres de grandeur typiques.

On remarque que l'utilisation d'un champ électrique n'est pas très intéressante, de par la faible variation d'indice permise et l'absorption importante.

Les phénomènes thermiques, quant à eux, permettent une plage d'accordabilité intéressante et un taux de pertes très faible. En revanche, le temps de réponse est trop lent et le confinement thermique dans les zones d'accord est difficile à réaliser.

Le compromis utilisé le plus souvent est l'utilisation d'une injection de courant pour modifier l'indice de zones d'accord.

Tableau 1 : Comparaison des techniques de changement d'indice

Paramètre	Courant	Champ électrique	Température
Excursion maximale d'indice Δn	-0,05	-0,01	0,01
Pertes maximales par absorption	50%	80%	0%
Temps de réponse moyen	court	très court	long

Plusieurs structures de lasers accordables monolithiques ont été proposées : les lasers accordables DFB [4], les lasers accordables multibranches [5,6], les lasers accordables TTG [7], les lasers accordables VCSEL [8], les lasers accordables à résonateur en anneau [9] et les lasers accordables DBR (Diffracted Bragg Reflector) qui utilisent un réseau de Bragg.

Le laser accordable comporte généralement deux parties principales : la partie active où est générée et amplifiée la lumière et le filtre pour la sélection des modes et l'accord (fig.2).

C'est dans ce contexte que se situe notre travail, qui consiste à étudier les diodes lasers accordables électriquement, utilisant un réseau DBR et émettant autour de 1,55 μm . Les objectifs que nous nous sommes fixés dans ce travail sont :

- Développer les outils nécessaires à l'étude des caractéristiques des diodes lasers accordables DBR. Pour chaque structure, on utilisera deux méthodes différentes

afin de pouvoir comparer les résultats obtenus, ce qui constituera une validation pour ces derniers.

- Analyser les paramètres qui influent sur les caractéristiques des diodes lasers accordables en vue de leur optimisation.
- Simuler des exemples des différentes structures afin de vérifier le bien fondé des modèles théoriques utilisés.
- Faire une étude comparative des différentes structures afin de déterminer les performances et les limitations de chacune d'elles et de trouver la structure la plus performante.

Ce mémoire est divisé en trois chapitres.

Dans le premier chapitre, sont rappelées les propriétés des diodes lasers, ce qui nous permettra de modéliser la partie active de notre composant.

Le deuxième chapitre sera consacré à l'étude des filtres accordables DBR qui seront utilisés dans les lasers accordables. L'influence des paramètres structuraux sur les caractéristiques des filtres y sera étudiée.

Le troisième chapitre portera sur l'étude des lasers accordables DBR. Quatre structures seront considérées. Pour chacune d'elles, un modèle théorique est développé et un exemple de simulation est traité.

Enfin, nous terminerons par une étude comparative des différentes structures, ce qui nous permettra de déterminer la structure la plus performante.

CHAPITRE 1

PROPRIETES DES DIODES LASERS

1.1. Introduction

C'est en 1962 qu'a été démontrée pour la première fois la faisabilité d'une diode laser à semi-conducteur. L'effet laser avait été obtenu à partir de l'injection de porteurs à travers une jonction PN diffusée ; cependant, à cause de l'absence de confinement électrique et optique, cette structure présentait un courant de seuil très élevé ne lui permettant pas de fonctionner à température ambiante et en régime continu. Depuis cet essai, de grandes améliorations ont été apportées, la plus importante étant l'introduction des hétérojonctions. En effet, c'est en 1963 qu'a été proposée la double hétérostructure qui consiste à intercaler une couche mince de faible largeur de bande interdite entre deux couches de plus grande largeur de bande interdite et de plus faible indice de réfraction. Cette structure permet le confinement des porteurs et de la lumière dans la zone centrale très mince. Elle limite l'étendue de la zone active où s'effectuent les recombinaisons radiatives, ce qui entraîne une diminution du courant de seuil. Le premier laser fonctionnant à température ambiante a pu être ainsi réalisé.

Dans ce chapitre, nous allons présenter les phénomènes qui régissent le fonctionnement du laser à semi-conducteur et donner les expressions qui permettent de calculer les différents paramètres du laser.

1.2. Principe de fonctionnement du Laser

Le fonctionnement d'un laser nécessite la coexistence de trois éléments fondamentaux:

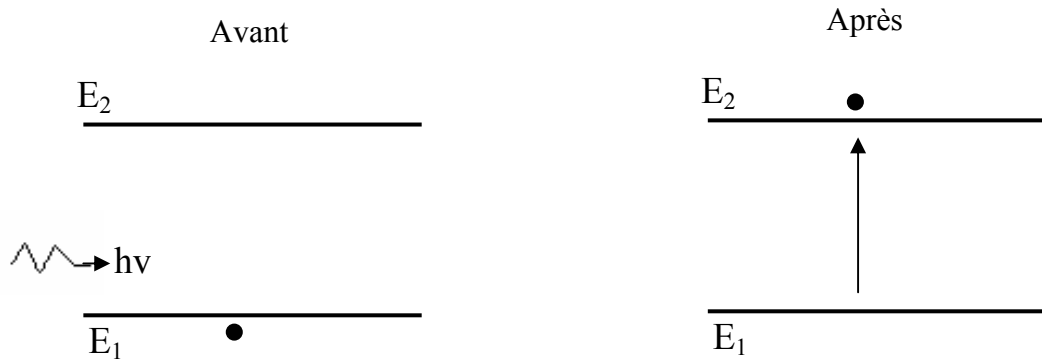
- Le milieu amplificateur,
- La source de pompage,
- La cavité résonante

1.2.1. Amplification de la lumière

Considérons deux niveaux d'énergie d'un atome (état fondamental E_1 et état excité E_2). Le passage de l'atome d'un état à un autre peut s'effectuer par trois mécanismes: l'absorption, l'émission spontanée et l'émission stimulée.

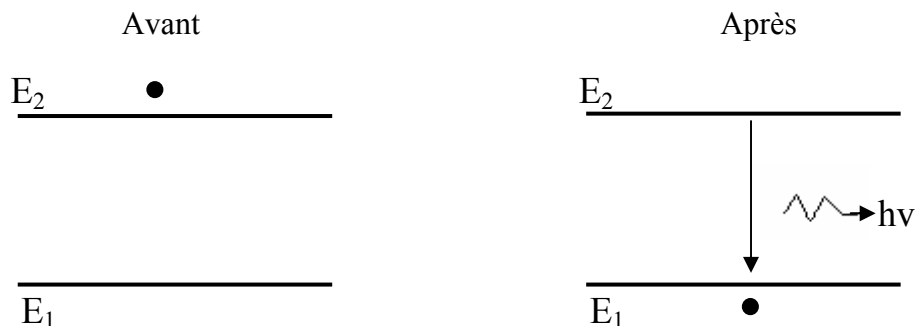
a- absorption

Certains atomes absorbent l'énergie d'un photon $h\nu = E_2 - E_1$, pour passer de l'état fondamental à l'état excité.



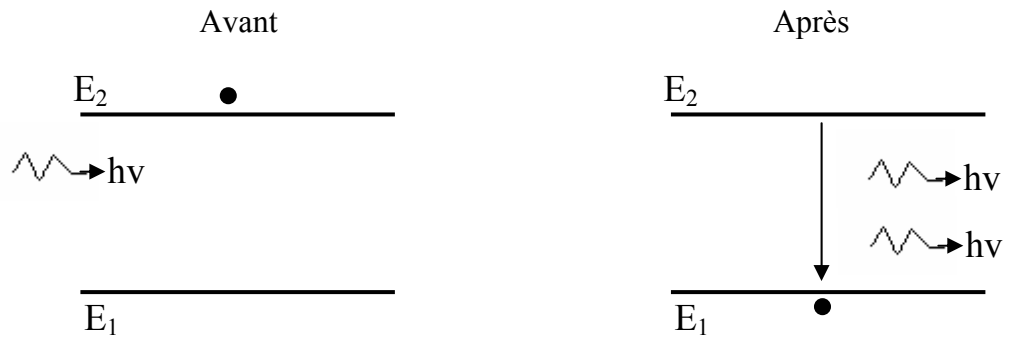
b- émission spontanée

Un atome excité est dans un état instable et peut revenir spontanément à son état fondamental (stable) en émettant un photon de fréquence ν telle que: $h\nu = E_2 - E_1$.



c- émission stimulée

Si pendant que l'atome est excité, un photon ayant l'énergie $h\nu = E_2 - E_1$ arrive, il provoque son retour vers le niveau E_1 et donne l'émission d'un nouveau photon ayant les mêmes caractéristiques que le photon incident. Il y a amplification de la lumière puisque, à partir d'un seul photon, on obtient deux photons. C'est le mécanisme découvert par Einstein en 1917 par lequel le rayonnement peut être amplifié et qui est exploité dans tout type de laser.



1.2.2. Pompage

A l'équilibre thermodynamique, la population d'un niveau d'énergie élevé ne peut jamais dépasser celle d'un niveau d'énergie plus faible.

Pour qu'il y ait émission stimulée, il faut que le niveau excité soit plus peuplé que le niveau fondamental, on dit qu'on a une inversion de population. Cette inversion de population est réalisée par l'opération de pompage, par l'action d'une source d'énergie extérieure.

1.2.3. Cavité résonante

La cavité laser est un oscillateur formé de deux surfaces semi-réfléchissantes parallèles limitant un milieu amplificateur pour former une cavité Fabry-Perot.

La cavité entre en oscillation lorsque le gain optique de la cavité compense les pertes de la cavité (absorption du milieu et transmission des miroirs) (fig.1.1).

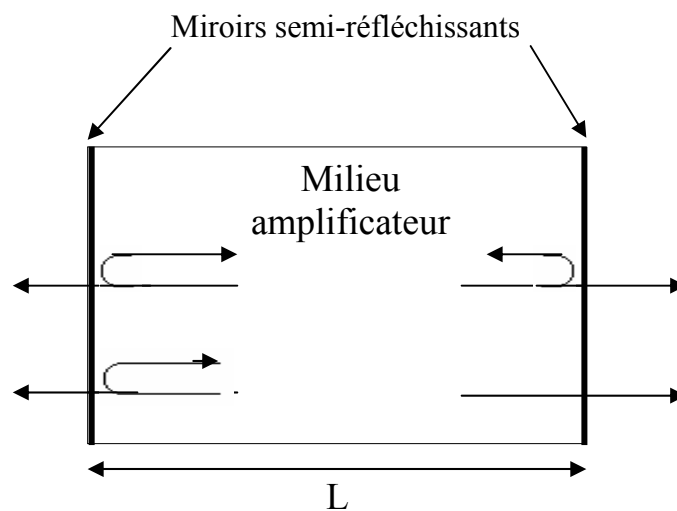


Figure 1.1 : Cavité résonante

1.3. Laser à semi-conducteur à cavité Fabry Perot

1.3.1. Description

C'est le laser à semi-conducteur ayant la structure la plus simple, pour lequel:

- Le milieu amplificateur est le semi-conducteur où on a réalisé une inversion de population.
- Le pompage est assuré par l'injection de porteurs à travers une jonction p-n polarisée en direct.
- La cavité résonante est formée par les faces clivées (suivant des plans cristallins) qui limitent la zone active.

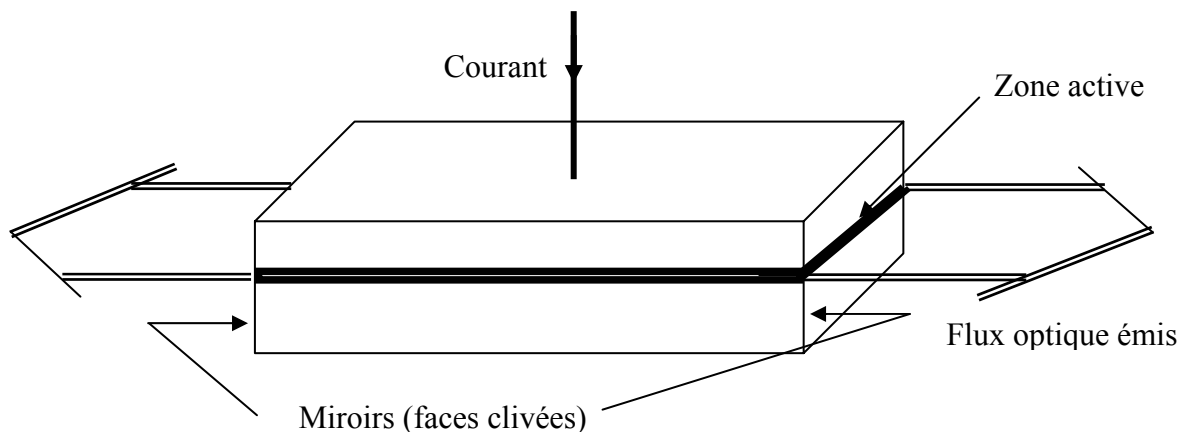


Figure 1.2 : Laser à semi-conducteur Fabry-Perot

1.3.2. Choix du matériau

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

- Le matériau constituant la zone active doit présenter une structure de bande directe, c'est-à-dire que les extrema des bandes de conduction et de valence doivent avoir le même vecteur d'onde, les transitions entre ces bandes se feront ainsi sans la collaboration d'un phonon et auront donc une probabilité importante.
- Les recombinaisons radiatives, étant des recombinaisons bande à bande, la longueur d'onde de la radiation émise est directement liée à la largeur de la bande interdite du matériau de la zone active.
- Les interfaces entre les matériaux de largeur de bande interdite différente constituant les hétérojonctions doivent être pratiquement exemptes de défauts. Il est admis que cette condition est qualitativement remplie lorsque les différents

matériaux constituant l'hétérojonction présentent une variation relative de paramètre de maille inférieure à 10^{-3} . De plus, de façon pratique, les processus d'épitaxie utilisés pour les diodes laser imposent aussi que soient disponibles des substrats massifs répondant à cette condition sur la maille cristalline.

Il est cependant possible d'obtenir des couches désadaptées sans défauts et par suite contraintes, en dessous d'une épaisseur critique dépendant du degré de désadaptation, ce qui augmente encore l'éventail des matériaux utilisables et est mis à profit dans les diodes laser à puits quantiques.

Par ailleurs, le choix des matériaux pour diodes laser a été évidemment influencé de façon décisive par les propriétés des fibres optiques de silice qui conditionnent les performances des systèmes de télécommunications optiques. Le spectre de pertes de ces fibres met en évidence les trois fenêtres classiques à $0,85\ \mu\text{m}$, $1,3\ \mu\text{m}$, $1,55\ \mu\text{m}$.

Cet ensemble d'éléments a conduit au développement des deux filières technologiques suivantes :

- GaAs - alliage ternaire GaAlAs: région d'émission $0,68\ \mu\text{m}$ - $0,9\ \mu\text{m}$.
- InP – alliage quaternaire GaInAsP: région d'émission $1,2\ \mu\text{m}$ - $1,6\ \mu\text{m}$.

1.3.3. Diode laser à double hétérojonction

La diode laser à double hétérojonction consiste à intercaler une couche mince de faible largeur de bande interdite entre deux couches de plus grande largeur de bande interdite et de plus faible indice de réfraction. Cette structure permet le confinement des porteurs et de la lumière dans la zone centrale très mince. Elle limite l'étendue de la zone active où s'effectuent les recombinaisons radiatives, ce qui entraîne une diminution du courant de seuil. Le premier laser fonctionnant à température ambiante a pu être ainsi réalisé.

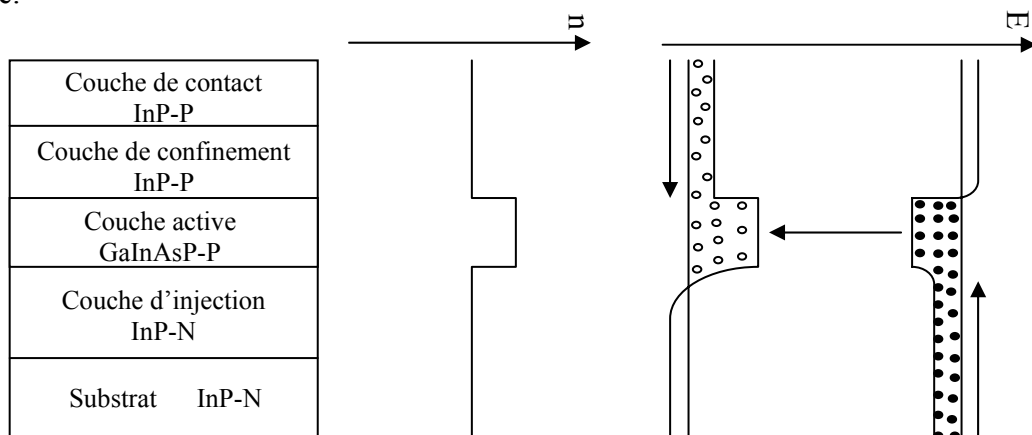


Figure 1.3 : Structure d'une diode laser à double hétérojonction

1.3.4. Laser à ruban

Si les diodes laser "larges" ont été le support expérimental qui a permis de mettre en évidence la validité et les avantages du concept de structure à double hétérojonction, il est par contre apparu dès l'origine que ces dispositifs ne pouvaient constituer des composants pratiquement utilisables pour trois raisons :

- Leur courant de seuil est de l'ordre de quelques ampères, il est donc nécessaire d'exciter ces composants en régime pulsé, ce qui impose des systèmes électroniques complexes et volumineux.
- Il s'est avéré impossible d'obtenir des conditions de fonctionnement homogène sur l'ensemble du composant dans la direction parallèle aux hétérojonctions : l'émission laser apparaît généralement sous forme de filaments dont la position géométrique peut être instable.
- Du fait de la grande largeur du guide de lumière dans la direction parallèle aux hétérojonctions, plusieurs modes latéraux de celui-ci sont en général excités et la forme du diagramme d'émission est mal contrôlée.

C'est pour pallier à ces inconvénients qu'ont été conçues les diodes laser à ruban dans lesquelles la région active, où sont confinés à la fois le rayonnement et les porteurs, a la forme d'un ruban (fig.1.4). Divers procédés sont connus pour réaliser ces structures et diffèrent essentiellement par le mode de détermination de la largeur w de la région active [10].

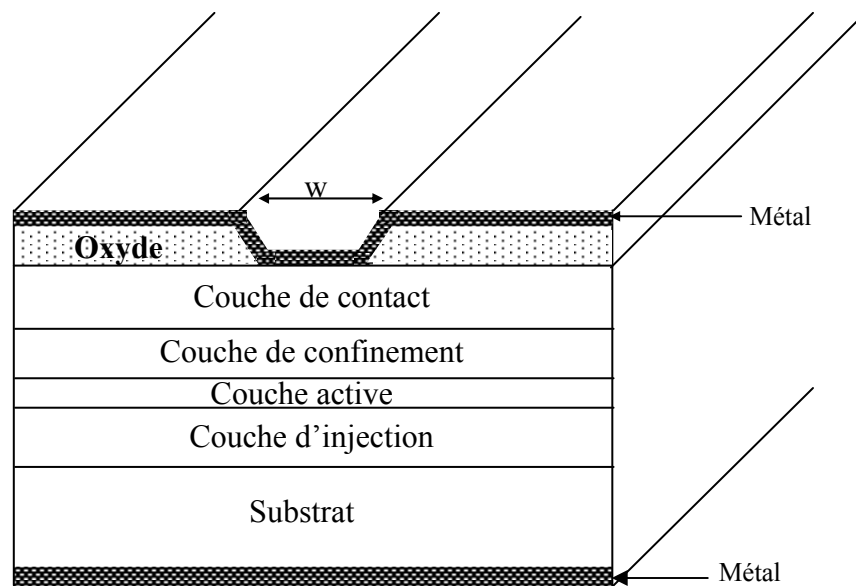


Figure 1.4 : Structure d'un laser à ruban

1.3.5. Caractéristiques des diodes laser

Comme il a été indiqué auparavant, le fonctionnement des diodes laser est régi par quatre phénomènes physiques fondamentaux :

- les phénomènes d'émission dans les semi-conducteurs,
- les propriétés électriques des structures à double hétérojonction,
- les propriétés optiques des structures à double hétérojonction,
- le phénomène d'oscillation de la cavité laser.

1.3.5.1. Phénomènes d'émission dans les semi-conducteurs

Les interactions entre rayonnement et matière mis en jeu dans les diodes laser sont représentées sur la figure 1.5. On y distingue : l'absorption, l'émission spontanée et l'émission stimulée. Ces transitions sont caractérisées par des vitesses ou des taux qui mesurent le nombre de photons émis ou absorbés par unité de temps et par unité de volume du semi-conducteur.

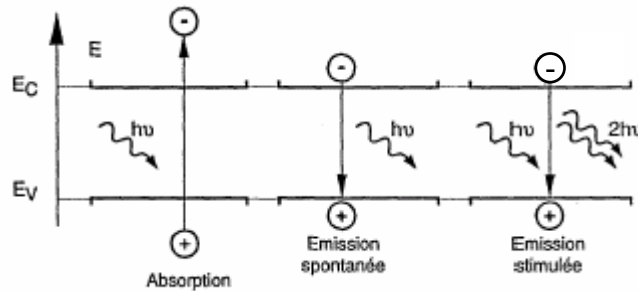


Figure 1.5 : Absorption et émission de lumière dans un semi-conducteur

1.3.5.1.1. Gain optique

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

Si on considère que E' est un état de la bande de conduction et que E'' est un état de la bande de valence, tel que $E'' = E' - E$, $E = hv$, et que $\rho_c(E')$, $\rho_v(E'')$ sont les densités d'états dans la bande de conduction et dans la bande de valence respectivement, le gain optique est donné par :

$$g(E) = \int_{-\infty}^{+\infty} B_{12} \frac{n}{c} (f_c(E') - f_v(E'')) \rho_c(E') \rho_v(E'') dE' \quad (1.1)$$

B_{12} : est la probabilité de transition de l'émission stimulée.

$f_c(E')$, $f_v(E'')$: sont les fonctions de Fermi dans les bandes de conduction et de valence respectivement.

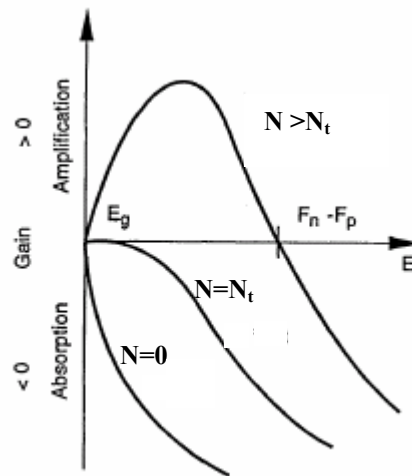


Figure 1.6 : Gain pour différents niveaux d'excitation

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

$$E_g < h\nu < F_n - F_p \quad (\text{Condition de Bernard et Duraffourg})$$

Lorsque le milieu est amplificateur, les courbes de gain présentent un maximum g_{\max} , ce maximum dépend de la densité d'électrons injectés et peut être décrit par une relation simple [11] :

$$g_{\max} = A_0(N - N_t) \quad (1.2)$$

A_0 : coefficient de gain

1.3.5.1.2. Taux de recombinaisons

Le taux de recombinaisons spontanées est lié à la densité d'électrons injectés par la relation:

$$R_{sp} = B.N^2 \quad (1.3)$$

B : coefficient de recombinaison radiative.

En plus des recombinaisons radiatives, il existe des recombinaisons non radiatives qui sont de deux types :

- Les recombinaisons Shockley-Hall-Read:

Elles font appel à des niveaux d'énergie voisins du milieu du gap (niveaux dits profonds, dus à certains défauts cristallins ou à certaines impuretés) qui peuvent échanger des électrons à la fois avec la BC et avec la BV. L'efficacité de ce processus dépend de la densité des niveaux profonds et par suite, de la qualité du matériau utilisé. Le taux de ce type de recombinaison est lié à la densité d'électrons par la relation:

$$R_{\text{SHR}} = A.N \quad (1.4)$$

A : coefficient de recombinaisons SHR

- Les recombinaisons Auger :

Dans le cas particulier du processus électron-électron-trou (e-e-t), l'énergie de la recombinaison est cédée à un deuxième électron qui "monte" dans la BC, puis cède cette énergie au réseau cristallin.

Le taux de recombinaisons Auger est lié à la densité des électrons par la relation:

$$R_a = C.N^3 \quad (1.5)$$

C : coefficient de recombinaisons Auger.

L'ensemble des recombinaisons radiatives et non radiatives peut être représenté par un seul taux donné par :

$$R = A.N + B.N^2 + C.N^3 \quad (1.6)$$

1.3.5.2. Propriétés électriques des structures à double hétérojonction

La détermination des différents courants de porteurs qui traversent une structure à double hétérojonction nécessite la résolution du système d'équations différentielles :

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= -R + \frac{1}{q} \frac{dJ_N}{dx} = 0 \\ \frac{dP}{dt} &= -R - \frac{1}{q} \frac{dJ_P}{dx} = 0 \end{aligned} \quad (1.7)$$

R étant le taux de recombinaison donné par la relation (1.6).

Dans le cas général, ce système ne présente pas de solution analytique et il est nécessaire de faire appel à des méthodes de résolution numériques. En fait, sous certaines conditions, il est possible de décrire le comportement des structures à double hétérojonction avec un formalisme beaucoup plus simple. En effet, la figure 1.7

représente les différentes composantes de courant qui traversent une telle structure : J_{N1} et J_{P2} sont les densités de courant d'électrons et de trous injectés dans la couche active, alors que J_{P1} et J_{N2} correspondent aux "fuites" des porteurs dans les zones latérales. Par suite, on notera J_N^* la densité de courant intrinsèque de zone active constituée par l'ensemble des recombinaisons radiatives et non radiatives qui se produisent dans cette région.

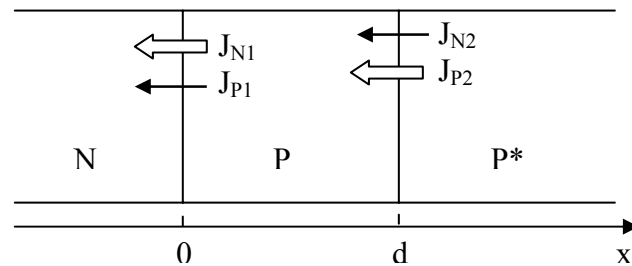


Figure 1.7 : Composantes de courant

En définissant l'efficacité d'injection de l'hétérojonction NP par :

$$\gamma = \frac{J_{N1}}{J_{P1}} \quad (1.7)$$

et le facteur de déconfinement de l'hétérojonction PP* par :

$$\delta = \frac{J_{N2}}{J_{N1}} \quad (1.8)$$

Le courant total qui traverse la double hétérojonction s'écrit :

$$J_{TOT} = \frac{\gamma + 1}{\gamma} \frac{1}{1 - \delta} J_N^* \quad (1.9)$$

Ainsi, si la structure réalise à la fois une bonne efficacité d'injection à l'hétérojonction NP ($\gamma \gg 1$) et un blocage d'électrons à l'hétérojonction PP ($\delta \neq 0$), le courant total qui la traverse est égal au courant intrinsèque de zone active et n'est fonction que des propriétés de cette région. La densité de courant intrinsèque associée à la zone active dans le fonctionnement pré-seuil comporte une composante radiative associée à l'émission spontanée et une composante non radiative due aux recombinaisons SHR et Auger.

$$J_{TOT} \approx J_N^* = q \int_0^d R \cdot dx \quad (1.10)$$

En utilisant l'expression du taux de recombinaison en fonction de la densité d'électrons (relation 1.6), et en considérant que la densité d'électrons est constante le long de la couche active (mince), la densité de courant qui traverse la double hétérojonction sera donnée par :

$$J = q.d.(A.N + B.N^2 + C.N^3) \quad (1.11)$$

et le courant sera donné par :

$$I = q.V.(A.N + B.N^2 + C.N^3) \quad (1.12)$$

V étant le volume de la zone active.

1.3.5.3. Propriétés optiques des structures à doubles hétérojonction

Du point de vue optique, la diode laser à ruban représente un guide de lumière rectangulaire. Le champ électromagnétique dans la structure est donné par les équations de Maxwell. Dans le cas d'une polarisation TE, le problème se simplifie et le champ électrique est solution de l'équation d'onde scalaire:

$$\frac{\partial^2 E(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E(x, y)}{\partial y^2} + [n(x, y)^2 . k_0^2 - \beta^2] E(x, y) = 0 \quad (1.13)$$

Cette équation n'admet pas de solution analytique et nécessite l'utilisation de méthodes numériques telles que la méthode des différences finies, la méthode de l'indice effectif et bien d'autres méthodes. Pour notre cas, nous avons retenu la méthode de l'indice effectif qui est simple de mise en œuvre et ne nécessite pas beaucoup de temps et d'espace mémoire.

1.3.5.3.1. Méthode de l'indice effectif

La méthode de l'indice effectif consiste à diviser le problème du guide rectangulaire à deux dimensions en deux problèmes à une dimension plus simple à résoudre.

Cette méthode est applicable à condition que la dimension du guide dans une direction soit très grande que dans l'autre direction, ce qui est vérifié dans notre cas, puisque l'épaisseur de la couche active est très faible par rapport à la largeur du ruban.

a- Principe de la méthode :

La méthode consiste en deux étapes : (fig.1.8)

1° étape:direction ox

Chaque zone est considérée comme un guide plan à N couches, pour lequel on calcule l'indice effectif.

2° étape : direction oy

On considère le guide plan dans la direction oy et on calcule son indice effectif qui sera l'indice effectif de la structure.

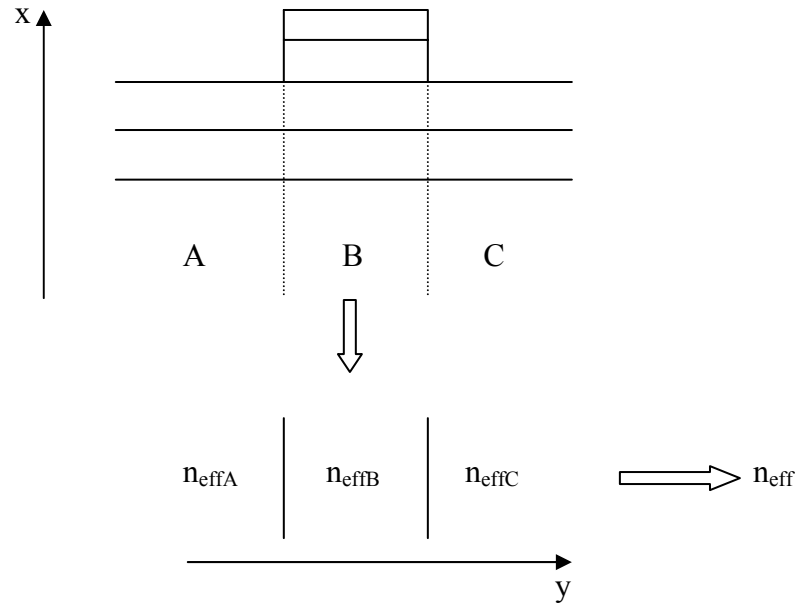


Figure 1.8 : Principe de la méthode de l'indice effectif

b- Guide plan à N couches :

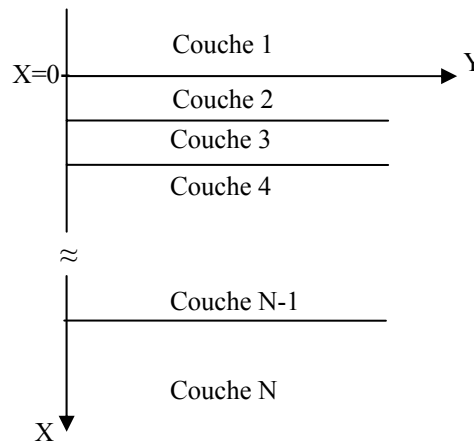


Figure 1.9 : Guide plan à N couches

On considère un guide multicouche plan comme représenté sur la figure 1.9, les modes TE qui peuvent se propager dans ce guide peuvent être mis sous la forme :

$$E_y(x,z,t) = E_y(x) \cdot \exp[j \cdot (\omega t - \beta z)] \quad (1.14)$$

Le champ ne dépend pas de y (guide infini suivant y), β est la constante de propagation du mode et z est la direction de propagation.

Le champ E_y est solution de l'équation d'onde qui, dans la couche j, sera donnée par :

$$\frac{\partial^2 E_j(x)}{\partial x^2} - (\beta^2 - n_j^2 k_0^2) \cdot E_j(x) = 0 \quad (1.15)$$

Où n_j est l'indice de réfraction de la couche j , k_0 est le vecteur d'onde dans le vide et $E_j(x)$ le champ dans la couche j .

La solution générale de l'équation (1.15) est de la forme :

$$E_j(x) = A_j \exp[\alpha_j(x-x_{j-1})] + B_j \exp[-\alpha_j(x-x_{j-1})] \quad (1.16)$$

Où :

$$\alpha_j = (\beta^2 - n_j^2 k_0^2)^{0.5}$$

A_j et B_j sont les coefficients du champ dans la couche j .

Les conditions aux limites nécessitent que les composantes tangentielles du champ électromagnétique soient continues aux interfaces. Dans le cas des modes TE, ces conditions se réduisent à la continuité du champ électrique et de sa dérivée.

Pour l'interface entre les couches j et $j+1$ nous avons :

$$E_j(x_j) = E_{j+1}(x_j) \quad (1.17)$$

$$\frac{\partial E_j(x_j)}{\partial x} = \frac{\partial E_{j+1}(x_j)}{\partial x} \quad (1.18)$$

Ces équations mènent aux relations entre les coefficients du champ :

$$\begin{aligned} A_j \exp(\delta_j) + B_j \exp(-\delta_j) &= A_{j+1} + B_{j+1} \\ A_j \frac{\alpha_j}{\alpha_{j+1}} \exp(\delta_j) - B_j \frac{\alpha_j}{\alpha_{j+1}} \exp(-\delta_j) &= A_{j+1} - B_{j+1} \end{aligned} \quad (1.19)$$

Avec : $\delta_j = \alpha_j \cdot d_j$

d_j est l'épaisseur de la couche j .

Des relations (1.19), on peut obtenir une relation récursive entre les coefficients :

$$\begin{aligned} A_{j+1} &= \frac{A_j}{2} \exp(\delta_j) \left(1 + \frac{\alpha_j}{\alpha_{j+1}}\right) + \frac{B_j}{2} \exp(-\delta_j) \left(1 - \frac{\alpha_j}{\alpha_{j+1}}\right) \\ B_{j+1} &= \frac{A_j}{2} \exp(\delta_j) \left(1 - \frac{\alpha_j}{\alpha_{j+1}}\right) + \frac{B_j}{2} \exp(-\delta_j) \left(1 + \frac{\alpha_j}{\alpha_{j+1}}\right) \end{aligned} \quad (1.20)$$

Ou bien encore sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} A_{j+1} \\ B_{j+1} \end{pmatrix} = T_j \cdot \begin{pmatrix} A_j \\ B_j \end{pmatrix} \quad (1.21)$$

Où :

$$T_j = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\alpha_j}{\alpha_{j+1}}\right) \exp(\delta_j) & \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\alpha_j}{\alpha_{j+1}}\right) \exp(-\delta_j) \\ \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\alpha_j}{\alpha_{j+1}}\right) \exp(\delta_j) & \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\alpha_j}{\alpha_{j+1}}\right) \exp(-\delta_j) \end{pmatrix} \quad (1.22)$$

En utilisant la relation (1.21), on peut calculer les coefficients de la dernière couche à partir de ceux de la première couche.

$$\begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix}_N = T_G \cdot \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix}_1 \quad (1.23)$$

Avec :

$$T_G = \prod_{k=1}^{N-1} (T_k) \quad (1.24)$$

Et comme dans un guide le champ doit être évanescent pour $x=\pm\infty$, c.à.d. dans les couches 1 et N, dans les deux couches l'un des coefficients doit être nul, et on doit avoir :

$$\begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix}_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot a \quad (1.25)$$

$$\begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix}_N = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \cdot b \quad (1.26)$$

De (1.23), (1.25) et (1.26) on a :

$$T_G \begin{pmatrix} a \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_{11} \\ t_{21} \end{pmatrix} a = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} b \quad (1.27)$$

ou bien encore :

$$t_{11} \cdot a = 0 \quad (1.28)$$

Comme $a \neq 0$, on doit avoir :

$$t_{11}(\beta) = 0 \quad (1.29)$$

La résolution de l'équation (1.29) nous donne les valeurs de β des différents modes. Une fois les valeurs de β déterminées, on peut calculer les coefficients A_j et B_j de chaque couche en utilisant l'équation récursive (1.21) et en fixant le coefficient a de la première couche à 1.

L'indice effectif du guide est défini pour chaque mode par la relation :

$$n_{\text{eff}} = \frac{\beta}{k_0} \quad (1.30)$$

Le facteur de confinement qui mesure l'efficacité du guide est défini par le rapport de la puissance lumineuse confinée dans le cœur du guide et la puissance totale dans le guide.

Et comme, dans le cas d'une polarisation TE, la puissance optique est proportionnelle au carré du champ électrique, ce facteur sera donné par:

$$\Gamma = \frac{\int_{\text{cœur}} |E|^2 dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} |E|^2 dx} \quad (1.31)$$

Dans le cas d'un guide rectangulaire, et dans l'approximation de la méthode de l'indice effectif, on peut définir un facteur de confinement dans la direction x et un facteur de confinement dans la direction y, et le facteur de confinement du guide sera donné par:

$$\Gamma = \Gamma_x \cdot \Gamma_y \quad (1.32)$$

Nous avons développé le sous programme "TEN" qui permet de déterminer les caractéristiques du guide plan à N couches.

1.3.5.4. Condition d'oscillation de la cavité laser

La cavité laser est un oscillateur formé de surfaces réfléchissantes parallèles limitant un milieu amplificateur pour former une cavité Fabry-Perot. La condition d'oscillation peut être obtenue, en considérant la réflexion d'une onde plane entre les miroirs semi-réfléchissants parallèles, comme illustré sur la figure 1.10.

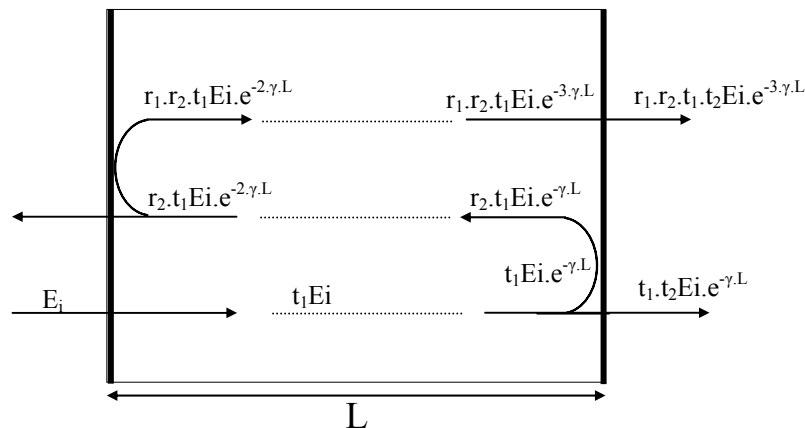


Figure1.10 : Propagation dans la cavité laser

Soit une onde incidente plane E_i , l'onde transmise par l'autre face E_t sera donnée par :

$$E_t = E_i \left[\frac{t_1 t_2 \exp(-\gamma L)}{1 - r_1 r_2 \exp(-2\gamma L)} \right] \quad (1.33)$$

Où t_1 , t_2 sont les transmittances des deux faces, r_1 , r_2 les réflectances des deux faces.

$$\gamma = j \left(n - j \frac{\alpha}{2k_0} \right) k_0 \quad \text{est la constante de propagation}$$

La condition d'oscillation est obtenue en annulant le dénominateur de la relation (1.33) :

$$r_1 r_2 \exp(-2\gamma L) = 1 \quad (1.34)$$

ou encore :

$$r_1 r_2 \exp[(g - \alpha_i)L] \exp \left[-2j \left(2\pi \frac{n}{\lambda_0} \right) L \right] = 1 \quad (1.35)$$

où le terme d'absorption α a été exprimé comme la différence entre le gain g du milieu et les pertes α_i de la cavité.

La condition d'oscillation se décompose en deux conditions :

a- une condition sur l'amplitude :

$$r_1 r_2 \exp[(g - \alpha_i)L] = 1 \quad (1.36)$$

d'où l'expression du gain seuil :

$$g_{th} = \alpha_i + \frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{r_1 r_2} \right) \quad (1.37)$$

Ou en utilisant les réflectivités R_1 et R_2 :

$$g_{th} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad (1.38)$$

Pour tenir compte des pertes de lumière hors de la zone active, on introduit le facteur de confinement Γ , et le gain seuil dans la zone active est corrigé comme suit :

$$g_{th} = \frac{1}{\Gamma} \left(\alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad (1.39)$$

Ce gain seuil est le gain minimal nécessaire pour le fonctionnement du laser, il représente les pertes de la cavité (absorption et pertes des miroirs) et les pertes du guide.

b- une condition sur la phase :

$$\frac{4\pi.n.L}{\lambda_0} = 2m\pi \quad m \text{ entier} \quad (1.40)$$

Plusieurs modes longitudinaux peuvent exister dans la cavité espacés de :

$$d\lambda_0 = \frac{\lambda_0^2}{2nL \left[1 - \left(\frac{\lambda_0}{n} \right) \cdot \left(\frac{dn}{d\lambda_0} \right) \right]} \quad (1.41)$$

Donc le laser à cavité Fabry-Perot est multimode longitudinal, le nombre de modes qui "lasent" dépend de la largeur de la courbe de gain et de l'espacement entre les modes, donc de la longueur du laser.

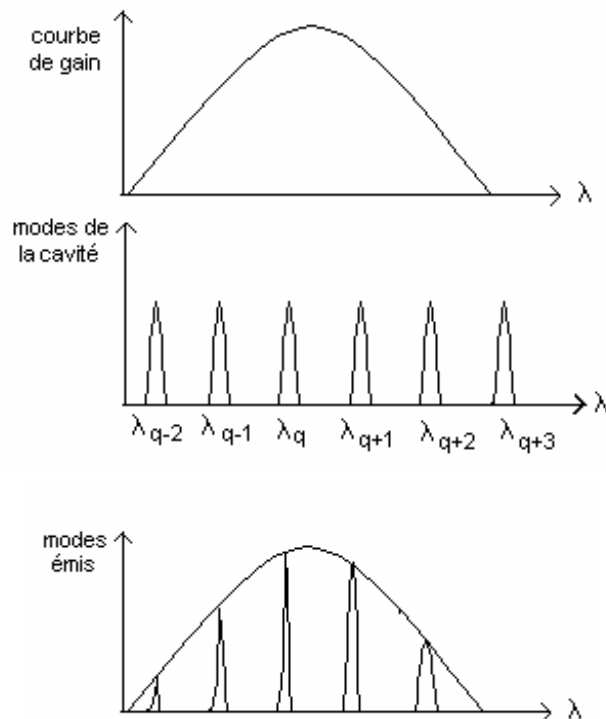


Figure 1.11 : Spectre d'émission du laser

-Courant seuil:

Le courant de seuil I_{th} est le courant minimal nécessaire au fonctionnement du laser. Au seuil, le gain du milieu doit compenser les pertes, ceci est obtenu pour une certaine concentration d'électrons injectés dans la couche active N_{th} :

$$g_{max}(N_{th}) = g_{th} = \frac{1}{\Gamma} \left[\alpha_i + \frac{1}{2L} \text{Ln} \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \right] \quad (1.42)$$

d'où en utilisant la relation (1.2) :

$$N_{th} = \frac{1}{\Gamma} \left[\frac{\alpha_i}{A_0} + \frac{1}{2.A_0.L} \text{Ln} \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \right] + N_t \quad (1.43)$$

et en utilisant la relation (1.12) , on aura :

$$I_{th} = q.V_a (A.N_{th} + B.N_{th}^2 + C.N_{th}^3) \quad (1.44)$$

- Puissance optique :

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

$$P = \frac{h.c}{q.\lambda} \eta_e (I - I_{th}) \quad (1.45)$$

h : constante de Planck, c : vitesse de la lumière,

η_e : rendement différentiel externe tel que :

$$\eta_e = \eta_i \frac{g_{th} - \alpha_i}{g_{th}} \cdot \frac{1 - |r_1|^2}{\left(1 + \frac{|r_1|}{|r_2|}\right) \cdot (1 - |r_1||r_2|)} \quad (1.46)$$

η_i : rendement différentiel interne.

1.4. Laser monofréquence

1.4.1. Description

Le laser monofréquence ou monomode est un laser qui émet une lumière dont le spectre comporte un seul mode, ce laser est utilisé dans les liaisons à haut débit pour limiter la dispersion chromatique de la fibre. Son principe est simple et consiste à ajouter

un filtre à un laser Fabry-Perot, qui vient sélectionner un mode parmi les modes longitudinaux de la cavité.

Le laser monofréquence le plus simple est le laser DBR dont le filtre est constitué d'un réseau de Bragg carré.

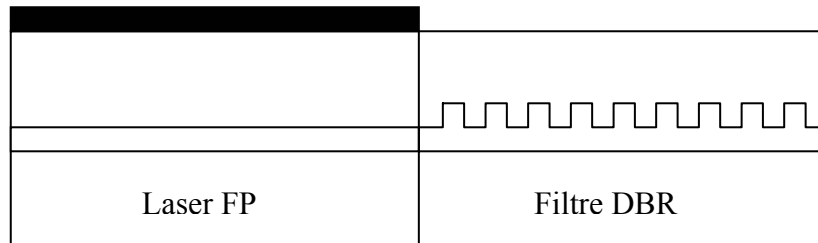


Figure 1.12 : Laser monofréquence

1.4.2. Caractéristiques du laser monofréquence

1.4.2.1. Rapport de suppression des modes SMSR

Un laser n'est jamais monomode, mais on peut le considérer comme tel si le rapport des puissances du mode principal et adjacent est important.

Pour décrire la pureté spectrale d'un laser, on utilise le rapport de suppression des modes latéraux défini comme le rapport entre la puissance du mode principal et la puissance du mode adjacent :

$$\text{SMSR} = \frac{P(\lambda_0)}{P(\lambda_1)} \quad (1.47)$$

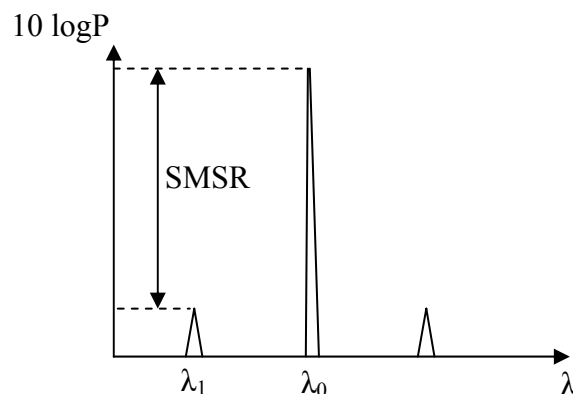


Figure 1.13 : Définition du taux SMSR

Ce facteur dépend de la sélectivité du filtre (largeur de bande) et de l'espacement des modes de la cavité qui est fonction de la longueur de la cavité.

Une approximation du SMSR est donnée par la relation: [12]

$$\text{SMSR} = \left(\frac{\Delta\alpha + \Delta g}{g_{\text{th}}} \right) \cdot 10^3 \cdot P(\text{mW}) \quad (1.48)$$

$\Delta\alpha$ et Δg sont les différences entre les pertes des miroirs et des gains du mode principal et adjacent, P est la puissance optique émise.

1.4.2.2. Largeur de raie

La largeur de raie est un paramètre essentiel du laser pour les télécommunications, en particulier pour pouvoir augmenter le nombre de canaux dans les liaisons WDM. La largeur de raie n'est pas du tout liée à la structure de bandes des semi-conducteurs ou à la largeur du filtre, mais elle est due à l'émission spontanée, de nature aléatoire, qui est couplée à l'émission laser.

1.5. Lasers accordables

Les lasers accordables sont des lasers pour lesquels on peut faire varier la longueur d'onde par l'intermédiaire d'un ou de plusieurs courants.

1.5.1. Description

Les lasers accordables sont constitués de deux parties principales : la partie active où la lumière est générée et amplifiée et le filtre accordable qui assure la sélection des modes et l'accordabilité.

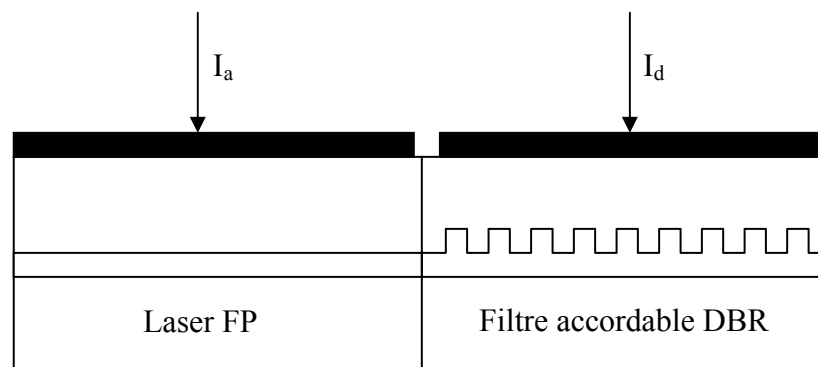


Figure 1.14 : Structure du laser accordable

1.5.2. Caractéristiques du laser accordable

Les paramètres qui caractérisent les lasers accordables sont :

- l'accordabilité : variation maximale de la longueur d'onde
- le SMSR : taux de suppression des modes latéraux
- la stabilité des caractéristiques du laser (puissance optique et courant de seuil) durant l'accord.

1.5.2.1. Accordabilité

La variation de la longueur d'onde est obtenue par modification de l'indice de réfraction du guide par injection de porteurs à l'aide d'un courant électrique.

Il existe trois types d'accordabilité (fig.1.15) :

- accordabilité discontinue :

La longueur d'onde varie par pallier. On obtient ce type d'accordabilité en faisant déplacer la courbe de réponse du filtre qui sélectionne les différents modes de la cavité.

- accordabilité quasi-continue :

S'obtient en faisant déplacer successivement la courbe du filtre et les modes de la cavité.

- accordabilité continue :

S'obtient en faisant déplacer en même temps la courbe du filtre et les modes.

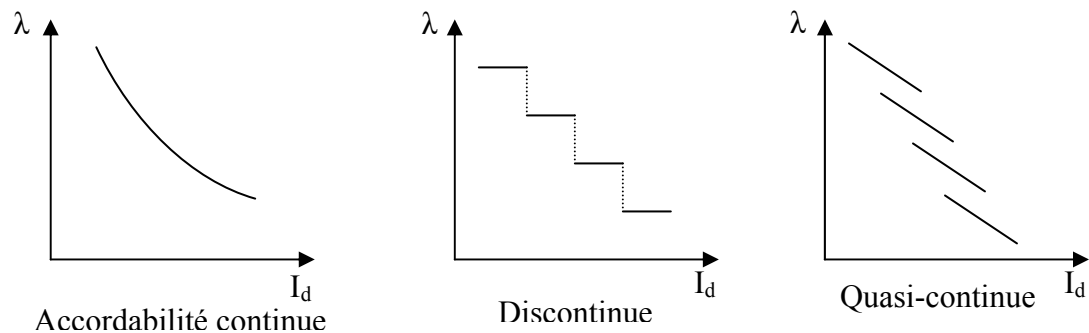


Figure 1.15 : Différents types d'accordabilité

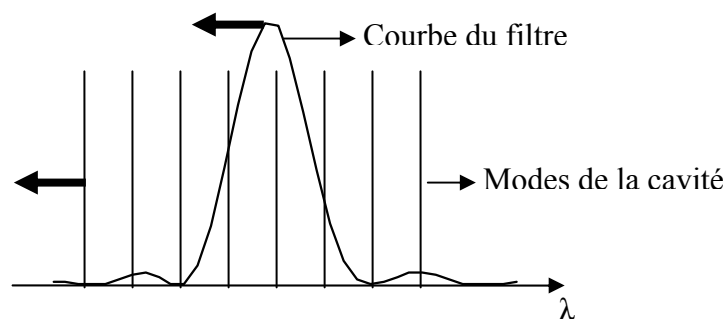


Figure 1.16 : Processus d'accord du laser

1.5.2.2. Taux SMSR

Il est déterminé par la sélectivité du filtre et la séparation entre les modes de la cavité.

1.5.2.3. Stabilité des caractéristiques

En augmentant le courant dans le filtre pendant l'accord, le coefficient d'absorption augmente donc les pertes augmentent, ce qui a pour effet d'augmenter le gain au seuil et le courant seuil et de diminuer la puissance optique émise.

L'objectif recherché est d'avoir une accordabilité la plus grande possible, un SMSR suffisant (> 20 dB) et des caractéristiques les plus stables possibles durant l'accord.

1.5.3. Variation de l'indice et du coefficient d'absorption

1.5.3.1. Variation de l'indice et du coefficient d'absorption par injection de porteurs

Une méthode pour modifier l'indice de réfraction d'un matériau est l'injection de porteurs à l'aide d'un courant électrique [13,14].

La relation de base qui est utilisée dans les calculs est la relation de Kramer-Kronig qui lie la variation de l'indice à la variation du coefficient d'absorption :

$$\Delta n(E) = \frac{\hbar c}{\pi e} \int_0^{\infty} \frac{\Delta \alpha(x)}{x^2 - E^2} dx \quad (1.49)$$

Il y a trois principales contributions à la variation de l'absorption due à l'injection de porteurs :

- porteurs libres : effet plasma
- rétrécissement du gap : bandgap-shrinkage
- remplissage des bandes : band-filling

a- porteurs libres :

Un porteur peut absorber un photon et passer à un niveau supérieur à l'intérieur d'une bande, c'est l'effet plasma.

b- rétrécissement du gap :

Ce phénomène est dû à l'interaction des porteurs entre eux qui cause une diminution de l'énergie du minimum de la bande de conduction E_c et une augmentation du maximum de la bande de valence E_v , ce qui résulte en une diminution du gap E_g .

c- remplissage des bandes :

Lorsque les bandes sont assez remplies de porteurs, un électron de la bande de valence nécessite une énergie supérieure au gap pour être excité optiquement et passe à la bande de conduction.

Les différents effets étant indépendants, la variation de l'indice de réfraction par injection de porteurs est la somme des variations dues aux différents effets.

Généralement, on prend une variation linéaire :

$$\begin{aligned}\Delta n &= \Gamma \cdot \frac{dn}{dN} \cdot N \\ \Delta \alpha &= \Gamma \cdot \frac{d\alpha}{dN} \cdot N\end{aligned}\tag{1.50}$$

dn/dN et $d\alpha/dN$ étant la variation de l'indice et du coefficient d'absorption avec la densité de porteurs injectés respectivement.

N est la densité de porteurs injectés.

1.5.3.2. Variation de l'indice avec la longueur d'onde

Un matériau est dit dispersif lorsque son indice de réfraction dépend de la longueur d'onde.

Il existe deux types de dispersion :

- dispersion due au matériau : l'indice de réfraction du matériau varie avec la longueur d'onde.
- dispersion due au guide : l'indice effectif du guide varie avec la longueur d'onde, elle dépend de la géométrie du guide.

1.6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit les phénomènes qui régissent le fonctionnement des lasers accordables et nous avons explicité les expressions qui permettent de déterminer leurs caractéristiques et qui seront utilisées dans les chapitres suivants.

CHAPITRE 2

LES FILTRES OPTIQUES ACCORDABLES DBR

2.1. Introduction

Les filtres optiques accordables constituent un élément clé dans les systèmes de télécommunication WDM. Ces filtres sont caractérisés par leur sélectivité et leur accordabilité. Plusieurs types de filtres ont été proposés, parmi eux les filtres qui utilisent un réseau de Bragg DBR.

On distingue deux types de filtres à réseau DBR :

- les filtres à réseau DBR contradirectionnel qui regroupent les filtres à réflecteur DBR et les filtres à réflecteur DBR échantillonné,
- les filtres à réseau DBR directionnel regroupant les filtres à coupleur vertical et les filtres à coupleur GADC.

Ces filtres jouent un rôle très important dans la constitution des lasers accordables desquels dépendent leurs performances.

Dans ce chapitre, nous allons présenter ces différents filtres ainsi que les méthodes qui permettent d'évaluer leurs caractéristiques. L'influence des paramètres structuraux sur les caractéristiques des filtres sera étudiée et permettra leur optimisation.

Enfin, une attention particulière sera apportée au phénomène de dispersion, et son influence sur les caractéristiques spectrales des filtres sera considérée.

2.2. Filtres optiques à réflecteur de Bragg

2.2.1. Description

Le filtre optique à réflecteur de Bragg est constitué d'un guide sur lequel est gravé un réseau de Bragg d'épaisseur d_g et de pas Λ (fig.2.1). La lumière réfléchie est filtrée et les caractéristiques du filtre (sélectivité et accordabilité) dépendent des paramètres du guide et du réseau de Bragg.

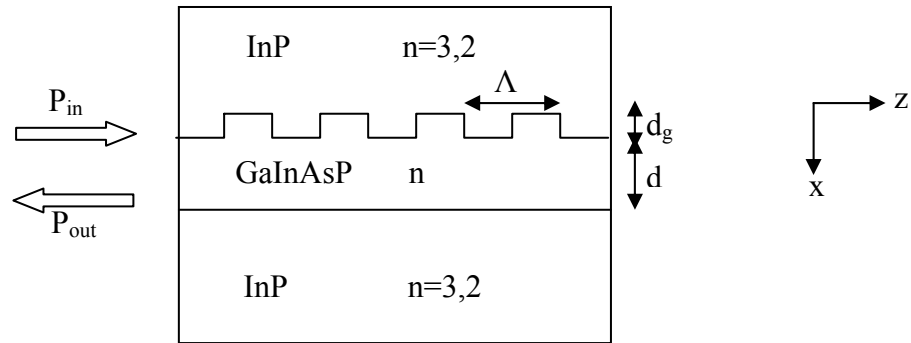


Figure 2.1 : Structure du filtre à réflecteur DBR

2.2.2. Méthodes de calcul

Plusieurs méthodes ont été utilisées pour l'étude du filtre accordable à réflecteur DBR, les plus intéressantes sont la méthode des modes couplés CMT et la méthode des matrices de transfert TMM.

2.2.2.1 Méthode des modes couplés CMT

La méthode des modes couplés est une méthode de perturbations, elle consiste à considérer la structure non perturbée où on remplace le réseau par une couche d'indice constant n_0 ($n_0^2 = \overline{n(x,z)^2}$) : guide plan à quatre couches, et de trouver le champ électrique dans cette structure :

$$E(x, z) = R.E_0(x).e^{j\beta z} \quad (2.1)$$

$E_0(x)$ est le mode fondamental, β est la constante de propagation.

Ensuite de considérer le réseau qui va exciter le mode dans la direction $-z$ et assurer un couplage entre les deux modes. Il va y avoir donc un échange d'énergie entre les deux modes et leurs amplitudes vont varier avec la distance z . Le champ électrique dans la structure perturbée sera :

$$E(x, z) = R(z).E_0(x).e^{j\beta z} + S(z)E_0(x)e^{-j\beta z} \quad (2.2)$$

$R(z)$ et $S(z)$ sont les amplitudes des modes se propageant dans les directions $+z$ et $-z$ respectivement.

Ce champ doit être solution de l'équation d'onde :

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

$n(x,z)$ est l'indice de réfraction, k_0 est le vecteur d'onde dans le vide.

En considérant que les amplitudes $R(z)$ et $S(z)$ varient lentement avec z , on obtient les équations des modes couplés :

$$\begin{aligned}\frac{\partial \bar{R}}{\partial z} - j\delta \bar{R} &= jK_{+1} \bar{S} \\ \frac{\partial \bar{S}}{\partial z} + j\delta \bar{S} &= -jK_{-1} \bar{R}\end{aligned}\quad (2.4)$$

Avec :

$$\begin{aligned}\bar{R} &= R e^{j\delta z} \quad ; \quad \bar{S} = S e^{-j\delta z} \\ \delta &= \beta - \beta_0 \quad ; \quad \beta_0 = \frac{\pi}{\Lambda} \\ K_{\pm 1} &= \frac{k_0^2}{2\beta} \int_{\text{grating}} A_{\pm 1} E_0^2(x) dx\end{aligned}\quad (2.5)$$

$A_{\pm 1}$ sont les composantes principales de la série de Fourier de $n^2(x,z)$.

Si on choisit des solutions de la forme :

$$\begin{aligned}R(z) &= r_1 e^{\gamma z} + r_2 e^{-\gamma z} \\ S(z) &= s_1 e^{\gamma z} + s_2 e^{-\gamma z}\end{aligned}\quad (2.6)$$

Avec les conditions aux limites :

$R(0) = R_0$ amplitude incidente

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

La résolution du système (2.4) conduit à :

$$\begin{aligned}R(z) &= R_0 \frac{\gamma \text{ch}[\gamma(L-z)] - i\delta \text{sh}[\gamma(L-z)]}{\gamma \text{ch}(\gamma L) - i\delta \text{sh}(\gamma L)} \\ S(z) &= R_0 \frac{iK \text{sh}[\gamma(L-z)]}{\gamma \text{ch}(\gamma L) - i\delta \text{sh}(\gamma L)}\end{aligned}\quad (2.7)$$

avec : $\gamma^2 = K^2 - \delta^2$ et $K = \sqrt{K_{+1} \cdot K_{-1}}$

Le coefficient de réflexion en amplitude du réseau est défini par le rapport des amplitudes de l'onde réfléchie et de l'onde incidente en $z=0$:

$$r = \frac{S(0)}{R(0)} = \frac{iK \text{sh}(\gamma L)}{\gamma \text{ch}(\gamma L) - i\delta \text{sh}(\gamma L)}\quad (2.8)$$

Le coefficient de réflexion en puissance ou la réflectivité du réseau est donnée par :

$$R = |r|^2 \quad (2.9)$$

2.2.2.2. Méthode des matrices de transfert TMM

a- principe de la méthode

La méthode des matrices de transfert consiste à diviser une structure complexe en éléments simples, et de représenter chaque élément par une matrice qui relie les amplitudes de l'onde incidente et réfléchie à l'entrée et à la sortie de cet élément. La matrice de transfert de la structure entière est alors le produit des matrices élémentaires.

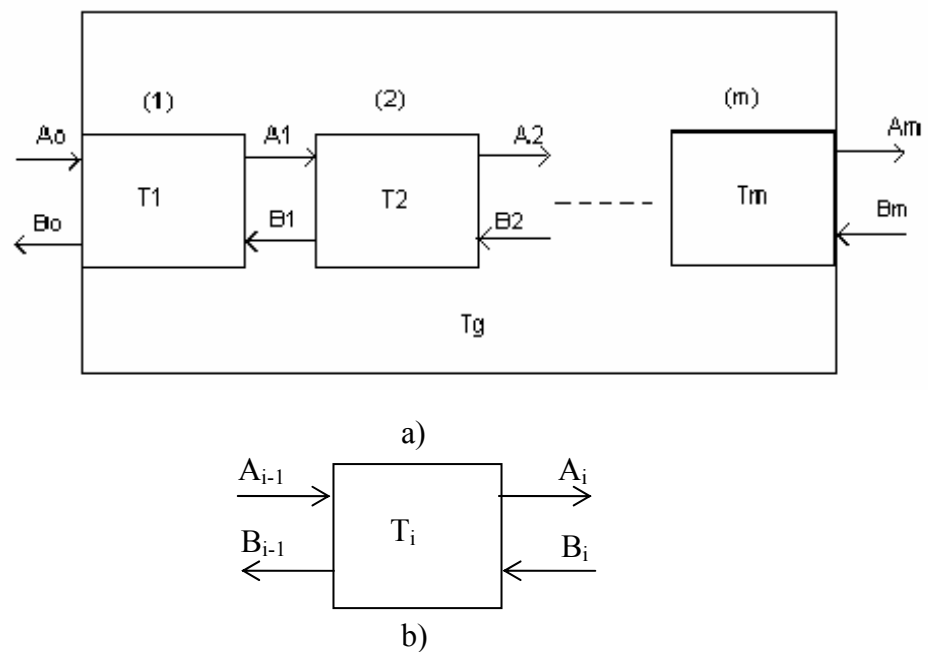


Figure 2.2 : a)- structure divisée en m éléments simples, b)- élément simple

On a :

$$\begin{pmatrix} A_{i-1} \\ B_{i-1} \end{pmatrix} = T_i \begin{pmatrix} A_i \\ B_i \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

et :

$$\begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} = T_g \begin{pmatrix} A_m \\ B_m \end{pmatrix} = T_1 \cdot T_2 \cdot \dots \cdot T_m \begin{pmatrix} A_m \\ B_m \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

d'où :

$$T_g = \prod_i T_i \quad (2.12)$$

b- matrice de transfert du réflecteur de Bragg

Le réflecteur de Bragg peut être considéré comme une alternation de deux milieux d'indices différents n_{eff1} et n_{eff2} qui représentent les indices effectifs des deux demi périodes où l'épaisseur du guide est différente (fig.2.3).

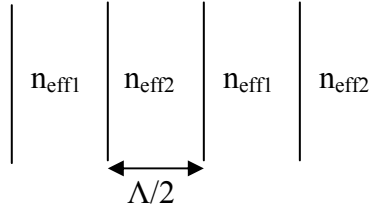


Figure 2.3 : Représentation schématique du réflecteur de Bragg

La matrice de transfert de l'interface $n_{\text{eff1}}/n_{\text{eff2}}$ est donnée par :

$$N_1 = \frac{1}{2n_{\text{eff1}}} \begin{pmatrix} n_{\text{eff1}} + n_{\text{eff2}} & n_{\text{eff2}} - n_{\text{eff1}} \\ n_{\text{eff2}} - n_{\text{eff1}} & n_{\text{eff1}} + n_{\text{eff2}} \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

La matrice de transfert de l'interface $n_{\text{eff2}}/n_{\text{eff1}}$ est donnée par :

$$N_2 = \frac{1}{2n_{\text{eff2}}} \begin{pmatrix} n_{\text{eff1}} + n_{\text{eff2}} & n_{\text{eff1}} - n_{\text{eff2}} \\ n_{\text{eff1}} - n_{\text{eff2}} & n_{\text{eff1}} + n_{\text{eff2}} \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

La matrice de transfert du guide d'indice n_{eff1} et de longueur $\Lambda/2$ est donnée par :

$$A_1 = \begin{pmatrix} \exp(jn_{\text{eff1}}k_0 \frac{\Lambda}{2}) & 0 \\ 0 & \exp(-jn_{\text{eff1}}k_0 \frac{\Lambda}{2}) \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

La matrice de transfert du guide d'indice n_{eff2} et de longueur $\Lambda/2$ est donnée par :

$$A_2 = \begin{pmatrix} \exp(jn_{\text{eff2}}k_0 \frac{\Lambda}{2}) & 0 \\ 0 & \exp(-jn_{\text{eff2}}k_0 \frac{\Lambda}{2}) \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

La matrice de transfert d'une période est donnée par :

$$T_0 = [N_1 A_2 N_2 A_1] \quad (2.17)$$

Et si la structure contient N périodes, la matrice de transfert sera :

$$T = [T_0]^N \quad (2.18)$$

Le coefficient de réflexion en amplitude est donné par :

$$r = \frac{T_{21}}{T_{11}} \quad (2.19)$$

et le coefficient de réflexion en puissance ou la réflectivité est donnée par :

$$R = |r|^2 \quad (2.20)$$

2.2.3. Etude des caractéristiques du filtre à réflecteur de Bragg

Afin de pouvoir étudier les caractéristiques du filtre à réflecteur de Bragg, nous avons développé le sous programme "Bragg" qui, à partir des données : épaisseur et indice du guide, pas et profondeur du grating, permet de déterminer :

- Le spectre $R(\lambda)$
- La bande passante $\Delta\lambda_{1/2}$
- L'accordabilité $\Delta\lambda$

Et ceci par les deux méthodes CMT et TMM. Son organigramme est représenté en appendice.

2.2.3.1. Pas du réseau

La longueur d'onde du maximum de réflexion est donnée par la condition de Bragg :

$$\delta=0 \quad \text{ou} \quad \beta=\beta_0$$

$$\text{d'où :} \quad \lambda = 2n_{\text{eff}}(\lambda).\Lambda \quad (2.21)$$

$n_{\text{eff}}(\lambda)$ étant l'indice effectif moyen du réseau en tenant compte de la dispersion.

Nous avons tout d'abord étudié la variation du coefficient de réflexion avec le rapport cyclique du réseau (fig.2.4). Nous constatons que la réflexion est maximale pour un rapport cyclique égale à 0,5, ce qui correspond à un réseau carré. Dans la suite de notre étude nous considérons uniquement un réseau carré.

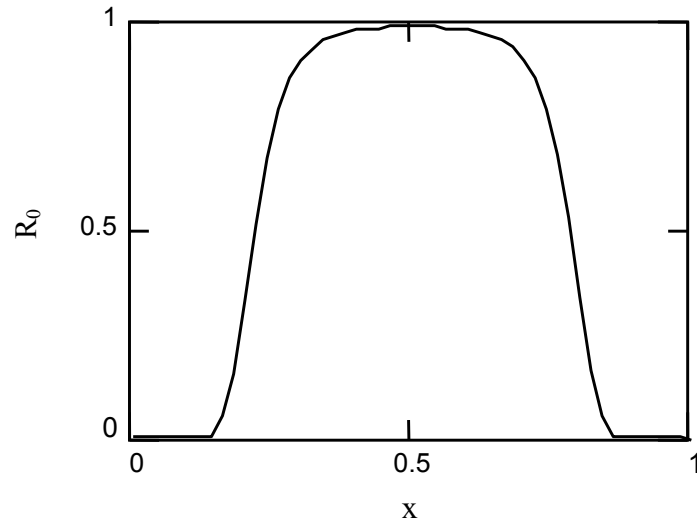


Figure 2.4 : Variation du coefficient de réflexion avec le rapport cyclique

Sur la figure 2.5, nous avons représenté la variation du pas avec la longueur d'onde de la lumière réfléchie.

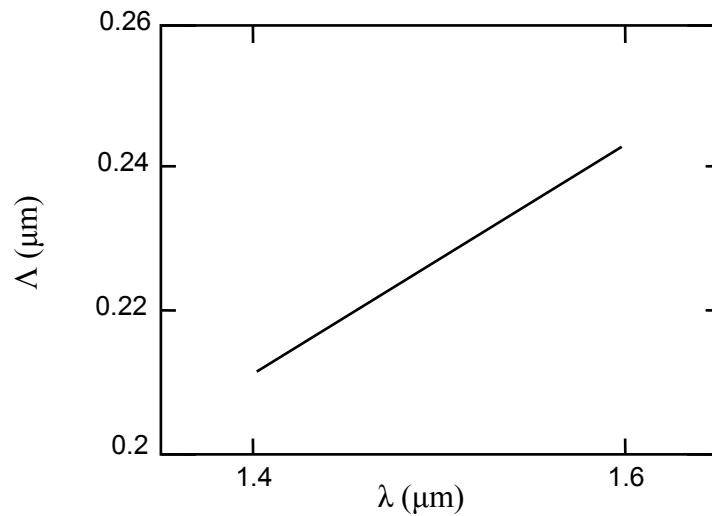


Figure 2.5 : Variation du pas avec la longueur d'onde

Sur la figure 2.6, nous avons représenté la variation du pas avec la profondeur du réseau pour une longueur d'onde fixe égale à $1,5 \mu\text{m}$. Nous constatons que l'influence de d_g est faible. Nous avons aussi représenté sur la fig.2.7, le pas nécessaire pour différentes structures (épaisseur et indice du guide) toujours pour $\lambda=1,5 \mu\text{m}$.

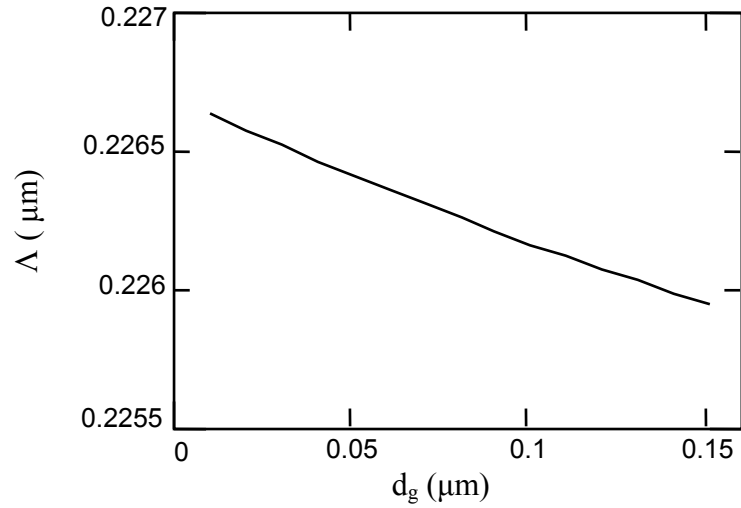


Figure 2.6 : Variation du pas avec la profondeur du réseau

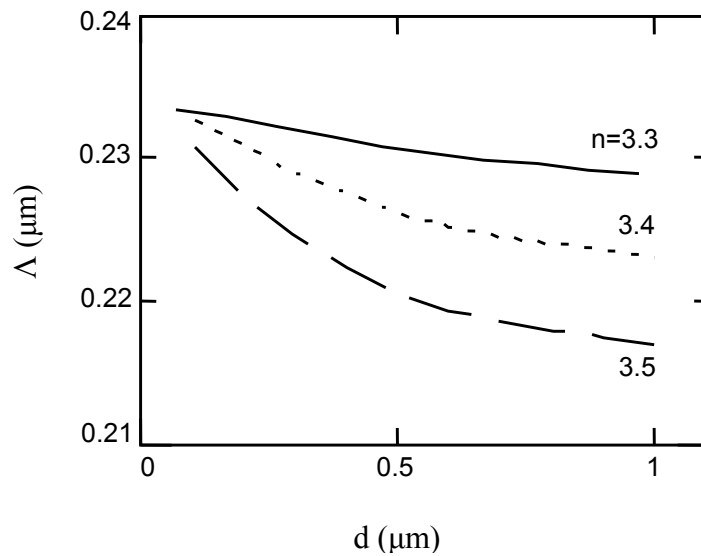


Figure 2.7 : Variation du pas avec l'épaisseur du guide

2.2.3.2. Coefficient de réflexion

Nous avons étudié la variation du coefficient de réflexion maximum ($\lambda=1,5\mu\text{m}$) en fonction de la profondeur du réseau pour différentes longueurs du réseau (fig.2.8), et en fonction de la longueur pour différentes profondeurs (fig.2.9). Nous constatons que le coefficient de réflexion augmente avec la longueur et la profondeur du réseau, ceci est dû à ce que le couplage augmente avec ces deux paramètres.

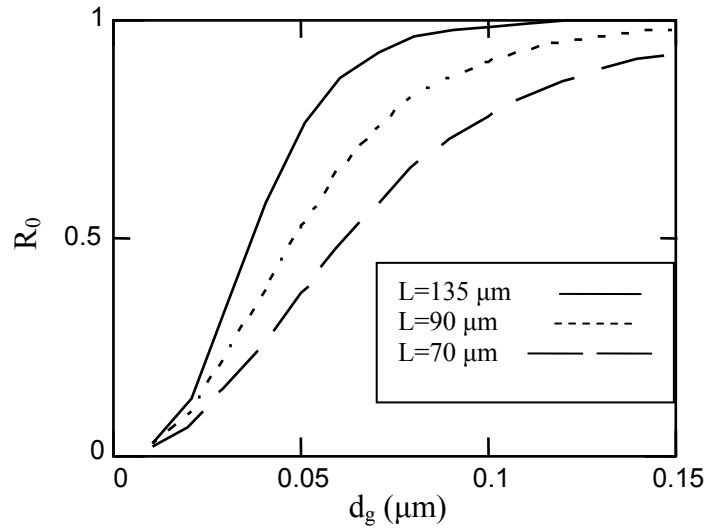


Figure 2.8 : Variation du coefficient de réflexion en fonction de la profondeur du réseau

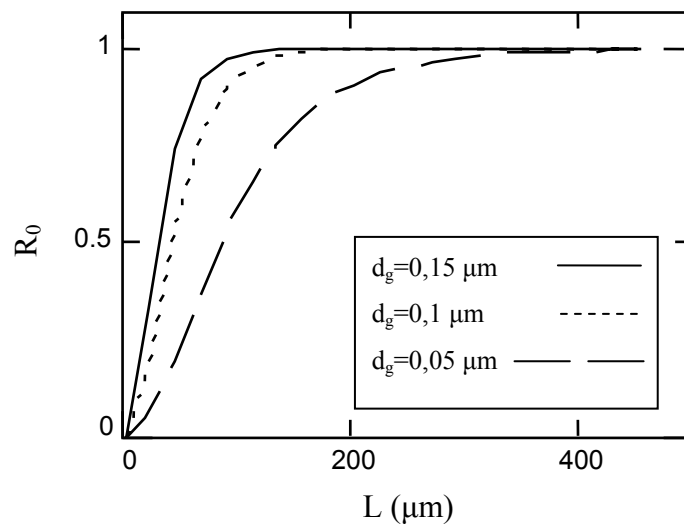


Figure 2.9 : Variation du coefficient de réflexion en fonction de la longueur du réseau

Nous avons représenté la variation du coefficient de réflexion en fonction de l'épaisseur du guide pour différents indices (fig.2.10). Nous constatons qu'il existe une valeur optimale de l'épaisseur et que le coefficient de réflexion augmente avec l'indice du guide.

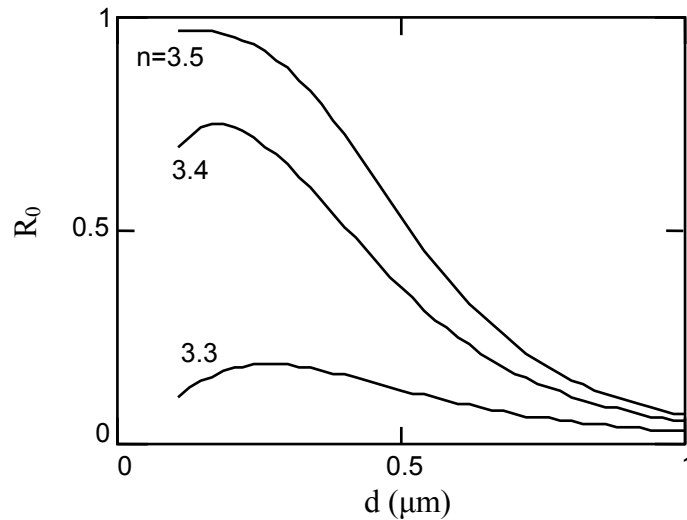


Figure 2.10 : Variation du coefficient de réflexion avec l'épaisseur du guide

2.2.3.3. Longueur de couplage

On peut définir une longueur de couplage L_C comme étant la longueur du guide nécessaire pour que la lumière incidente soit totalement réfléchie (en pratique, on prend $R_0 = 0,99$).

Sur la figure 2.11, nous avons représenté la variation de la longueur de couplage avec la profondeur du réseau. L_C diminue lorsque d_g augmente, ceci s'explique par le fait que lorsque d_g augmente le couplage augmente. Nous avons représenté aussi la variation de la longueur de couplage avec l'épaisseur et l'indice du guide. Nous remarquons qu'il existe une valeur optimale de l'épaisseur et que L_C est faible lorsque l'indice est grand, conforme aux résultats trouvés précédemment (fig.2.12).

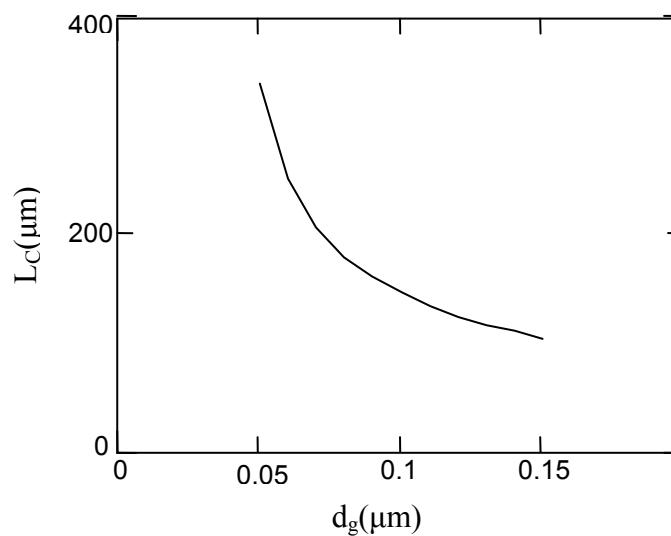


Figure 2.11 : Variation de la longueur de couplage avec la profondeur du réseau

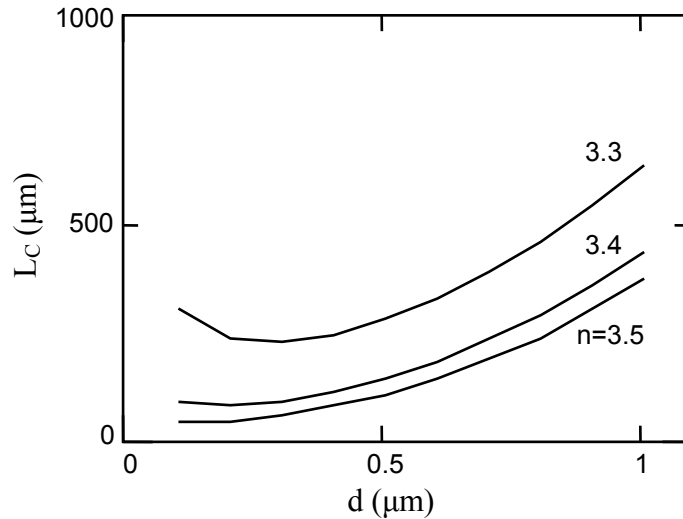


Figure 2.12 : Variation de la longueur de couplage avec l'épaisseur du guide

2.2.3.4. Spectre du réflecteur

Le spectre du réflecteur est défini par sa longueur d'onde centrale et sa largeur de bande. Sur la figure 2.13, est représenté le spectre du réflecteur calculé par les deux méthodes CMT et TMM. Nous remarquons la similitude des résultats trouvés par les deux méthodes.

Dans cette étude nous avons utilisé la méthode TMM qui est plus rapide et consomme moins de temps.

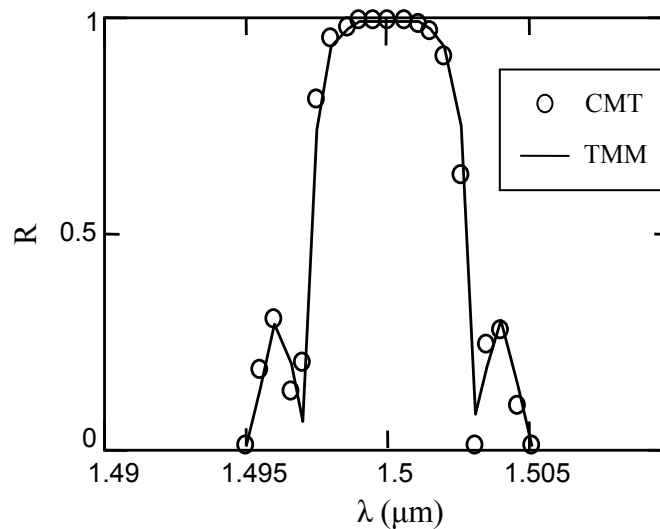


Figure 2.13 : Spectre du réflecteur

a- largeur de bande

Nous avons étudié la variation de la largeur de bande avec les caractéristiques du guide (épaisseur et indice) en prenant la longueur du réflecteur égale à la longueur de

couplage (fig.2.14). Nous constatons que le spectre est étroit (filtre sélectif) lorsque le guide est épais et ayant un faible indice. Il est à noter que dans ce cas, la longueur de couplage donc la longueur du réflecteur est élevée.

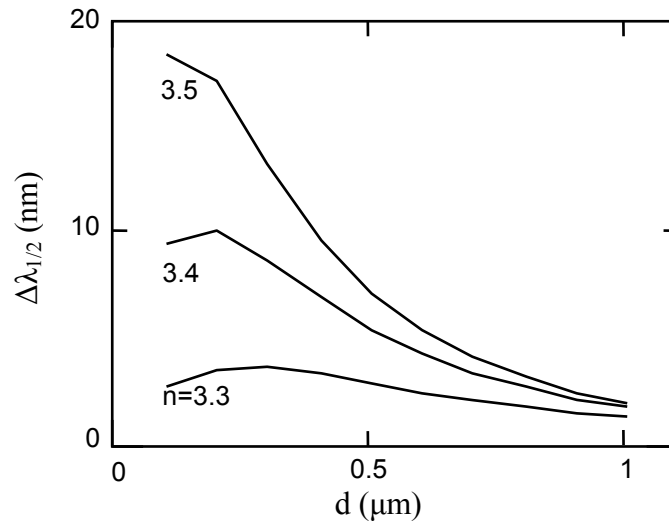


Figure 2.14 : Variation de la largeur de bande avec les caractéristiques du guide

b- accordabilité

Si on injecte des porteurs dans le guide à l'aide d'un courant électrique, l'indice du guide varie et le spectre du réflecteur se déplace (la condition de Bragg sera vérifiée pour une autre longueur d'onde).

Pour une variation maximale d'indice du guide égale à 0.01, nous avons étudié l'influence de la profondeur du réseau sur l'accordabilité (fig.2.15). Nous constatons que l'influence de d_g est faible.

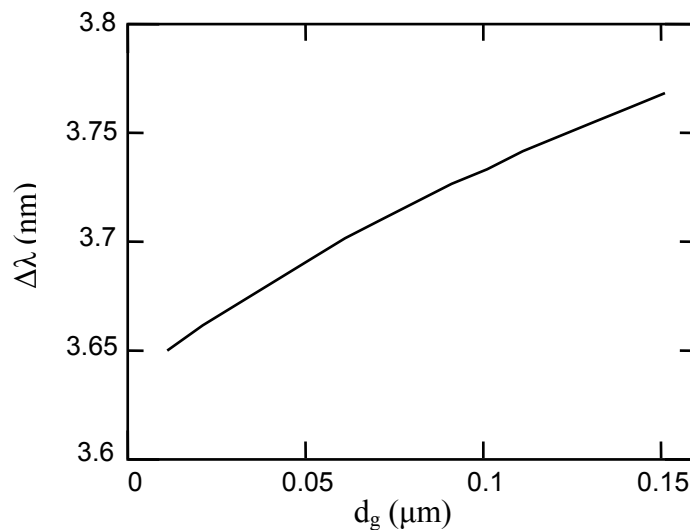


Figure 2.15 : Variation de l'accordabilité avec la profondeur du réseau

Nous avons aussi étudié l'influence des caractéristiques du guide sur l'accordabilité (fig.2.16). Nous constatons que la plage d'accord augmente avec l'épaisseur et l'indice du guide, mais dans tous les cas elle reste faible et ne dépasse pas 4 nm.

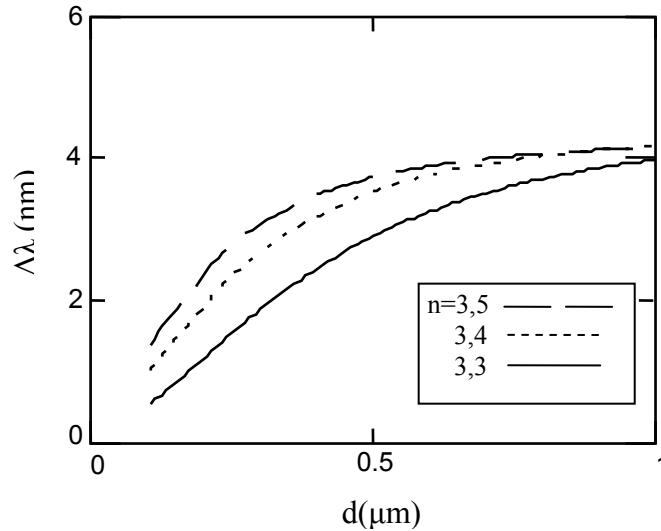


Figure 2.16 : Variation de l'accordabilité avec les caractéristiques du guide

2.3. Filtres à réseau échantillonné

2.3.1. Filtre à réseau SG-DBR

2.3.1.1. Description

Le filtre à réseau SG (Sampled Grating) est constitué de plusieurs périodes, un réseau carré est gravé sur une partie de la période seulement (Fig.2.17).

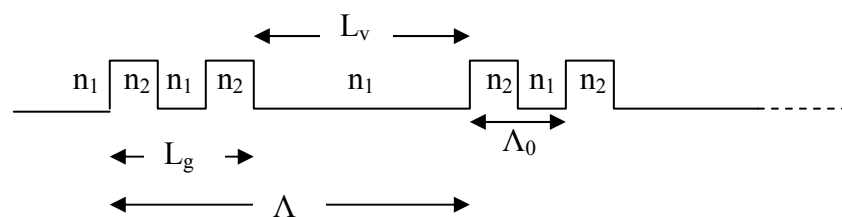


Figure 2.17 : Réseau SG-DBR

2.3.1.2. Calcul de la réflectivité du réseau SG-DBR

On considère un réflecteur à réseau SG-DBR de longueur L et de N périodes Λ . Chaque période est constituée d'une longueur L_g contenant un réseau carré de m pas de longueur Λ_0 et d'une longueur L_v non cannelée d'indice n_1 (fig. 2.17).

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

La partie de réseau carré est décrite par la matrice :

$$A_r = [A.K_2.B.K_1]^m \quad (2.22)$$

Telles que A et B sont les matrices de transfert des interfaces n_1/n_2 et n_2/n_1 respectivement, et K_1 , K_2 les matrices de transfert des guides de longueur $\Lambda_0/2$ et d'indices n_1 et n_2 respectivement, données par les relations 2.13-2.16.

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

$$K = \begin{pmatrix} \exp(i\beta_1 L_v) & 0 \\ 0 & \exp(-i\beta_1 L_v) \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

d'où la matrice globale qui représente la totalité du SG-DBR :

$$A = [A_r.K]^N \quad (2.24)$$

Le coefficient de réflexion en amplitude est donné par :

$$r = \frac{A_{21}}{A_{11}} \quad (2.25)$$

et le coefficient de réflexion en puissance ou la réflectivité est donnée par :

$$R = |r|^2 \quad (2.26)$$

Nous avons développé le sous programme "SG-DBR" qui permet de calculer la réflectivité d'un réseau SG-DBR

2.3.1.3. Caractéristiques du spectre de réflectivité du réseau SG-DBR

Le spectre de réflectivité est constitué de pics équidistants (fig.2.18)

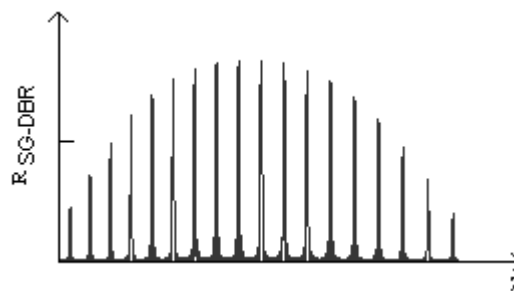


Figure 2.18 : Spectre de réflectivité du SG-DBR

- la distance entre les pics dépend de la période du réseau et est donnée par la relation :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{2.n.\Lambda} \quad (2.27)$$

n étant l'indice moyen du réseau et λ_0 la longueur d'onde centrale.

- l'amplitude des pics diminue en s'éloignant du pic principal

- la largeur du spectre augmente, d'où le nombre de pics augmente, lorsque le rapport cyclique L_g/Λ diminue [12].

- la largeur des pics et l'accordabilité sont du même ordre de grandeur que pour le réseau DBR conventionnel non échantillonné étudié précédemment.

2.3.2. Filtre à réseau SSG-DBR

2.3.2.1. Description

Le filtre à réseau SSG-DBR (Super Structure Grating) est constitué de plusieurs périodes, sur chaque période est gravé un réseau dont le pas varie linéairement d'une valeur Λ_a à une valeur Λ_b .

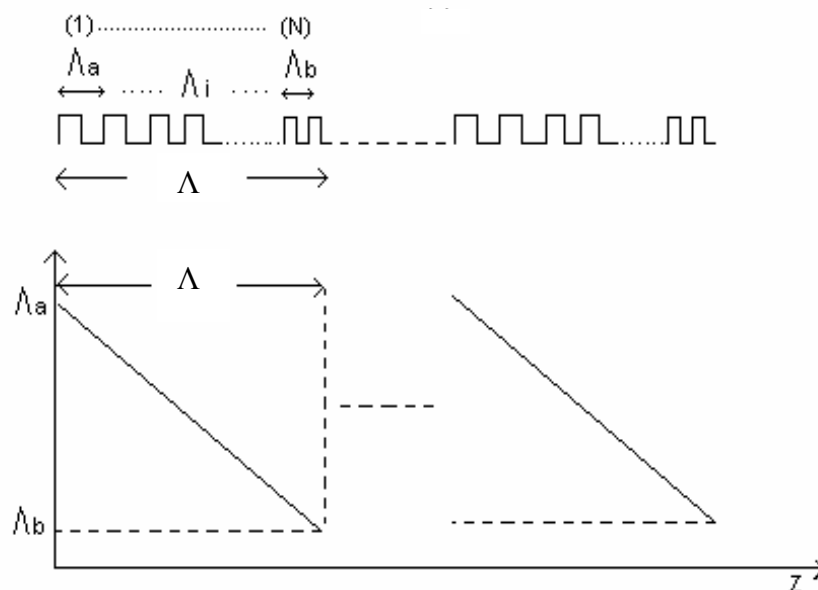


Figure 2.19 : Réseau SSG-DBR

2.3.2.2. Calcul de la réflectivité du réseau SSG-DBR

En pratique, chaque période est constituée de N segments à pas constant. Le pas du $i^{\text{ème}}$ segment est donné par :

$$\Lambda_i = \frac{\Lambda_b - \Lambda_a}{N} \cdot i + \Lambda_a \quad (2.28)$$

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

$$A = \prod_{i=0}^N A_i \quad (2.29)$$

A_i étant la matrice de transfert du segment i (DBR carré de pas Λ_i).

Et si le réseau contient m périodes, la matrice de transfert globale sera donnée par :

$$A_g = [A]^m \quad (2.30)$$

d'où le coefficient de réflexion :

$$r = \frac{A_{g21}}{A_{g11}} \quad (2.31)$$

et la réflectivité :

$$R = |r|^2 \quad (2.32)$$

Nous avons développé le sous programme "SSG-DBR" qui permet de calculer la réflectivité du réseau SSG-DBR.

2.3.2.3. Caractéristiques du spectre de réflectivité

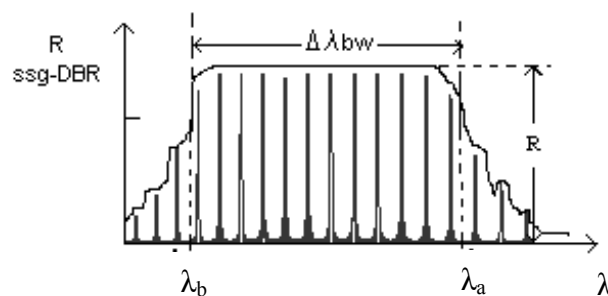


Figure 2.20 : Spectre de réflectivité du SSG-DBR

- le spectre de réflectivité est formé de pics équidistants séparés d'une distance :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{2 \cdot n \cdot \Lambda} \quad (2.33)$$

n étant l'indice moyen du réseau SSG-DBR

- la largeur du spectre, donc le nombre de pics, est fixée par les pas Λ_a et Λ_b :

$$\Delta\lambda_{bw} = \lambda_a - \lambda_b = 2.n.\Lambda_a - 2.n.\Lambda_b \quad (2.34)$$

Les pics peuvent avoir la même amplitude, si le réseau est optimisé.

En définitive, le spectre du SSG-DBR peut être large et formé de pics équidistants de même amplitude.

2.4. Filtres optiques à coupleur directionnel [15-19]

2.4.1. Description

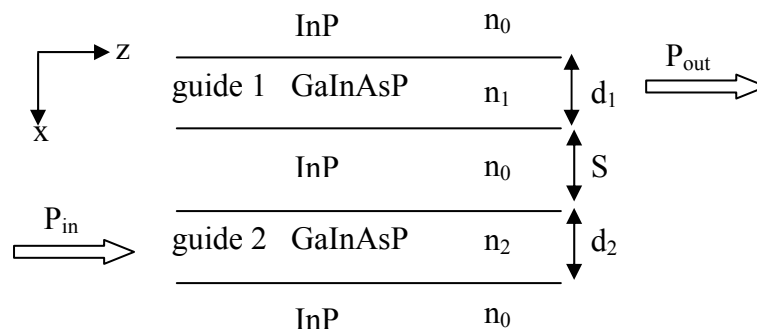


Figure 2.21 : Structure du filtre à coupleur directionnel

Le filtre à coupleur directionnel est constitué de deux guides, d'indices et d'épaisseurs différents, séparés par une distance S. La lumière injectée à l'entrée du coupleur dans l'un des guides, passe par couplage dans l'autre guide et peut être récupérée à la sortie du coupleur si la longueur du coupleur L est bien choisie.

2.4.2. Méthodes de calcul

Deux méthodes de calcul ont été retenues, la méthode des modes couplés CMT et la méthode des modes composés (compound modes).

2.4.2.1. Méthode des modes couplés CMT [18]

La méthode des modes couplés dans ce cas consiste à considérer les modes des deux guides isolés, ensuite de considérer un couplage entre eux.

On commence tout d'abord par déterminer le champ électrique dans chaque guide isolé : guide plan à trois couches

$$\begin{aligned} E_1(x, z) &= A_1 E_1(x) e^{-j\beta_1 z} \\ E_2(x, z) &= A_2 E_2(x) e^{-j\beta_2 z} \end{aligned} \quad (2.35)$$

$E_1(x)$, β_1 et $E_2(x)$, β_2 sont solution des équations d'onde dans les deux guides isolés.

Ensuite on considère le champ électrique dans le coupleur comme étant la superposition des modes des deux guides isolés en tenant compte du couplage entre les deux guides. Donc l'amplitude des deux modes A_1 et A_2 variera avec z :

$$E(x, z) = A_1(z) E_1(x) e^{-j\beta_1 z} + A_2(z) E_2(x) e^{-j\beta_2 z} \quad (2.36)$$

Ce champ électrique doit vérifier l'équation d'onde:

$$\frac{\partial^2 E(x, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E(x, z)}{\partial z^2} + n(x)^2 k_0^2 E(x, z) = 0 \quad (2.37)$$

$n(x)$ étant l'indice de réfraction et k_0 le vecteur d'onde dans le vide.

En considérant que les amplitudes $A_1(z)$ et $A_2(z)$ varient lentement avec z et dans le cas de faible couplage, on aboutit aux équations des modes couplés :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{A_1(z)}}{\partial z} + j\beta_1 \overline{A_1(z)} + jK_{12} \overline{A_2(z)} &= 0 \\ \frac{\partial \overline{A_2(z)}}{\partial z} + j\beta_2 \overline{A_2(z)} + jK_{21} \overline{A_1(z)} &= 0 \end{aligned} \quad (2.38)$$

$$\text{Avec : } \begin{aligned} \overline{A_1(z)} &= A_1(z) e^{-j\beta_1 z} \\ \overline{A_2(z)} &= A_2(z) e^{-j\beta_2 z} \end{aligned} \quad \text{et} \quad \begin{aligned} K_{12} &= \langle E_1(x) | \frac{k_0^2 [n(x)^2 - n_2(x)^2]}{2\beta_1} | E_2(x) \rangle \\ K_{21} &= \langle E_2(x) | \frac{k_0^2 [n(x)^2 - n_1(x)^2]}{2\beta_2} | E_1(x) \rangle \end{aligned} \quad (2.39)$$

$n(x)$ est l'indice de réfraction de la structure entière

$n_1(x)$ est l'indice de réfraction du guide 1 isolé et $n_2(x)$ est l'indice du guide 2 isolé (fig.2.22).

Dans le cas de la structure de la figure 2.21, on aura :

$$\begin{aligned} K_{12} &= \frac{k_0^2}{2\beta_{1 \text{ guide 1}}} \int (n_1^2 - n_0^2) E_1(x) E_2(x)^* dx \\ K_{21} &= \frac{k_0^2}{2\beta_{2 \text{ guide 2}}} \int (n_2^2 - n_0^2) E_2(x) E_1(x)^* dx \end{aligned} \quad (2.40)$$

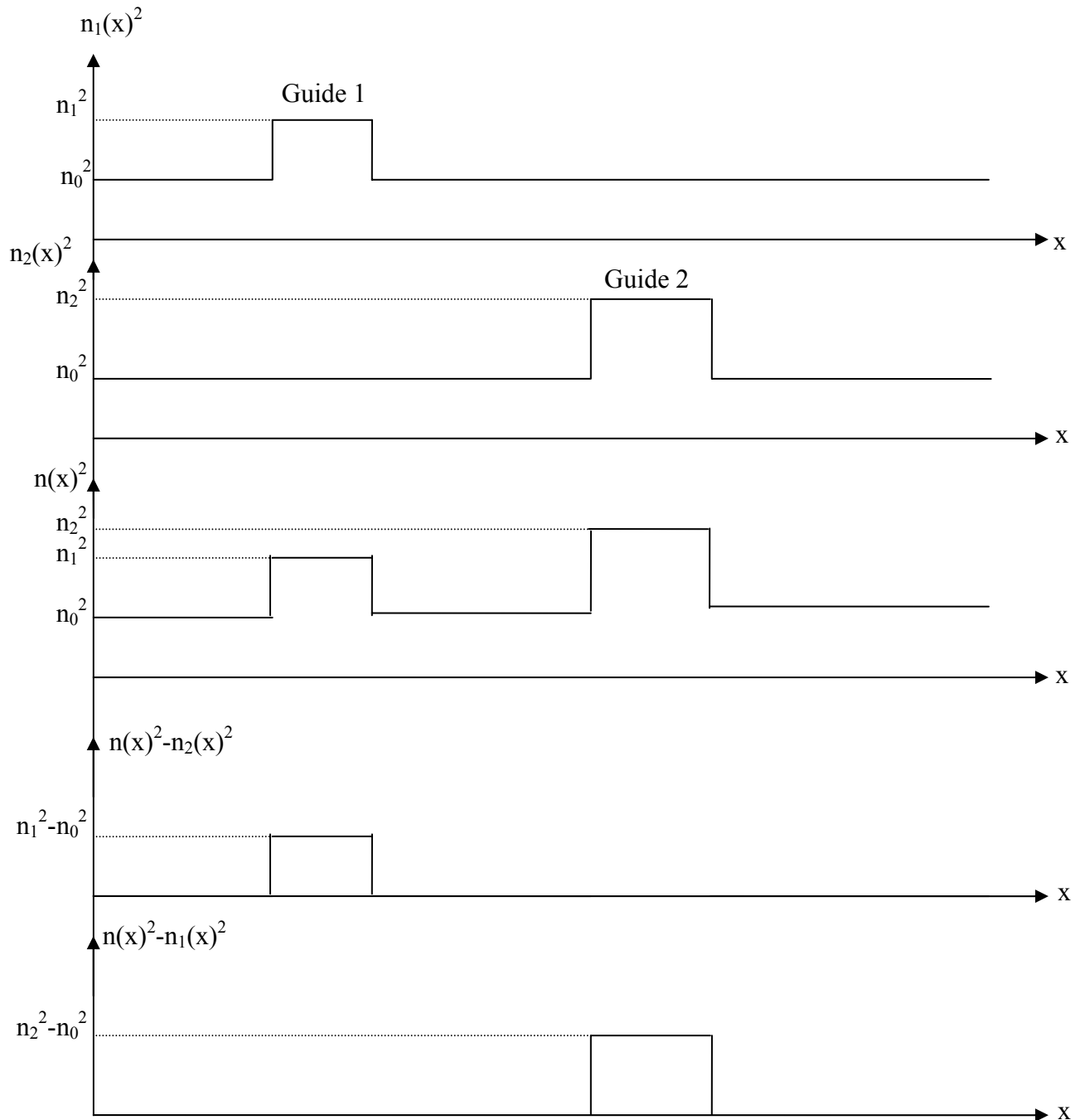


Figure 2.22 : Représentation des différents indices

Si on prend les conditions initiales : $\overline{A_1(0)} = 1$ et $\overline{A_2(0)} = 0$

La solution de ces équations est :

$$\begin{aligned} \overline{A_1(z)} &= \left[\cos \gamma z - j \frac{\Delta}{\gamma} \sin \gamma z \right] e^{j\beta z} \\ \overline{A_2(z)} &= \left[\frac{K}{\gamma} \sin \gamma z \right] e^{j\beta z} \end{aligned} \quad (2.41)$$

$$\begin{aligned}
\bar{\beta} &= \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} \\
\Delta &= \frac{\beta_1 - \beta_2}{2} \\
\gamma &= \sqrt{\Delta^2 + K^2} \\
K &= \sqrt{K_{12}K_{21}}
\end{aligned}
\tag{2.42}$$

avec :

La puissance dans le guide 2 sera donnée par :

$$P_2(z) = \frac{K^2}{\gamma^2} \sin^2 \gamma z \tag{2.43}$$

2.4.2.2. Méthode des modes composés (compound modes)

Cette méthode consiste à considérer le coupleur comme une structure entière : guide plan à cinq couches, et de considérer les modes d'ordre 1 et 2 qui se propagent sans interaction dans le coupleur, mais avec des vitesses différentes. Le champ électrique dans la structure est la superposition des deux modes :

$$E(x, z) = A_1 E_1(x) e^{-j\beta_1 z} + A_2 E_2(x) e^{-j\beta_2 z} \tag{2.44}$$

$E_1(x)$, β_1 et $E_2(x)$, β_2 sont solution de l'équation d'onde dans la structure entière.

La puissance optique dans les deux guides sera donnée par :

$$\begin{aligned}
P_1(z) &= \int_{\text{guide 1}} |E(x, z)|^2 dx \\
P_2(z) &= \int_{\text{guide 2}} |E(x, z)|^2 dx
\end{aligned}
\tag{2.45}$$

2.4.3. Caractéristiques du filtre à coupleur directionnel

2.4.3.1. longueur de couplage

On part avec les conditions initiales : $A_1(0) = 1$ et $A_2(0) = 0$.

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 (fig.2.23). La longueur de couplage L_C est la distance nécessaire pour le transfert maximum de puissance d'un guide à l'autre. L_C est donné par :

Méthode CMT :

$$L_C = \frac{\pi}{2\sqrt{K_{12}K_{21}}} \tag{2.46}$$

Méthode des modes composés : $L_c = \frac{\pi}{(\beta_1 - \beta_2)}$ (2.47)

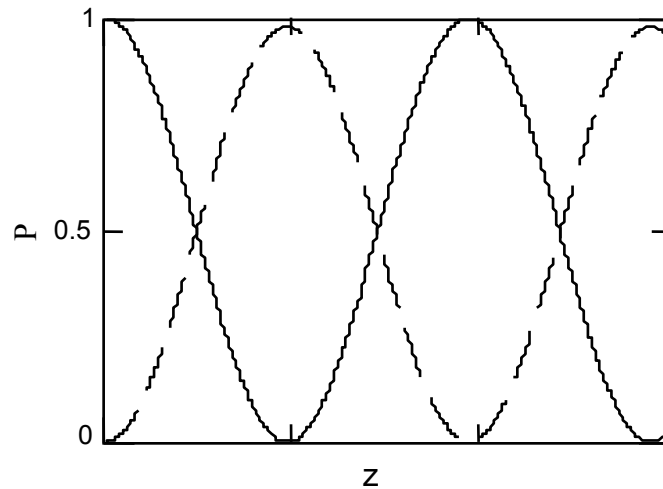


Figure 2.23 : Variation de la puissance optique dans les deux guides en fonction de la distance z

2.4.3.2. Spectre

Le spectre du coupleur est représenté sur la figure 2.24, il est défini par sa longueur d'onde centrale et sa largeur de bande.

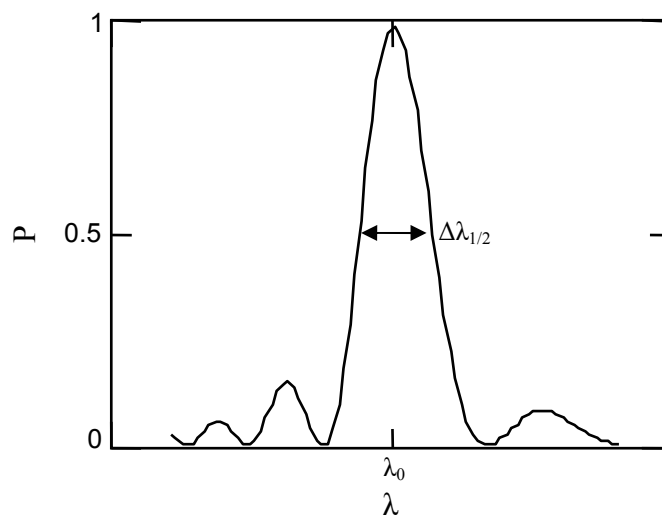


Figure 2.24 : Spectre du coupleur

- largeur à mi-hauteur :

La largeur de bande peut être approximée par l'expression suivante [16] :

méthode CMT : $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}} = \frac{5}{L_c \frac{\partial}{\partial \lambda} [\beta_1(\lambda) - \beta_2(\lambda)]}$ (2.48)

- accordabilité :

Si on fait varier l'indice de l'un des deux guides par injection de porteurs (courant électrique), la condition de résonance ($\Delta = 0$ ou $\beta_1(\lambda) = \beta_2(\lambda)$) sera vérifiée pour une autre longueur d'onde λ' , le spectre du coupleur se déplace (fig.2.25)

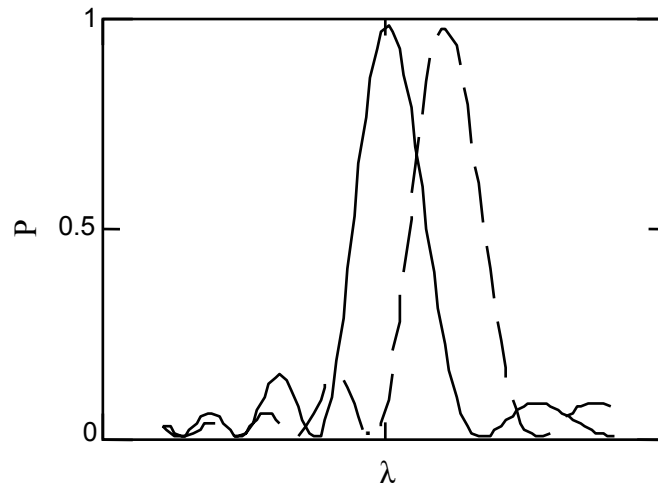


Figure 2.25 : Déplacement du spectre par injection de courant

2.4.4. Etude des caractéristiques du filtre à coupleur directionnel

On distingue deux types de coupleurs, le coupleur symétrique et le coupleur dissymétrique.

- le coupleur symétrique est un coupleur formé de deux guides identiques.

- le coupleur dissymétrique est formé de deux guides différents, et peut être synchrone (les deux guides ont la même constante de propagation) ou asynchrone ($\beta_1 \neq \beta_2$).

D'après l'expression de la largeur de bande (2.48), le coupleur symétrique ne filtre pas ($\Delta\lambda_{1/2} = \infty$), il assure le couplage sans filtrage, donc il n'est pas intéressant pour notre étude.

Le coupleur dissymétrique asynchrone assure un couplage avec filtrage, mais le transfert d'énergie est partiel, alors que pour le coupleur synchrone le transfert d'énergie est total.

Dans cette étude, nous allons considérer un coupleur dissymétrique synchrone ayant les paramètres portés sur la figure 2.26.

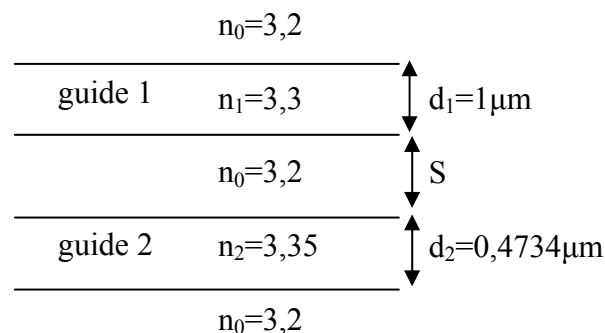


Figure 2.26 : Paramètres de la structure étudiée

Pour réaliser cette étude, nous avons développé le programme "Filtre" (appendice C) qui, à partir des données de la structure, permet de déterminer :

- Les puissances optiques dans les deux guides $P_1(z)$ et $P_2(z)$
- La longueur de couplage L_C
- La largeur de bande $\Delta\lambda_{1/2}$

Et ceci par les deux méthodes : méthode CMT et méthode des modes composés.

2.4.4.1. Longueur de couplage

Nous avons étudié l'influence de la distance entre les deux guides sur la longueur de couplage (fig.2.27). L_C augmente avec la séparation entre les deux guides, ceci est tout à fait normal, puisque le couplage entre les deux guides diminue.

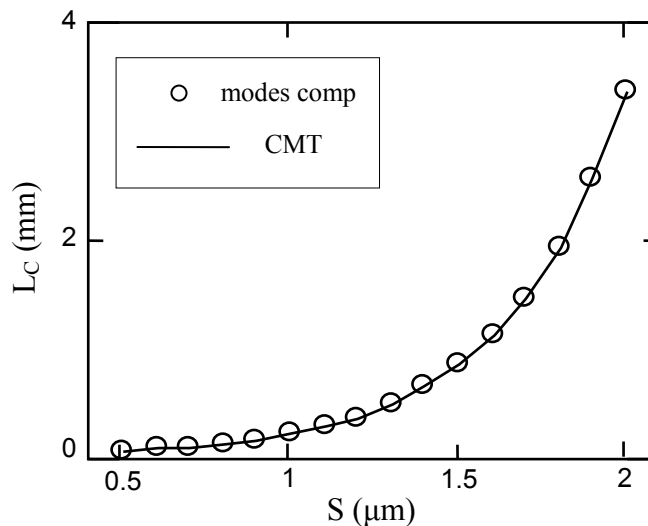


Figure 2.27 : Variation de la longueur de couplage en fonction de la séparation entre les guides

2.4.4.2. Largeur de bande

Nous avons représenté la variation de la largeur de bande en fonction de la séparation S (fig.2.28) et de la longueur de couplage (fig.2.29). Nous constatons que le spectre devient étroit (coupleur sélectif) si la longueur de couplage donc la longueur du coupleur augmente (quelques mm). Nous remarquons aussi que les deux courbes s'écartent pour les faibles valeurs de S (fort couplage).

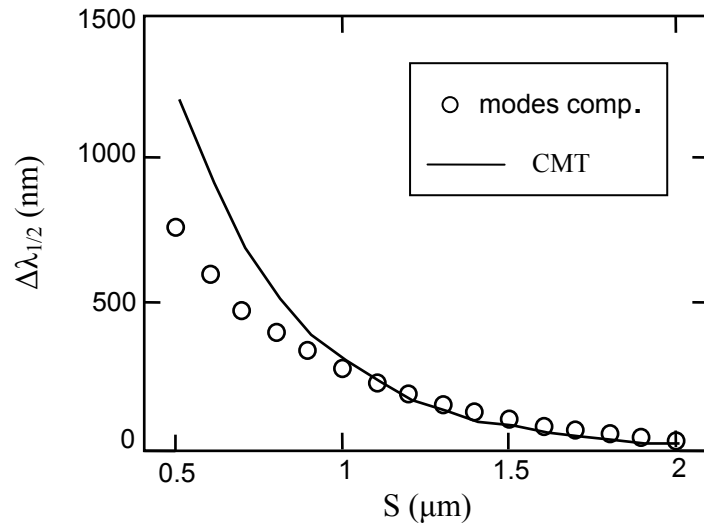


Figure 2.28 : Variation de la largeur de bande en fonction de la séparation entre les guides

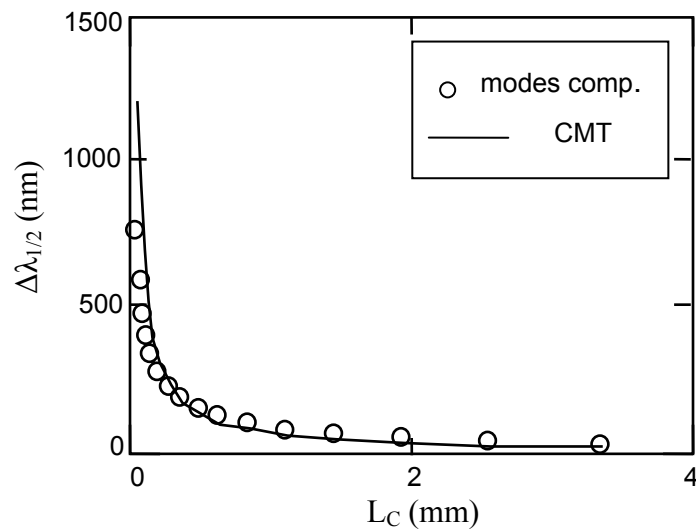


Figure 2.29 : Variation de la largeur de bande en fonction de la longueur de couplage

D'après l'expression de la largeur de bande (2.48), on voit que pour avoir une faible largeur de bande, le terme $\Delta\sigma = \frac{\partial}{\partial\lambda} [\beta_1(\lambda) - \beta_2(\lambda)]$ doit être le plus grand possible. Pour maximiser ce terme, nous avons étudié la variation de $\sigma = \frac{\partial\beta}{\partial\lambda}$ d'un guide à trois couches (fig.2.30) en fonction des paramètres du guide (épaisseur et indice) (fig.2.31).

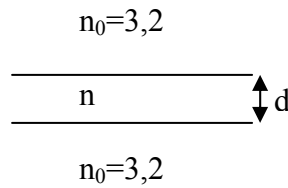
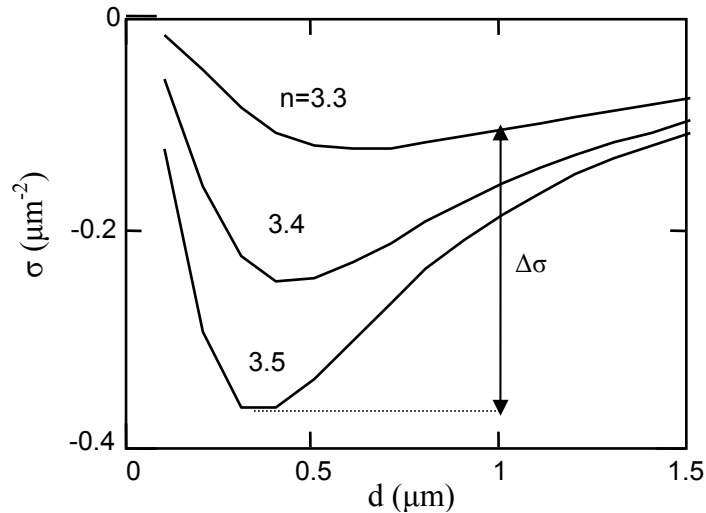


Figure 2.30 : Guide plan à 3 couches

Figure 2.31 : Variation du terme σ avec les caractéristiques du guide

Nous constatons que les valeurs qui maximisent $\Delta\sigma$, donc qui minimisent la largeur de bande sont :

$n_1= 3,5$, $d_1= 0,3 \mu\text{m}$ et $n_2= 3,3$, $d_2= 1 \mu\text{m}$ (on se limite à $d_2= 1 \mu\text{m}$ pour garder le guide monomode).

Cette structure optimale est asynchrone pour $\lambda= 1,5 \mu\text{m}$, donc le transfert d'énergie entre les guides sera partiel. Pour pallier à cet inconvénient et assurer un transfert total d'énergie, on insère un réseau de Bragg entre les deux guides ce qui donne le coupleur GADC (Grating Assisted Directional Coupler).

2.5. Filtres optiques à coupleur GADC [20-36]

2.5.1. Description

Le coupleur GADC est constitué de deux guides, d'indices et d'épaisseurs différents, séparés par une distance S . Un "grating" d'épaisseur d_g et de pas Λ est gravé sur l'un des deux guides (fig.2.32).

La lumière injectée à l'entrée du coupleur dans l'un des guides, passe par couplage dans l'autre guide et peut être récupérée totalement à la sortie du coupleur si la longueur du coupleur L et le pas du grating sont bien choisis.

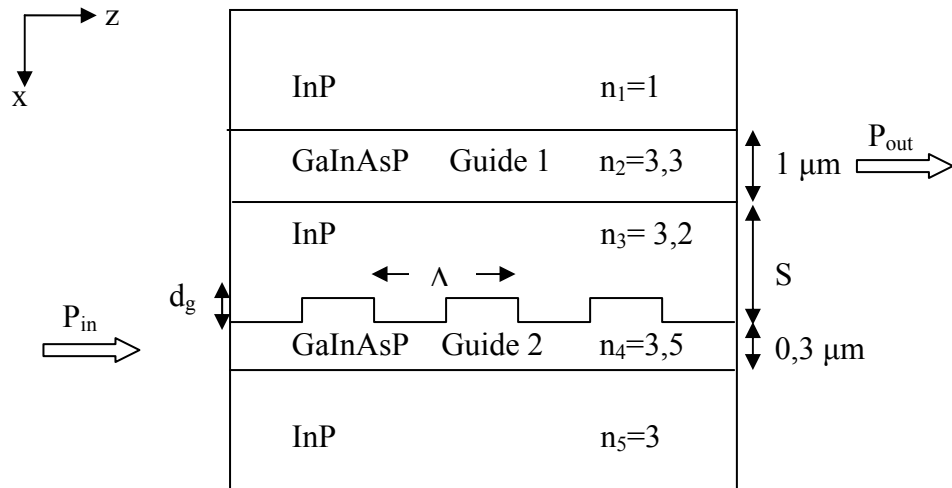


Figure 2.32 : Structure du filtre à coupleur GADC

2.5.2. Théorie du modèle

Plusieurs méthodes ont été utilisées pour l'étude du coupleur GADC : la méthode des modes couplés avec différentes versions [18,21-25], la méthode des matrices de transfert [26], la théorie de Floquet-Bloch [27] et bien d'autres méthodes.

Dans ce travail, nous avons utilisé la méthode des modes couplés CMT et la méthode des matrices de transfert TMM..

2.5.2.1. Méthode des modes couplés CMT [18]

Le problème consiste à trouver le champ électrique dans la structure où l'indice de réfraction varie suivant la direction de propagation z (fig.2.32).

La méthode des modes couplés consiste à trouver le champ électrique dans la structure non perturbée (le grating est remplacé par une couche d'indice constant n_0), guide plan à six couches :

$$E(x, z) = A_1 E_1(x) e^{-j\beta_1 z} + A_2 E_2(x) e^{-j\beta_2 z} \quad (2.49)$$

$E_1(x)$ et $E_2(x)$ sont les modes d'ordre 1 et 2, solution de l'équation d'onde, β_1 et β_2 les constantes de propagation des deux modes. Ensuite de considérer un couplage entre les

deux modes, donc un échange d'énergie entre eux, d'où les amplitudes des deux modes varient avec la distance z :

$$E(x, z) = A_1(z)E_1(x)e^{-j\beta_1 z} + A_2(z)E_2(x)e^{-j\beta_2 z} \quad (2.50)$$

Ce champ doit être solution de l'équation d'onde:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)E(x, z) + n^2(x, z)k_0^2 E(x, z) = 0 \quad (2.51)$$

$n(x, z)$ est l'indice de réfraction et k_0 est le vecteur d'onde. Ceci nous conduit aux équations des modes couplés :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{A_1}}{\partial z} &= -j\beta_1 \overline{A_1} - jK_{12} \overline{A_2} \\ \frac{\partial \overline{A_2}}{\partial z} &= -j\beta_2 \overline{A_2} - jK_{21} \overline{A_1} \end{aligned} \quad (2.52)$$

$$\begin{aligned} \overline{A_1} &= A_1 e^{-j\beta_1 z} \\ \overline{A_2} &= A_2 e^{-j\beta_2 z} \end{aligned}$$

Où :

$$K_{i,j} = \left\langle E_i(x) \left| \frac{k_0^2 (n^2(x, z) - n_0^2(x))}{2\beta_j} \right| E_j(x) \right\rangle \quad (2.53)$$

$$n_0^2(x) = \overline{n^2(x, z)}$$

L'indice étant périodique de pas Λ , on peut le développer en série de Fourier :

$$\begin{aligned} n^2(x, z) &= n_0^2(x) + \sum_{-\infty}^{+\infty} A_q(x) e^{jqKz} \\ \text{avec } K &= \frac{2\pi}{\Lambda} \end{aligned} \quad (2.54)$$

et si on ne retient que les composantes principales $q=\pm 1$:

$$\begin{aligned} K_{12} &= \left\langle E_1(x) \left| \frac{k_0^2 A_1(x)}{2\beta_2} \right| E_2(x) \right\rangle e^{jKz} \\ K_{21} &= \left\langle E_2(x) \left| \frac{k_0^2 A_{-1}(x)}{2\beta_1} \right| E_1(x) \right\rangle e^{-jKz} \end{aligned} \quad (2.55)$$

Dans le cas d'un grating carré on aura :

$$\begin{aligned} K_{12} &= \frac{k_0^2 (n_4^2 - n_3^2)}{2\pi\beta_2} \int_{\text{grating}} E_1(x) E_2^*(x) dx e^{jKz} \\ K_{21} &= \frac{k_0^2 (n_4^2 - n_3^2)}{2\pi\beta_1} \int_{\text{grating}} E_2(x) E_1^*(x) dx e^{-jKz} \end{aligned} \quad (2.56)$$

La solution de ces équations peut être exprimée sous forme matricielle :

$$\bar{A}(z) = T \cdot \bar{A}(0) \quad (2.57)$$

$$\begin{aligned} T_{11} &= [\cos(vz) + \frac{j\delta}{v} \sin(vz)] e^{-j(\beta + \frac{K}{2})z} \\ T_{12} &= -j \frac{\overline{K_{12}}}{v} \sin(vz) e^{-j(\beta + \frac{K}{2})z} \\ T_{21} &= -j \frac{\overline{K_{21}}}{v} \sin(vz) e^{-j(\beta - \frac{K}{2})z} \\ T_{22} &= [\cos(vz) - \frac{j\delta}{v} \sin(vz)] e^{-j(\beta - \frac{K}{2})z} \end{aligned} \quad (2.58)$$

$$\begin{aligned} \text{et :} \quad \overline{K_{12}} &= K_{12} e^{-jKz} & \delta &= \frac{\beta_2 - \beta_1 + K}{2} \\ \overline{K_{21}} &= K_{21} e^{jKz} & \beta &= \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} \\ & & v &= \sqrt{\delta^2 + K_{12} K_{21}} \end{aligned} \quad (2.59)$$

La puissance dans chaque guide sera donnée par :

$$\begin{aligned} P_1(z) &= \int_{\text{guide 1}} E(x, z) E^*(x, z) dx \\ P_2(z) &= \int_{\text{guide 2}} E(x, z) E^*(x, z) dx \end{aligned} \quad (2.60)$$

2.5.2.2. Théorie des matrices de transfert TMM [26]

Chaque période peut être décomposée en deux sections A et B homogènes suivant la direction de propagation z , représentant des guides plans à cinq couches (fig.2.33).

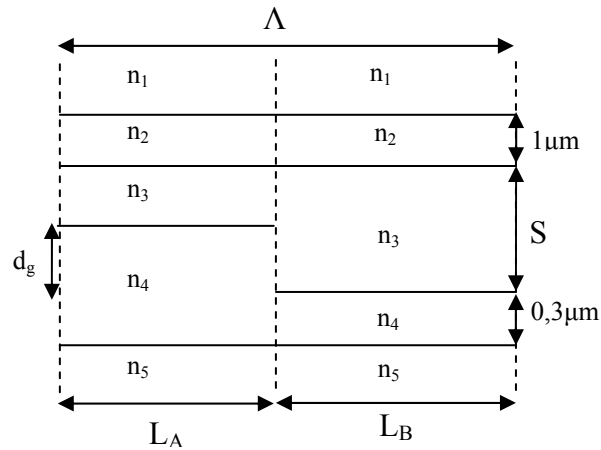


Figure 2.33 : Représentation d'une période du coupleur

Le champ électrique dans chaque section peut être décrit comme la superposition des modes d'ordre un et deux E_1 et E_2 :

$$E(x,z) = A_1 E_1(x) e^{-j\beta_1 z} + A_2 E_2(x) e^{-j\beta_2 z} = A_1(z) E_1(x) + A_2(z) E_2(x) \quad (2.61)$$

$E_1(x)$, β_1 et $E_2(x)$, β_2 sont solution de l'équation d'onde dans les deux sections A et B.

La propagation dans les sections A et B peut être décrite par les matrices de transfert T_A et T_B :

$$\begin{pmatrix} A_1(L_A) \\ A_2(L_A) \end{pmatrix} = T_A \begin{pmatrix} A_1(0) \\ A_2(0) \end{pmatrix} \quad (2.62)$$

$$\begin{pmatrix} A'_1(L_B) \\ A'_2(L_B) \end{pmatrix} = T_B \begin{pmatrix} A'_1(0) \\ A'_2(0) \end{pmatrix} \quad (2.63)$$

Avec :

$$T_A = \begin{pmatrix} e^{-j\beta_{A1} L_A} & 0 \\ 0 & e^{-j\beta_{A2} L_A} \end{pmatrix} \quad (2.64)$$

$$T_B = \begin{pmatrix} e^{-j\beta_{B1} L_B} & 0 \\ 0 & e^{-j\beta_{B2} L_B} \end{pmatrix} \quad (2.65)$$

A l'interface entre les deux sections, le champ doit être continu :

$$A_1 E_{A1}(x) + A_2 E_{A2}(x) = A'_1 E_{B1}(x) + A'_2 E_{B2}(x) \quad (2.66)$$

En multipliant par $E_{B1}^*(x)$ et en intégrant suivant x et en tenant compte de l'orthonormalité des modes, on déduit :

$$A'_1 = \langle E_{A1}, E_{B1} \rangle A_1 + \langle E_{A2}, E_{B1} \rangle A_2 \quad (2.67)$$

On procède de la même manière pour avoir l'expression de A'_2 .

On peut représenter le passage de la section A à la section B par la matrice de transfert O :

$$\begin{pmatrix} A'_1 \\ A'_2 \end{pmatrix} = O \cdot \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \end{pmatrix} \quad (2.68)$$

avec :

$$O = \begin{pmatrix} \langle E_{A1}, E_{B1} \rangle & \langle E_{A2}, E_{B1} \rangle \\ \langle E_{A1}, E_{B2} \rangle & \langle E_{A2}, E_{B2} \rangle \end{pmatrix} \quad (2.69)$$

Le passage de la section B à la section A sera donné par la transposée de O: O^T .

Lors du passage d'une section à l'autre, l'amplitude des modes varie, ce qui représente un échange d'énergie entre les modes.

La matrice de transfert décrivant un période sera donnée par:

$$M_0 = O^T \cdot T_B \cdot O \cdot T_A \quad (2.70)$$

Et la matrice de transfert de la structure entière comportant N périodes sera donnée par :

$$M = [M_0]^N \quad (2.71)$$

A l'entrée du coupleur, on injecte la lumière dans un seul guide (ou on excite un seul mode): $A_1(0)=1$ et $A_2(0)=0$

A la sortie, les coefficients seront donnés par :

$$\begin{pmatrix} A_1(L) \\ A_2(L) \end{pmatrix} = M \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.72)$$

Avec: $L=N.\Lambda$, la longueur du coupleur.

Le champ électrique à la sortie sera donné par :

$$E(x,L) = A_1(L).E_{A1}(x) + A_2(L).E_{A2}(x) \quad (2.73)$$

et la puissance optique dans chaque guide sera donnée par la relation (2.60).

Les différences entre les deux méthodes sont les suivantes :

Pour la méthode TMM, les modes se propagent librement (sans interaction) dans chaque section et le couplage (échange d'énergie) ne se fait qu'à l'interface, alors que pour la méthode CMT le couplage se fait sur toute la longueur du coupleur. D'autre part, les

approximations faites dans la méthode CMT, la rendent applicable uniquement dans le cas de faible couplage.

2.5.3. Caractéristiques du coupleur

2.5.3.1. longueur de couplage

La longueur de couplage L_C est la distance nécessaire pour le transfert maximum de puissance d'un guide à l'autre.

Pour la méthode CMT, L_C est donné par :

$$L_C = \frac{\pi}{2\sqrt{K_{12}K_{21}}} \quad (2.74)$$

2.5.3.2. pas optimal

Nous avons représenté sur la figure 2.34, la variation de la puissance optique à la sortie du coupleur dans les deux guides. Nous constatons qu'il existe une valeur optimale du pas Λ du grating qui assure un transfert maximum de puissance, donnée par l'expression suivante (méthode CMT):

$$\Lambda = \frac{2\pi}{\beta_1 - \beta_2} \quad (2.75)$$

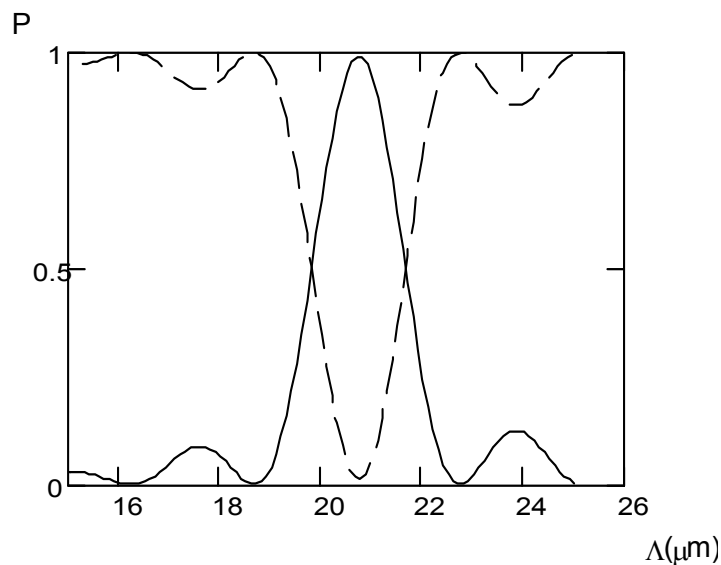


Figure 2.34 : Variation de la puissance optique dans les deux guides à la sortie du coupleur en fonction du pas du grating.

2.5.3.3. Spectre

Le spectre du coupleur est défini par sa longueur d'onde centrale et sa largeur de bande.

- largeur de bande

La largeur de bande peut être approximée par l'expression suivante [36] (méthode CMT) :

$$\Delta\lambda_{1/2} = \frac{2,508}{\pi} \frac{\lambda \cdot \Lambda}{L_c \cdot F} \quad (2.76)$$

$$F = 1 - \Lambda \cdot \frac{d\Delta n}{d\lambda}$$

F est le facteur de dispersion, et Δn est la différence d'indices effectifs des deux modes.

- accordabilité

Si on fait varier l'indice de l'un des deux guides par injection de porteurs (courant électrique), la condition de résonance ($\delta = 0$) sera vérifiée pour une autre longueur d'onde λ' , le spectre du coupleur se déplace.

Pour la méthode TMM, les caractéristiques du coupleur sont déterminées numériquement.

2.5.4. Etude des caractéristiques du coupleur [33,34]

Pour réaliser cette étude, nous avons mis au point le sous programme "GADC" (appendice C) qui permet de déterminer :

- Les puissances optiques dans les deux guides $P_1(z)$ et $P_2(z)$
- Le pas optimal du réseau
- La longueur de couplage L_c
- La largeur de bande $\Delta\lambda_{1/2}$
- L'accordabilité $\Delta\lambda$

Les paramètres de la structure que nous avons étudiée sont portés sur la figure 2.32 [21].

2.5.4.1. Longueur de couplage

Nous avons étudié l'influence de la distance entre les deux guides sur la longueur de couplage (fig.2.35)

L_c augmente avec la séparation entre les deux guides, ceci est dû à ce que le couplage entre les deux guides diminue.

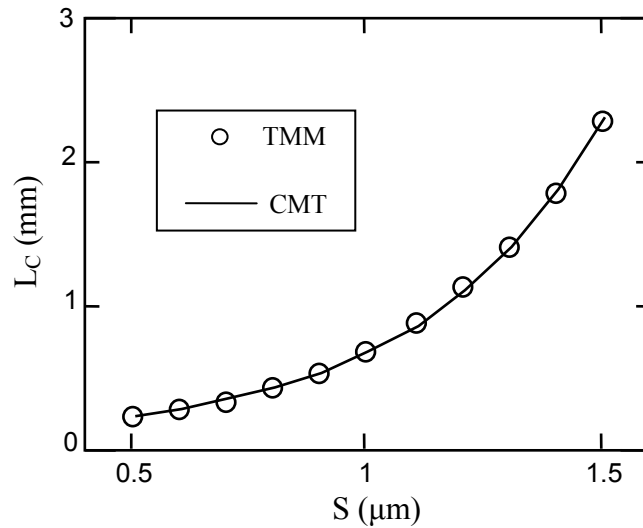


Figure 2.35 : Variation de la longueur de couplage avec la séparation entre les guides ($d_g=0,1\mu\text{m}$)

D'autre part, nous avons étudié l'effet de la profondeur du grating sur la longueur de couplage (fig.2.36). L_C diminue lorsque d_g augmente, ceci est dû à ce que le couplage augmente avec d_g .

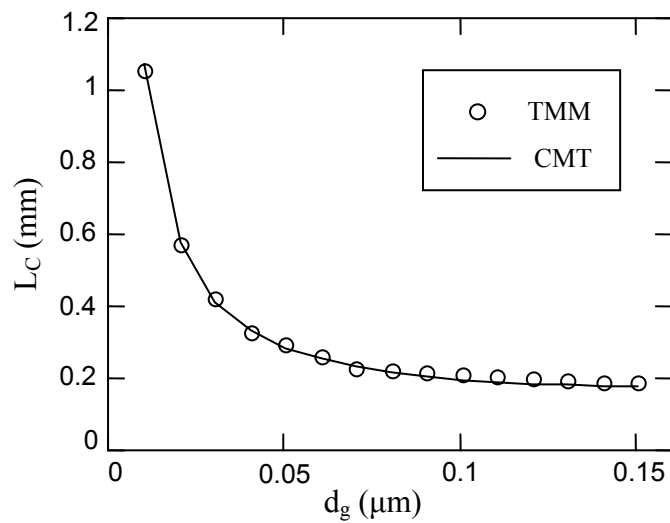


Figure 2.36 : Variation de la longueur de couplage avec la profondeur du grating ($S=0,5\mu\text{m}$).

2.5.4.2. Pas optimal

Nous avons étudié la variation du pas optimal avec la distance entre les deux guides (fig.2.37) et la profondeur du grating (fig.2.38). Nous remarquons que la variation de Λ est faible lorsque S est supérieure à $1\mu\text{m}$, ce qui correspond à un faible couplage, nous

constatons aussi que l'écart entre les valeurs données par les deux méthodes augmente lorsque d_g augmente (fort couplage).

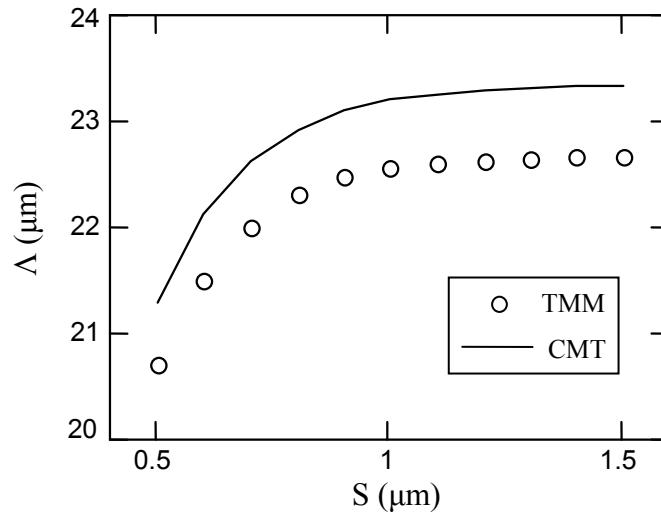


Figure 2.37 : Variation du pas optimal avec la séparation entre les guides ($d_g=0,1\mu\text{m}$)

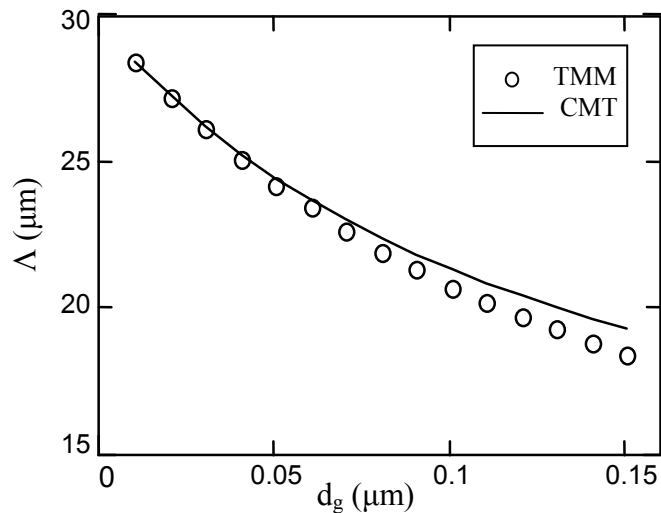


Figure 2.38 : Variation du pas optimal avec la profondeur du grating ($S=0,5\mu\text{m}$).

2.5.4.3. Largeur de bande

Nous avons représenté la variation de la largeur de bande en fonction de la séparation S (fig.2.39) et de la longueur de couplage (fig.2.40). Nous voyons que le spectre peut être étroit (coupleur très sélectif) si la longueur de couplage donc la longueur du coupleur est importante (quelques mm). Nous remarquons aussi que les deux courbes s'écartent pour les faibles valeurs de S (fort couplage).

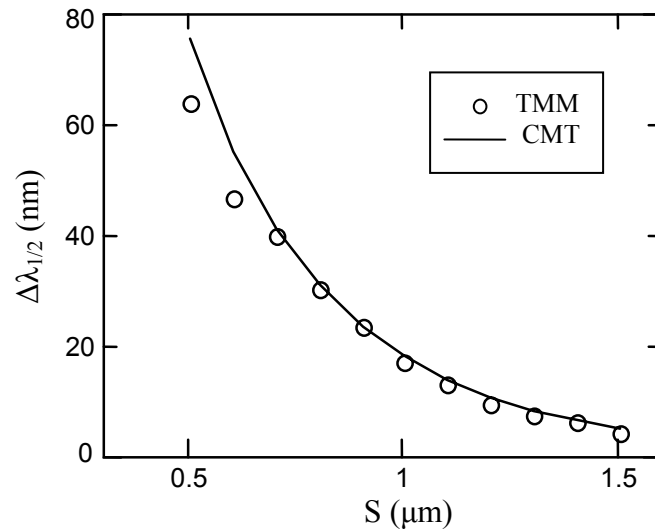


Figure 2.39 : Variation de la largeur de bande avec la séparation entre les guides ($d_g = 0,1 \mu\text{m}$)

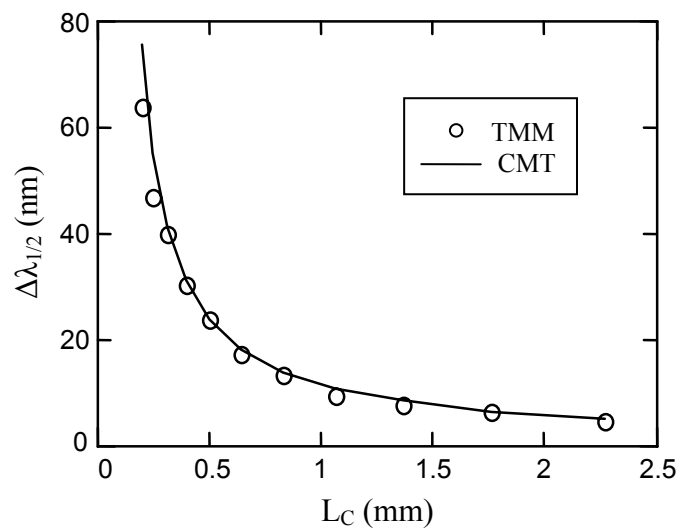


Figure 2.40 : Variation de la largeur de bande avec la longueur de couplage ($d_g = 0,1 \mu\text{m}$)

2.5.4.4. Accordabilité

Nous avons tout d'abord considéré la séparation entre les deux guides fixes $S=1 \mu\text{m}$, et nous avons étudié la variation de la longueur d'onde centrale en fonction de la variation de l'indice Δn_2 du guide 1 (fig.2.41), la longueur d'onde se déplace vers les valeurs supérieures. Ensuite nous avons considéré une variation maximale de l'indice du guide 1 : $\Delta n_2=5.10^{-3}$, et nous avons étudié la variation de la longueur d'onde centrale du spectre (accordabilité) en fonction de la séparation S (fig.2.42) et de la longueur de couplage L_C (fig.2.43). Nous remarquons que la plage d'accord diminue avec la longueur

de couplage donc la longueur du coupleur. Nous remarquons aussi que la sélectivité et l'accordabilité varient en sens inverse avec la longueur du coupleur L , si L est grand le spectre est étroit et la plage d'accord est faible et si L est petit, le spectre est large et la plage d'accord est grande, donc un choix judicieux de L doit être fait.

L'écart est toujours important pour les faibles valeurs de S (fort couplage).

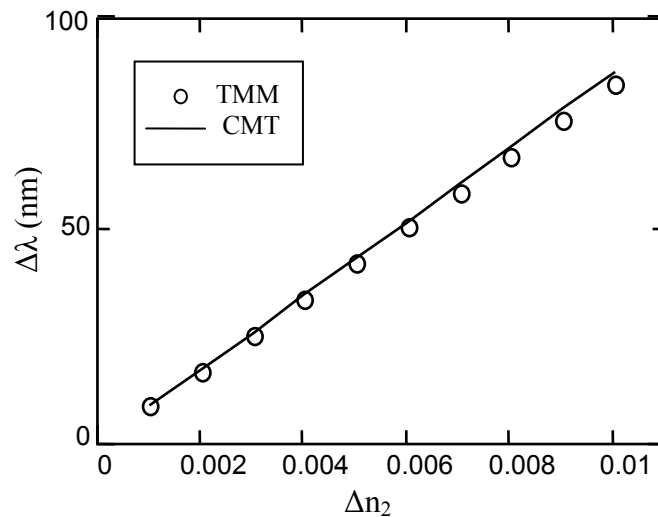


Figure 2.41 : Variation de la longueur d'onde centrale en fonction de la variation de l'indice du guide 1 ($d_g=0,1 \mu\text{m}$ et $S=1 \mu\text{m}$)

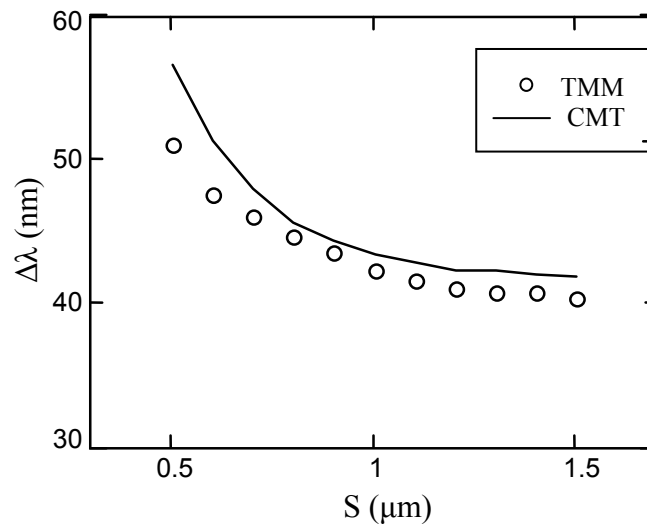


Figure 2.42 : Variation de la longueur d'onde centrale en fonction de la séparation entre les deux guides ($\Delta n_2=5.10^{-3}$ et $d_g=0.1 \mu\text{m}$)

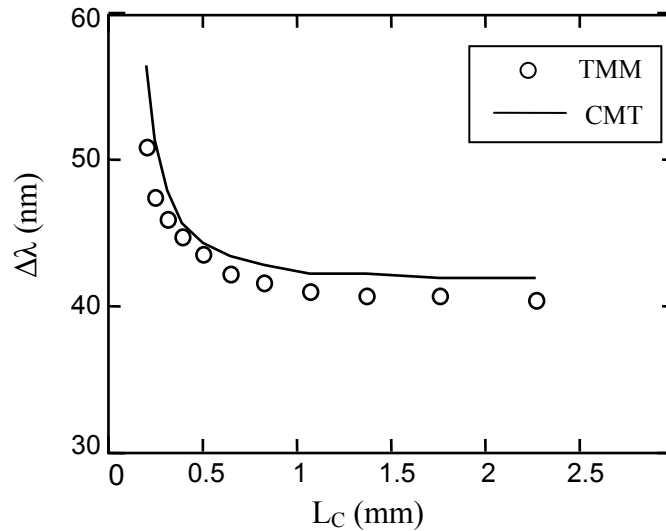


Figure 2.43 : Variation de la longueur d'onde centrale en fonction de la longueur de couplage ($\Delta n_2=5.10^{-3}$ et $d_g=0.1\mu m$)

2.5.4.5 Influence de la dispersion sur les caractéristiques spectrales du coupleur

Nous avons étudié l'influence de la dispersion due au guide sur les caractéristiques spectrales du filtre : largeur spectrale et accordabilité [35].

Sur la figure 2.44, sont représentées les variations des indices effectifs des deux modes avec la longueur d'onde.

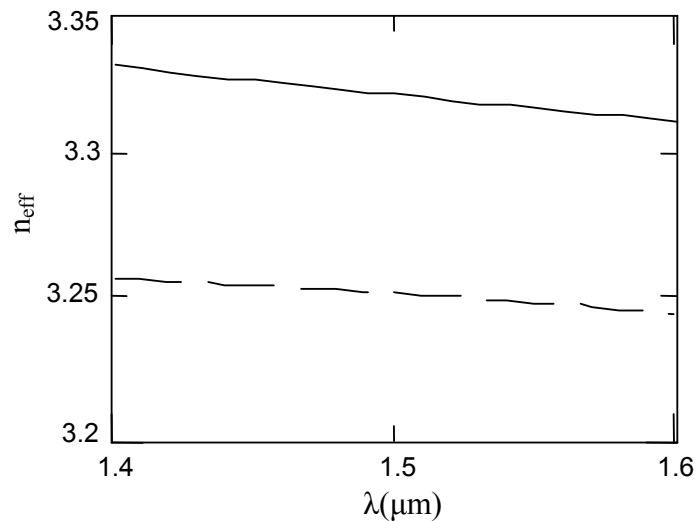


Figure 2.44 : Variation des indices effectifs des deux modes avec la longueur d'onde

Sur les figures 2.45 et 2.46, sont représentées les variations de la largeur spectrale et de l'accordabilité avec la longueur du filtre. On constate que la dispersion joue un rôle

très important dans le calcul des caractéristiques spectrales du coupleur, en la négligeant on surestime la largeur de bande et la plage d'accord et l'erreur commise est très importante (jusqu'à 100%). Donc elle ne peut, en aucun cas, être négligée.

Ce résultat très important nous a contraint à considérer ce phénomène dans tous nos calculs, c'est-à-dire de prendre l'indice de réfraction dépendant de la longueur d'onde, ce qui complique les calculs, mais augmente, en contre partie, la précision des résultats obtenus.

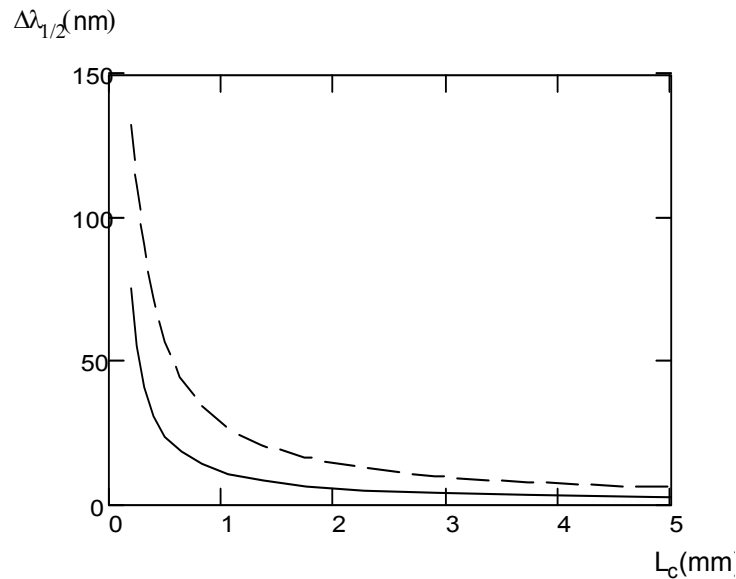


Figure 2.45 : Variation de la largeur de bande avec la longueur de couplage, avec (—) et sans (— —) dispersion

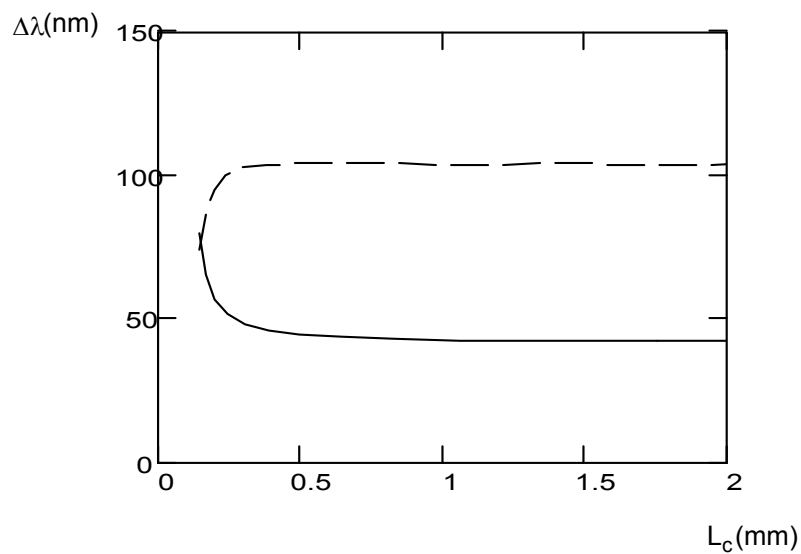


Figure 2.46 : Variation de la longueur d'onde centrale en fonction de la longueur de couplage, avec (—) et sans (— —) dispersion, ($\Delta n_2 = 5 \cdot 10^{-3}$)

2.6. Conclusion

Les programmes développés dans ce chapitre nous ont permis d'étudier l'influence des paramètres des filtres accordables DBR sur leurs caractéristiques.

L'optimisation de la structure du filtre à coupleur vertical a permis de déterminer la structure ayant la plus faible largeur de bande. Ce résultat reste valable pour le filtre GADC, si on considère que le réseau représente une perturbation (faible profondeur).

D'autre part, nous avons montré que la dispersion joue un rôle très important dans l'évaluation des caractéristiques spectrales du filtre GADC et ne peut, en aucun cas, être négligée.

Dans cette étude, nous avons tenu compte de la dispersion, ce qui constitue l'originalité de ce travail comparé aux travaux précédents.

Deux méthodes différentes ont été utilisées. Les résultats obtenus par ces deux méthodes sont concordants d'une part, d'autre part, ils sont comparables à ceux publiés dans la littérature, ce qui constitue une validation pour ces derniers.

Cette étude nous a permis de tirer les conclusions suivantes :

- Les filtres à réflecteur DBR sont très sélectifs mais présentent une accordabilité faible (quelques nm) : $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta n}{n}$ et la variation de l'indice de réfraction étant limitée.
- Les filtres à réflecteur DBR échantillonné présentent un spectre de réflectivité formé de pics équidistants dont la séparation est fixée par la période d'échantillonnage. Le réflecteur SSG-DBR permet d'avoir un spectre de réflectivité uniforme.
- Le filtre à coupleur vertical est sélectif mais la puissance couplée n'est pas totale.
- Le filtre GADC permet le transfert total de la puissance. La sélectivité augmente avec la longueur du filtre et l'accordabilité diminue. Comparé au filtre à réflecteur DBR, ce dernier est moins sélectif mais présente une accordabilité plus grande (quelques dizaines de nm).

CHAPITRE 3

LES LASERS ACCORDABLES DBR

3.1. Introduction

Les lasers accordables sont des éléments clés dans les transmissions optiques utilisant le multiplexage WDM.

L'objectif principal recherché est d'obtenir un fonctionnement monomode sur une large plage d'accord de la longueur d'onde avec des caractéristiques les plus stables possible pendant l'accord.

Plusieurs structures utilisant un DBR ont été proposées et étudiées [37,38]. La première structure étudiée est le laser accordable DBR à trois sections, ce dernier présente une limitation dans la plage d'accord due à la limite de variation de l'indice de réfraction. Pour améliorer les performances du laser, un nouveau type de filtrage a été proposé et utilisé dans la structure SG-DBR. Cette structure a présenté une plage d'accord discontinue plus large, cependant ses caractéristiques : courant seuil et puissance émise ne restent pas stables au cours de l'accord. Pour pallier à cet inconvénient, le laser SSG-DBR a été proposé, ce dernier utilise un réseau ayant un spectre de réflectivité uniforme permettant de garder les caractéristiques du laser stables pendant l'accord. Pour améliorer encore la plage d'accord, le laser GCSR utilisant un coupleur vertical a été proposé.

Dans ce chapitre, pour chaque structure, nous allons présenter une description de la structure et de son principe de fonctionnement. Un modèle théorique sera proposé et pour valider ce modèle, un exemple sera simulé. Enfin, nous terminerons par une étude comparative qui nous permettra de comparer les performances des différentes structures.

3.2. Les lasers accordables DBR à trois sections [39-44]

3.2.1. Description

La diode laser accordable DBR à trois sections (fig.3.1) est constituée de trois sections, une section active couplée optiquement à deux sections passives: la section contrôle de phase et la section DBR. Les trois sections sont isolées électriquement. La section active peut être formée d'une structure à double hétérojonction ou d'une structure à puits quantiques. Les deux sections passives, constituées d'un matériau de gap intermédiaire entre celui de la couche active et des couches latérales, jouent le rôle d'un filtre à réseau de Bragg.

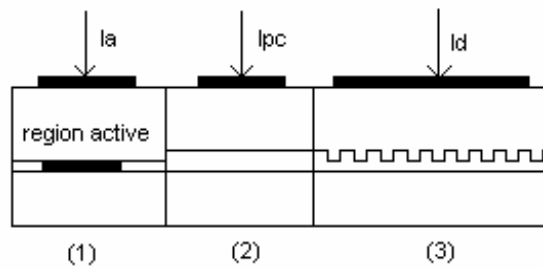


Figure 3.1 : Laser DBR à trois sections

Le fonctionnement du composant peut être décrit de la façon suivante : lorsqu'on injecte un courant I_a dans la section active, la cavité oscille sur un seul mode longitudinal sélectionné par le filtre DBR. Si on injecte maintenant un courant I_d dans la section DBR, on fait varier l'indice de réfraction de cette section par injection de porteurs et donc on fait varier la longueur d'onde de Bragg du filtre, d'où un autre mode sera sélectionné et il s'ensuit une variation de la longueur d'onde d'émission du laser. Le courant I_{PC} de la section contrôle de phase permet de déplacer les modes longitudinaux d'où la possibilité d'une variation continue de la longueur d'onde.

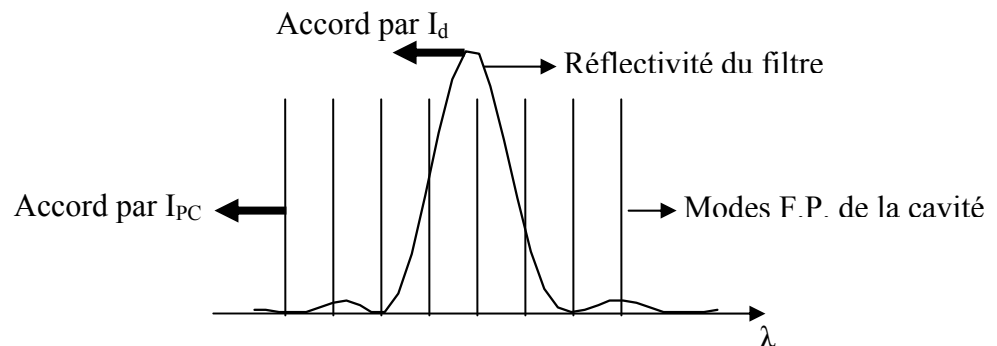


Figure 3.2 : Processus d'accord du laser DBR à trois sections

3.2.2. Théorie du modèle

La condition d'oscillation de la cavité est donnée par la relation :

$$r_1 \cdot r_{\text{DBR}} \cdot \exp[(g_{\text{th}} - \alpha_a) - 2j\beta_a]L_a \cdot \exp(-\alpha_p - 2j\beta_p)L_p = 1 \quad (3.1)$$

Où r_1 est le coefficient de réflexion de la face clivée, r_{DBR} est le coefficient de réflexion complexe de la section DBR, g_{th} est le gain seuil de la section active, α_a et α_p sont les coefficients d'absorption, β_a et β_p sont les constantes de propagation, et L_a et L_p sont les longueurs des sections active et contrôle de phase.

La condition (3.1) peut être divisée en deux conditions, une sur l'amplitude et une sur la phase :

$$\begin{aligned} g_{\text{th}} &= \alpha_a + \alpha_p \frac{L_p}{L_a} - \frac{1}{L_a} \ln(r_1 |r_{\text{DBR}}|) \\ \beta_a L_a + \beta_p L_p - \frac{\arg(r_{\text{DBR}})}{2} &= \pi q \end{aligned} \quad (3.2)$$

Où q est un entier qui désigne l'ordre du mode et r_{DBR} est fonction de l'indice effectif n_d et du coefficient d'absorption α_d de la section DBR.

Les constantes de propagation β_a et β_p sont données par :

$$\beta_a = \frac{2 \cdot \pi \cdot n_a}{\lambda} \quad ; \quad \beta_p = \frac{2 \cdot \pi \cdot n_p}{\lambda} \quad (3.3)$$

Où λ est la longueur d'onde d'émission du laser et n_a et n_p sont les indices de réfraction effectifs des sections active et contrôle de phase.

Lorsqu'on injecte un courant dans les sections passives, les indices de réfraction et les coefficients d'absorption varient et seront donnés par :

$$\begin{aligned} n_p &= n_0 + \Gamma_p \left(\frac{\partial n}{\partial N} \right) \cdot N_p \\ n_d &= n_0 + \Gamma_d \left(\frac{\partial n}{\partial N} \right) N_d \\ \alpha_p &= \alpha_0 + \Gamma_p \left(\frac{\partial \alpha}{\partial N} \right) N_p \\ \alpha_d &= \alpha_0 + \Gamma_d \left(\frac{\partial \alpha}{\partial N} \right) N_d \end{aligned} \quad (3.4)$$

Où N_p et N_d sont les concentrations des porteurs injectés dans les sections contrôle de phase et DBR, $\frac{\partial n}{\partial N}$ et $\frac{\partial \alpha}{\partial N}$ sont des paramètres qui dépendent du matériau, n_0 et α_0 sont

l'indice de réfraction effectif et le coefficient d'absorption des sections passives lorsqu'il n'y a pas injection de porteurs, Γ_p et Γ_d sont les facteurs de confinement.

La résolution du système (3.2) consiste à trouver le mode (λ, q) ayant le plus faible gain seuil g_{th} .

Le gain seuil g_{th} du mode étant déterminé, on peut déterminer le courant seuil I_{th} à partir des relations (1.43, 1.44) :

$$\begin{aligned} N_{th} &= \frac{g_{th}}{A_0} + N_t \\ I_{th} &= q \cdot V_a \cdot (AN_{th} + BN_{th}^2 + CN_{th}^3) \end{aligned} \quad (3.5)$$

Le rendement différentiel externe est donné par la relation :

$$\eta_e = \eta_i \frac{(g_{th} - \alpha_a)}{g_{th}} \frac{(1 - r_1^2)r'}{(r_1 + r')(1 - r_1 r')} \quad (3.6)$$

Où η_i est le rendement quantique interne, et $r' = \left| \Gamma_{DBR} \right| \exp(-\alpha_p L_p)$

La puissance optique émise par la face clivée sera donnée par :

$$P = \frac{h \cdot c}{q \cdot \lambda} \eta_e (I_a - I_{th}) \quad (3.7)$$

3.2.3. Exemple de simulation

Pour déterminer les caractéristiques du laser accordable DBR à trois sections, nous avons développé le programme "LAS-DBR" (appendice C) qui permet de déterminer :

- L'accordabilité $\lambda(I_d)$
- La variation du gain seuil et du courant seuil : $g_{th}(I_d)$ et $I_{th}(I_d)$
- La variation de la puissance optique $P(I_d)$

Les paramètres de la structure simulée sont regroupés dans le tableau 3.1.

Sur la figure 3.3 est représentée la variation de la longueur d'onde avec le courant dans la section DBR en gardant le courant dans la section contrôle de phase nul. On obtient une accordabilité discontinue de l'ordre de 6 nm; les paliers de la courbe correspondent aux différents modes de la cavité.

La valeur maximale du taux SMSR est obtenue lorsque le maximum de la réflectivité coïncide avec un mode Fabry-Perot et est de l'ordre de 30 dB.

Tableau 3.1 : Paramètres de la structure DBR à trois sections simulée.

Paramètres	Symboles	Valeurs
<p><u>Section active :</u> indice de réfraction coefficient d'absorption coefficients de recombinaison coefficient de gain densité de porteurs à la transparence coefficient de réflexion de la face clivée largeur de la couche active épaisseur de la couche active rendement quantique interne longueur de la section active</p>	<p>n_a α_a A B C A_0 N_t r_1 w d_1 η_i L_a</p>	<p>3,49 20 cm^{-1} 10^8 s^{-1} $10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ $5.10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$ $2,5.10^{-16} \text{ cm}^2$ 10^{18} cm^{-3} 0,55 $1,5 \mu\text{m}$ $0,15 \mu\text{m}$ 0,65 $300 \mu\text{m}$</p>
<p><u>Sections passives:</u> indices de réfraction du guide coefficient d'absorption facteur de confinement largeur du guide épaisseur du guide variation de l'indice de réfraction avec l'injection de porteurs variation du coefficient d'absorption avec l'injection de porteurs longueur de la section contrôle de phase longueur de la section DBR pas du réseau de Bragg épaisseur du réseau de Bragg longueur d'onde</p>	<p>n_1 n_2 α_p, α_d Γ_p, Γ_d w d $\partial n / \partial N$ $\partial \alpha / \partial N$ L_p L_d Λ d_g λ</p>	<p>3.2 3.3 20 cm^{-1} 0,6 $1,5 \mu\text{m}$ $0,4 \mu\text{m}$ -6.10^{-21} cm^3 3.10^{-17} cm^2 $100 \mu\text{m}$ $290 \mu\text{m}$ $0,24 \mu\text{m}$ $0.05 \mu\text{m}$ $1,55 \mu\text{m}$</p>

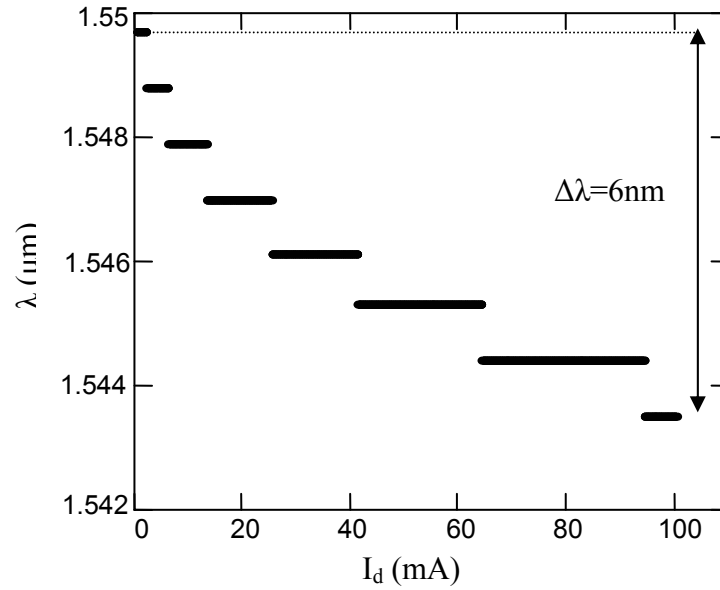


Figure 3.3 : Variation de la longueur d'onde avec le courant de la section DBR

Pour avoir une variation continue de la longueur d'onde, on doit faire varier en même temps les courants I_d et I_{PC} afin d'assurer un fonctionnement sur le même mode. Pour trouver la relation entre les courants I_d et I_{PC} , nous avons déterminé les régions de fonctionnement sur les différents modes (fig. 3.4), deux courbes adjacentes délimitent la région de fonctionnement sur un mode.

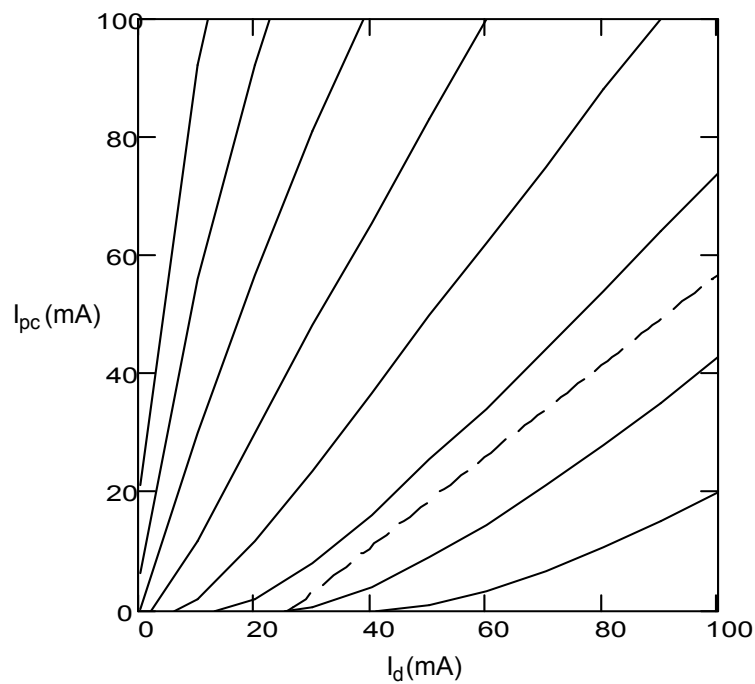


Figure 3.4 : Régions de fonctionnement sur les différents modes.

Nous avons retenu une relation linéaire entre les courants, vue sa simplicité de mise en œuvre (courbe en pointillées sur la figure 3.4) :

$$I_{PC}(\text{mA}) = 0,77.I_d(\text{mA}) - 20 \quad (3.8)$$

En considérant cette relation entre les courants, nous avons déterminé la variation de la longueur d'onde, du gain au seuil, du courant seuil et de la puissance pour un courant dans la section active $I_a = 15 \text{ mA}$ (Figures 3.5-3.8).

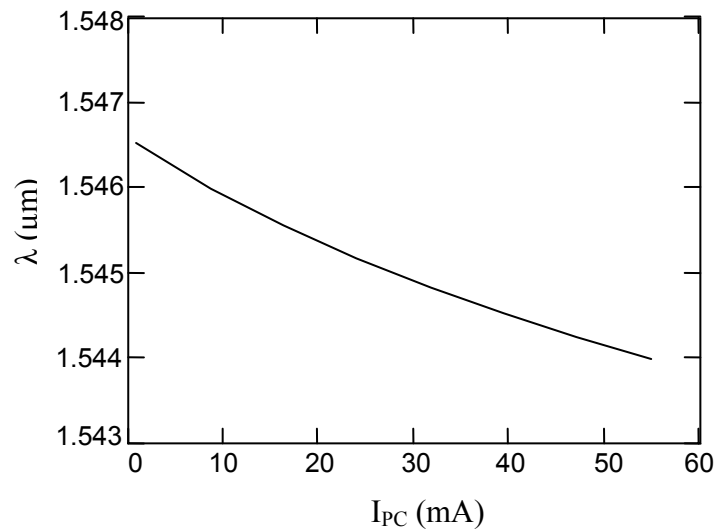


Figure 3.5 : Variation de la longueur d'onde en fonction des courants

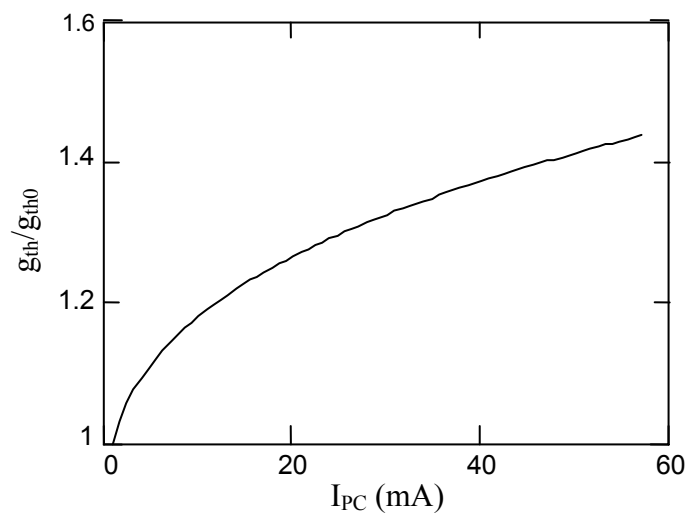


Figure 3.6 : Variation relative du gain au seuil

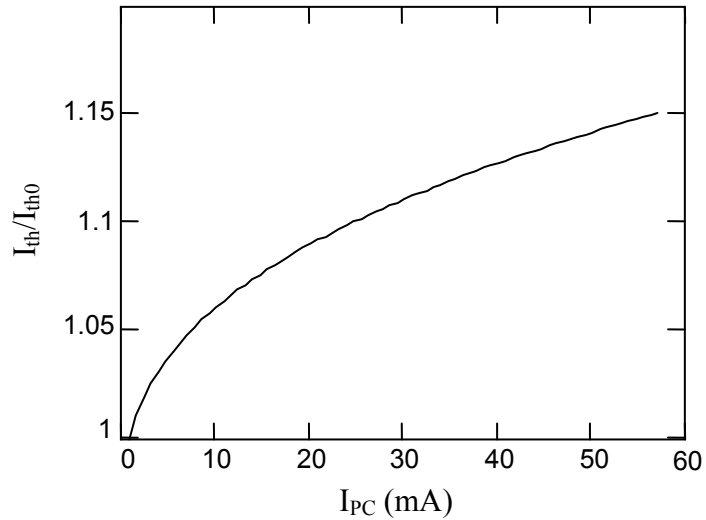


Figure 3.7 : Variation relative du courant seuil

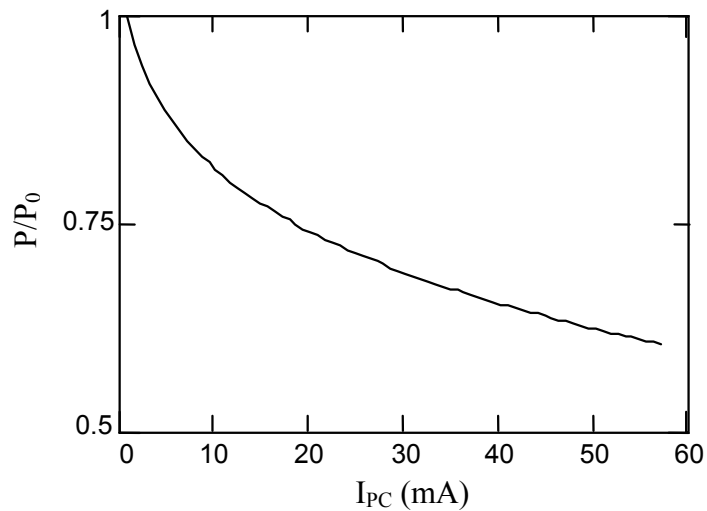


Figure 3.8 : Variation relative de la puissance optique

Nous obtenons une variation continue maximale de la longueur d'onde de l'ordre de 3 nm. Durant l'accord, le gain au seuil et le courant seuil augmentent et la puissance émise diminue. Ces variations peuvent être expliquées par le fait que lorsque les courants dans les sections passives augmentent, l'absorption de ces régions augmente, donc les pertes augmentent.

3.3. Le laser accordable SG-DBR [12, 45-47]

3.3.1. Structure du Laser SG-DBR

La figure 3.9 représente la structure du laser SG-DBR constituée d'une section active pour la génération de photons et de deux sections à réflecteur SG-DBR de part et

d'autre de cette section pour la sélection du mode et l'accordabilité. Ces trois sections sont isolées électriquement.

Une section contrôle de phase peut être ajoutée pour le contrôle des modes Fabry-Perot de la cavité.

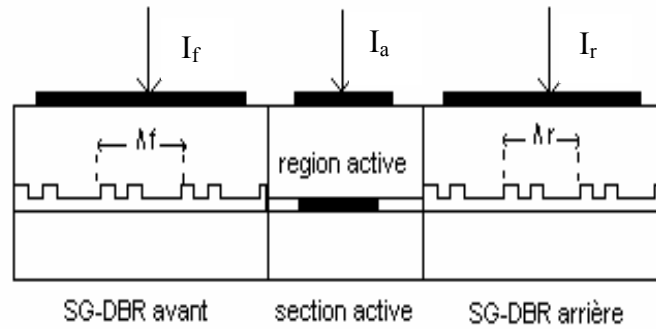


Figure 3.9 : Structure du laser SG-DBR

La période de modulation du réflecteur avant Λ_f est légèrement différente de celle du réflecteur arrière Λ_r , par conséquent les espacements entre les pics de leurs spectres de réflectivité sont également différents, tels que :

$$\lambda_f = \frac{\lambda_0^2}{2n_g \Lambda_f}$$

$$\lambda_r = \frac{\lambda_0^2}{2n_g \Lambda_r} \quad (3.9)$$

$$\lambda_0 = 2n_{\text{eff}} \Lambda_0$$

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

Λ_f : période du SG-DBR avant.

Λ_r : période du SG-DBR arrière.

Λ_0 : pas du réseau carré.

λ_0 : longueur d'onde de Bragg.

n_g , n_{eff} : indices de réfraction de groupe et effectif respectivement.

3.3.2. Sélection des modes et accordabilité

La diode laser oscille à la longueur d'onde où un pic du réflecteur avant s'aligne avec un pic du réflecteur arrière (fig.3.10).

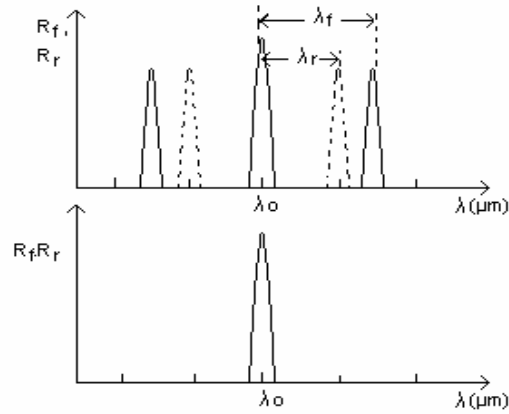


Figure 3.10 : Sélection du mode

Le principe de fonctionnement du laser SG-DBR repose sur l'effet Vernier : Lorsque le courant est injecté dans l'un des réflecteurs, son indice de réfraction diminue et son spectre de réflectivité se déplace en longueur d'onde. Si le déplacement en question couvre la différence entre les espacements qui concernent les deux spectres, la superposition des pics se produit à une longueur d'onde différente et un saut de mode prend place à cette position. Ainsi avec une faible variation de l'indice de réfraction correspondant à un déplacement de spectre de l'un des SG-DBR égal à la différence des espacements entre les pics des deux SG-DBR : $\delta = \lambda_f - \lambda_r$, la coïncidence des pics se déplace d'une quantité λ_f . Donc l'accordabilité est multipliée par un facteur :

$$F = \frac{\lambda_f}{\lambda_f - \lambda_r} = \frac{\lambda_f}{\delta} \quad (3.10)$$

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

Le nombre maximum de sauts de mode est donné par :

$$M = \frac{\lambda_r}{\lambda_f - \lambda_r} = \frac{\lambda_r}{\delta} \quad (3.11)$$

et l'accordabilité sera donnée par :

$$\Delta\lambda = M.\lambda_f = \frac{\lambda_r.\lambda_f}{\lambda_f - \lambda_r} = \frac{\lambda_r.\lambda_f}{\delta} \quad (3.12)$$

La figure 3.11 explique schématiquement le principe d'accordabilité .

En absence d'injection de courant, le pic de longueur d'onde λ_{f1} du SG-DBR avant est aligné avec le pic de longueur d'onde λ_{r1} du SG-DBR arrière (fig.3.11(b)). Au fur et à mesure de l'injection de courant dans le réflecteur arrière, le spectre de réflectivité de ce dernier se déplace et la superposition se produit à des longueurs d'onde plus petites (c'est le cas de Ir2(c) et Ir3(d)) jusqu'à l'apparition de la superposition dans la direction opposée au déplacement (c'est le cas de Ir4(e)).

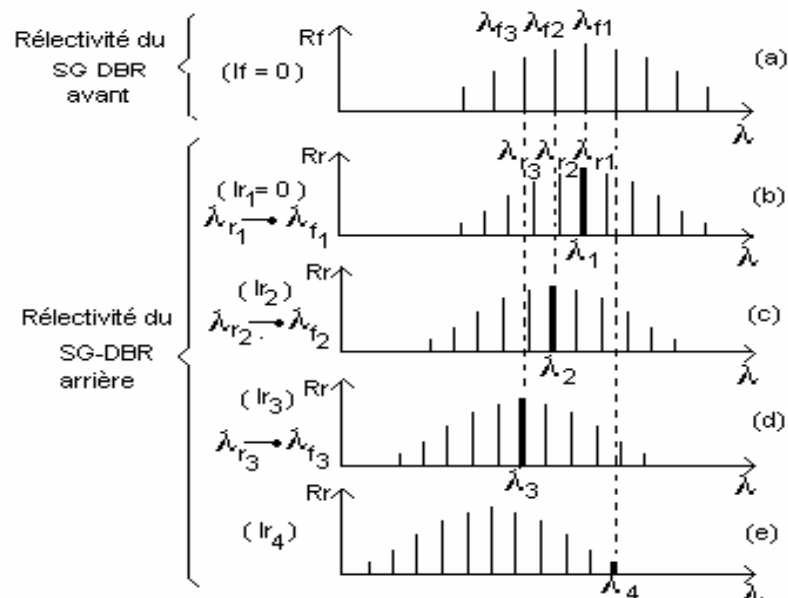


Figure 3.11 : Processus d'accordabilité

On peut avoir une accordabilité discontinue en faisant varier le courant de l'un des SG-DBR uniquement. Pour avoir une accordabilité quasi-continue et couvrir les longueurs d'onde entre les pics, on doit injecter un courant dans les deux SG-DBR et déplacer leurs spectres de la même quantité. De ce fait, l'espacement entre les pics doit être de quelques nm correspondant à l'accordabilité du réseau SG-DBR.

D'autre part, la différence des espacements entre les pics des SG-DBR δ doit être supérieure à la largeur des pics afin d'assurer un bon SMSR (la superposition des pics n'aura lieu qu'à une seule longueur d'onde), de l'ordre du nm. De ce qui précède, et

d'après la relation 3.12, on voit que l'accordabilité du laser SG-DBR est de quelques dizaines de nm.

On remarque aussi, d'après la relation 3.12, que l'accordabilité et le SMSR varient en sens inverse. Pour avoir un bon SMSR, δ doit être grand ce qui limite l'accordabilité, donc on doit choisir un compromis entre ces deux paramètres.

3.3.3. Théorie du modèle

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

$$r_{\text{DBRf}} \cdot r_{\text{DBRr}} \exp[(g_{\text{th}} - \alpha_a) - 2j\beta_a] \cdot L_a = 1 \quad (3.13)$$

r_{DBRf} : coefficient de réflexion du SG-DBR avant.

r_{DBRr} : coefficient de réflexion du SG-DBR arrière.

g_{th} : gain seuil.

α_a : coefficient d'absorption dans la section active.

β_a : constante de propagation dans la section active.

L_a : longueur de la section active.

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

$$g_{\text{th}} = \alpha_a - \frac{1}{L_a} \cdot \ln(|r_{\text{DBRr}}| \cdot |r_{\text{DBRf}}|) \quad (3.14)$$

et une condition sur la phase :

$$\beta_a \cdot L_a - \frac{\text{Arg}(r_{\text{DBRr}})}{2} - \frac{\text{Arg}(r_{\text{DBRf}})}{2} = \pi \cdot q \quad (3.15)$$

q : entier représentant l'ordre du mode.

$$\beta_a = \frac{2\pi \cdot n_a}{\lambda} \quad (3.16)$$

n_a : indice de réfraction de la section active.

Lorsqu'on injecte un courant dans les sections passives, les indices de réfraction varient et seront donnés par :

$$n_d = n_0 + \Gamma \left(\frac{\partial n}{\partial N} \right) N_d \quad (3.17)$$

Le gain optique dans la couche active est relié à la concentration de porteurs injectés par :

$$g = A_0(N - N_t) \quad (3.18)$$

Le mode laser qui oscillera sera celui qui possède le plus faible gain seuil, la résolution du système (3.14), (3.15) permet de déterminer la longueur d'onde et le gain seuil de ce dernier.

Le gain seuil étant déterminé, on peut déterminer le courant seuil I_{th}

$$N_{th} = \frac{g_{th}}{A_0} + N_t \quad (3.19)$$

$$I_{th} = q \cdot V_a (AN_{th} + BN_{th}^2 + CN_{th}^3) \quad (3.20)$$

La puissance optique émise est donnée par :

$$P = \frac{hc}{q \cdot \lambda} \eta_e (I_a - I_{th}) \quad (3.21)$$

η_e : rendement différentiel externe tel que :

$$\eta_e = \eta_i \frac{g_{th} - \alpha_a}{g_{th}} \cdot \frac{1 - |r_{DBRf}|^2}{\left(1 + \frac{|r_{DBRf}|}{|r_{DBRr}|}\right) \cdot (1 - |r_{DBRf}| |r_{DBRr}|)} \quad (3.22)$$

3.3.4. Exemple de simulation

Pour déterminer les caractéristiques du laser accordable SG-DBR, nous avons développé le programme "LAS-SG-DBR" (appendice C) qui permet de déterminer :

- L'accordabilité $\lambda(I_d)$
- La variation du gain seuil et du courant seuil : $g_{th}(I_d)$ et $I_{th}(I_d)$
- La variation de la puissance optique $P(I_d)$

Les paramètres de la structure simulée sont regroupés dans le tableau 3.2.

Tableau 3.2 : Paramètres de la structure SG-DBR simulée.

Paramètres	Symboles	Valeurs
<p><u>Section active :</u> indice de réfraction coefficient d'absorption coefficients de recombinaison coefficient de gain densité de porteurs à la transparence largeur de la couche active épaisseur de la couche active rendement quantique interne longueur de la section active</p>	n_a α_a A B C A_0 N_t w d_1 η_i L_a	3,49 20 cm^{-1} 10^8 s^{-1} $8.10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$ $7,5.10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$ $2,5.10^{-16} \text{ cm}^2$ 10^{18} cm^{-3} $1,5 \mu\text{m}$ $0,15 \mu\text{m}$ 0,65 $300 \mu\text{m}$
<p><u>Sections passives:</u> indices de réfraction du guide facteur de confinement largeur du guide épaisseur du guide variation de l'indice de réfraction avec l'injection de porteurs longueur de la section SG-DBR avant longueur de la section SG-DBR arrière longueur du réseau carré pas du réseau de Bragg épaisseur du réseau de Bragg période du SG-DBR avant période du SG-DBR arrière longueur d'onde centrale</p>	n_1 n_2 Γ_d w d $\partial n/\partial N$ L_f L_r L_g Λ_0 d_g Λ_f Λ_r λ	3.2 3.4 0,5 $1,5 \mu\text{m}$ $0,3 \mu\text{m}$ -6.10^{-21} cm^3 $300 \mu\text{m}$ $350 \mu\text{m}$ $5 \mu\text{m}$ $0,238 \mu\text{m}$ $0,1 \mu\text{m}$ $30 \mu\text{m}$ $35 \mu\text{m}$ $1,55 \mu\text{m}$

Les spectres de réflectivité des réflecteurs SG-DBR avant et arrière, en absence d'injection de courant, sont représentés sur la figure 3.12. La coïncidence des pics se fait à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$.

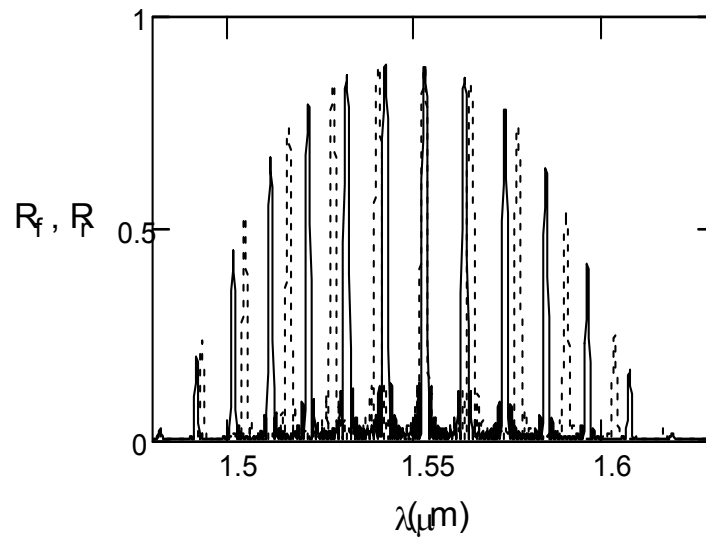


Figure 3.12 : Réflectivités des SG-DBR avant et arrière.

La variation de la longueur d'onde en fonction des courants d'accord dans les régions SG-DBR est représentée sur la figure 3.13.

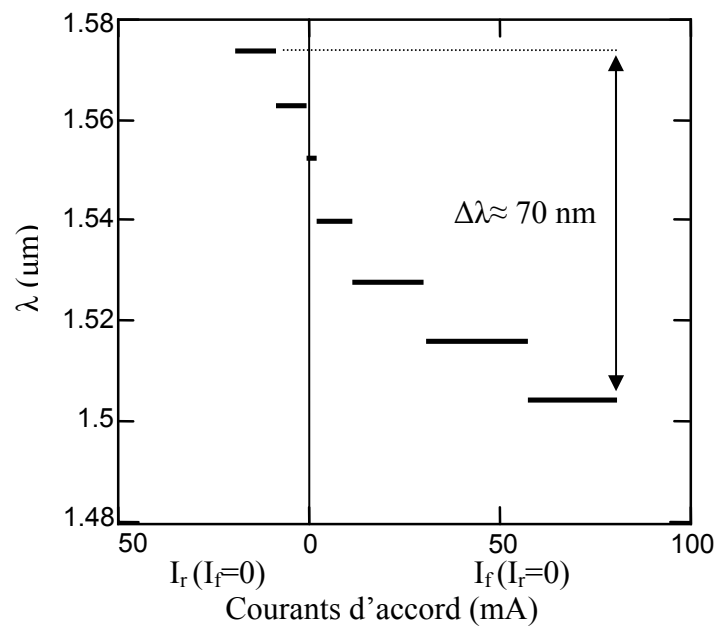


Figure 3.13 : Variation de la longueur d'onde en fonction des courants d'accord

Les variations du taux de suppression des modes latéraux, du gain au seuil, du courant seuil et de la puissance émise pour un courant dans la zone active $I_a=20$ mA, sont représentées respectivement sur les figures 3.14 – 3.17.

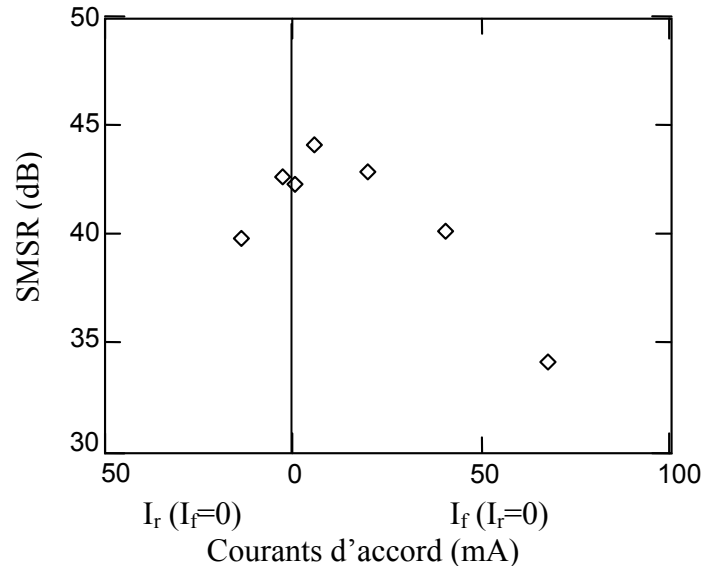


Figure 3.14 : Variation du taux SMSR

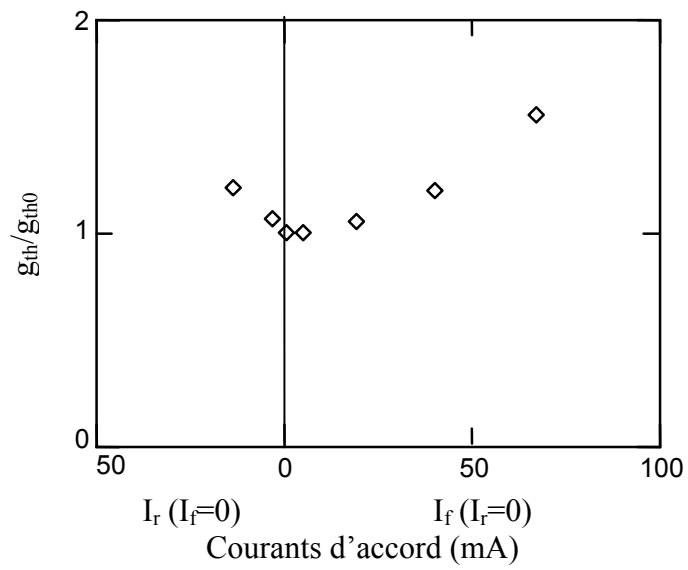


Figure 3.15 : Variation relative du gain au seuil

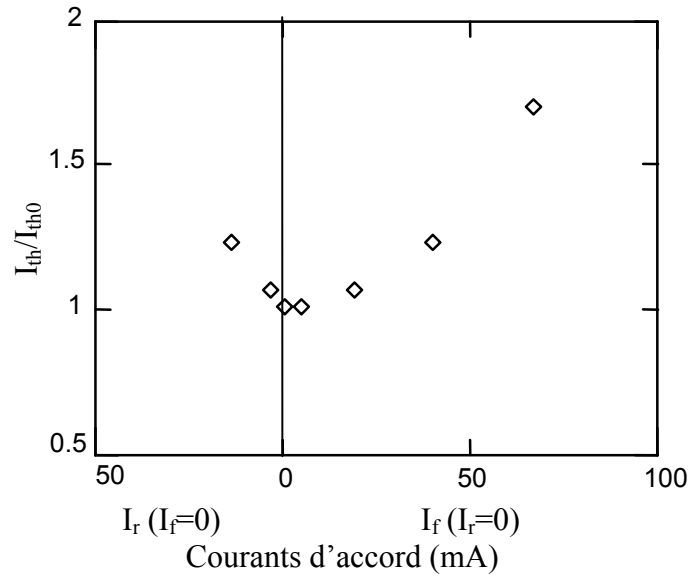


Figure 3.16 : Variation relative du courant seuil

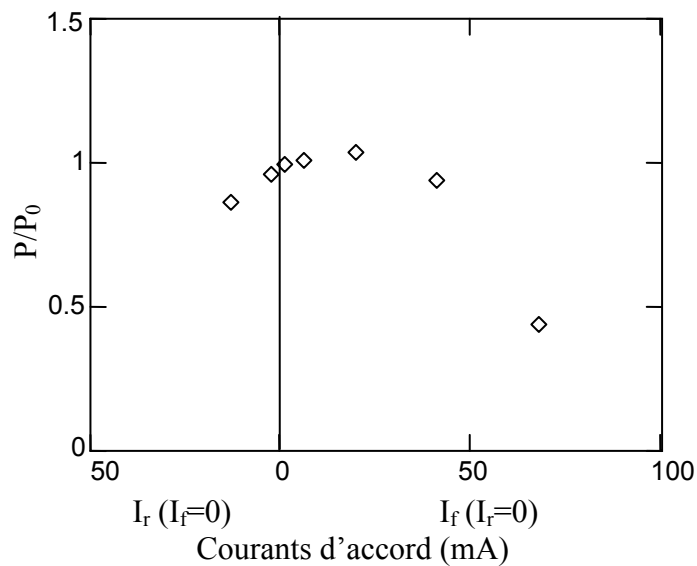


Figure 3.17 : Variation relative de la puissance émise

Nous obtenons une accordabilité discontinue de l'ordre de 70 nm. Les paliers correspondent aux pics des SG-DBR séparés de ≈ 10 nm, conformes aux prévisions théoriques. Le taux de suppression des modes latéraux est supérieur à 30 dB. Durant l'accord, les caractéristiques du laser ne restent pas stables et varient, on note une variation relative maximale du gain au seuil de 54,4 %, celle du courant seuil est de 69 % et celle de la puissance est de 55,8 %. Ces variations sont dues au spectre de réflectivité du SG-DBR qui n'est pas uniforme (fig.3.12).

3.4. Le laser accordable SSG-DBR [48-55]

3.4.1. Description

Le laser SSG-DBR (Super Structure Grating) est constitué d'une section active pour la génération des photons et pour l'amplification de la lumière et de deux réflecteurs SSG-DBR, de part et d'autre de la section active, pour le filtrage spectral et pour la rétroaction optique (fig.3.18).

Une section contrôle de phase peut être ajoutée pour le contrôle des modes Fabry-Perot de la cavité.

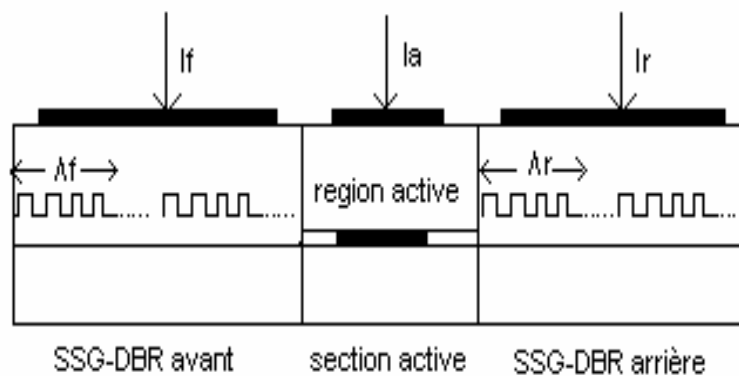


Figure 3.18 : Structure du laser SSG-DBR

Le principe de fonctionnement est le même que celui du laser SG-DBR.

Le spectre de réflectivité du réflecteur SSG-DBR étant à enveloppe rectangulaire, l'amplitude des pics est uniforme sur une certaine plage de longueurs d'onde, ce qui permet à ce composant de maintenir ses caractéristiques (courant de seuil et puissance) stables durant l'accord.

3.4.2. Exemple de simulation

Pour réaliser cette étude, nous avons développé le programme "LAS-SSG-DBR".

Les paramètres de la structure simulée sont regroupés dans le tableau 3.3.

Les spectres de réflectivité des réflecteurs SSG-DBR avant et arrière, en absence d'injection de courant, sont représentés sur la figure 3.19. La coïncidence des pics se fait à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$.

Tableau 3.3 : Paramètres de la structure SSG-DBR simulée.

Paramètres	Symboles	Valeurs
<p><u>Section active :</u> indice de réfraction coefficient d'absorption coefficients de recombinaison coefficient de gain densité de porteurs à la transparence largeur de la couche active épaisseur de la couche active rendement quantique interne longueur de la section active</p>	<p>n_a α_a A B C A_0 N_t w d_1 η_i L_a</p>	<p>3,49 20 cm^{-1} 10^8 s^{-1} $8.10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$ $7,5.10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$ $2,5.10^{-16} \text{ cm}^2$ 10^{18} cm^{-3} $1,5 \mu\text{m}$ $0,15 \mu\text{m}$ 0,65 $300 \mu\text{m}$</p>
<p><u>Sections passives:</u> indices de réfraction du guide facteur de confinement largeur du guide épaisseur du guide variation de l'indice de réfraction avec l'injection de porteurs longueur de la section SSG-DBR avant longueur de la section SSG-DBR arrière pas initial du réseau de Bragg pas final du réseau de Bragg épaisseur du réseau de Bragg période du SSG-DBR avant période du SSG-DBR arrière nombre de sections à pas constant dans une période longueur d'onde centrale</p>	<p>n_1 n_2 Γ_d w d $\partial n/\partial N$ L_f L_r Λ_a Λ_b d_g Λ_f Λ_r N λ</p>	<p>3.2 3.4 0,5 $1,5 \mu\text{m}$ $0,3 \mu\text{m}$ -6.10^{-21} cm^3 $300 \mu\text{m}$ $350 \mu\text{m}$ $0,246 \mu\text{m}$ $0,23 \mu\text{m}$ $0,05 \mu\text{m}$ $30 \mu\text{m}$ $35 \mu\text{m}$ 10 $1,55 \mu\text{m}$</p>

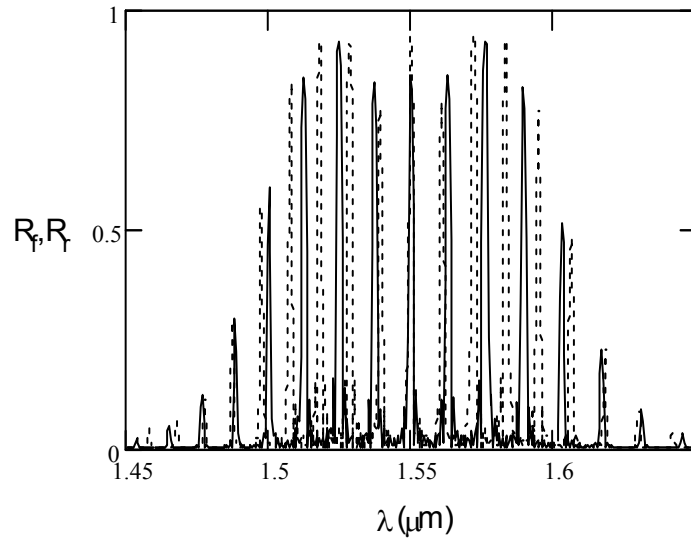


Figure 3.19 : Réflectivités des SSG-DBR avant et arrière

La variation de la longueur d'onde en fonction des courants d'accord dans les régions SSG-DBR est représentée sur la figure 3.20.

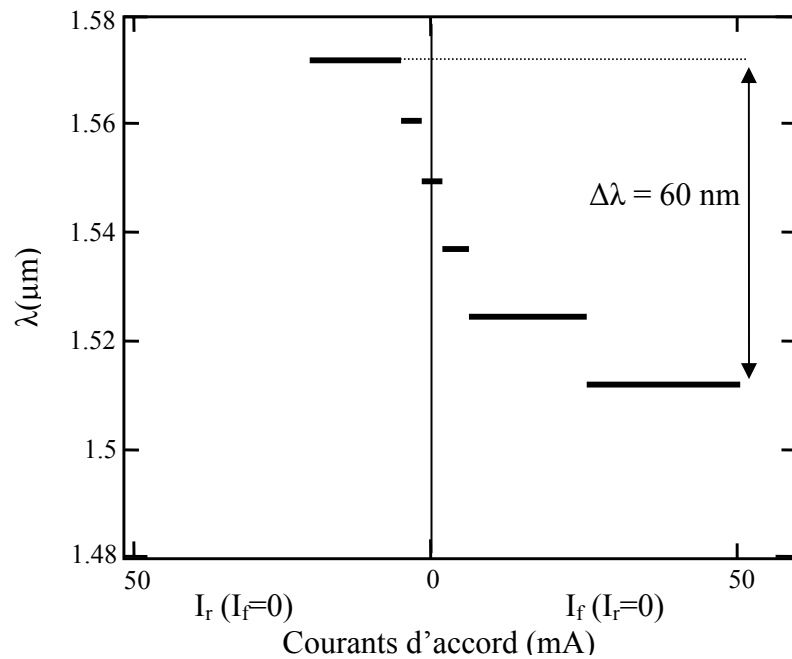


Figure 3.20 : Variation de la longueur d'onde en fonction des courants d'accord

Les variations du taux de suppression des modes latéraux, du gain au seuil, du courant seuil et de la puissance émise pour un courant dans la zone active $I_a=20$ mA, sont représentées respectivement sur les figures 3.21-3.24.

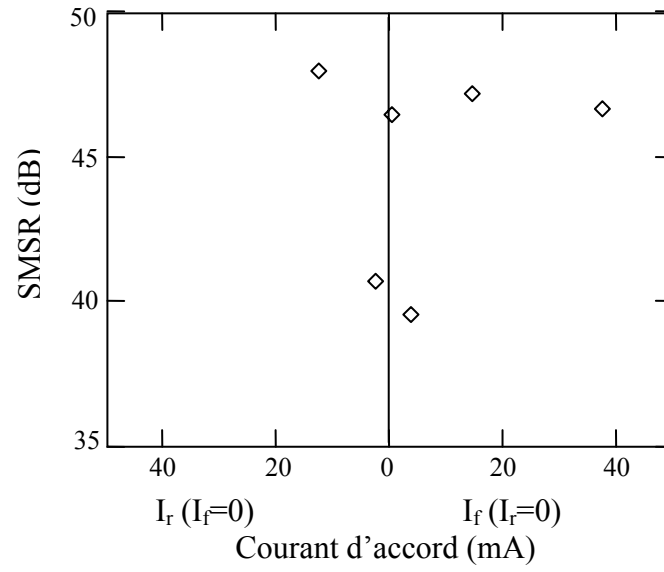


Figure 3.21 : Variation du taux SMSR

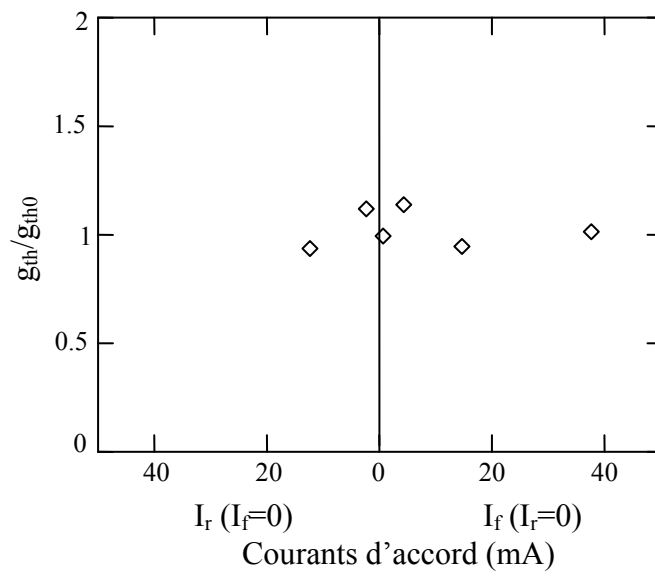


Figure 3.22 : Variation relative du gain au seuil

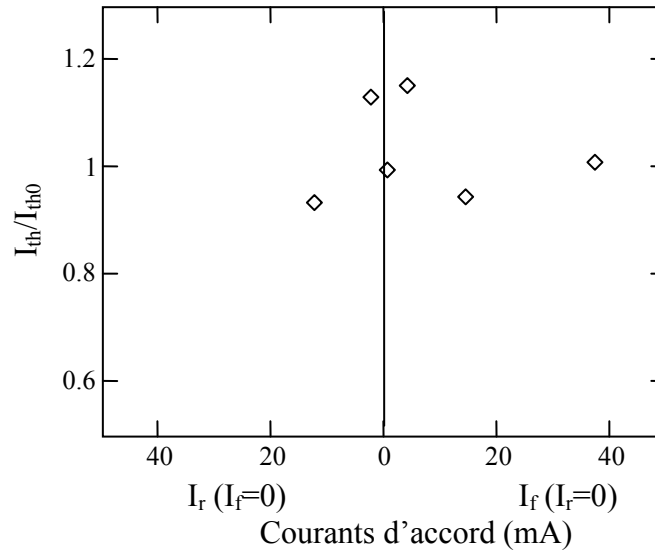


Figure 3.23 : Variation relative du courant seuil

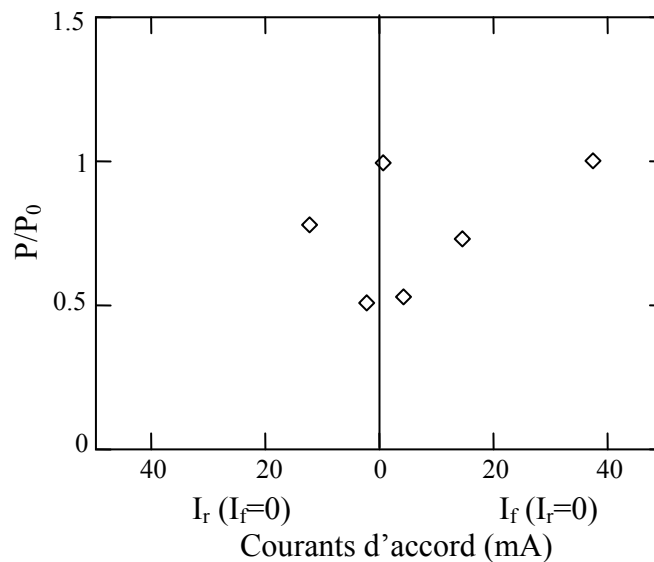


Figure 3.24 : Variation relative de la puissance émise.

Nous obtenons une accordabilité discontinue de l'ordre de 60 nm avec un taux de suppression des modes latéraux supérieur à 35 dB. Durant l'accord, les caractéristiques du laser varient, on note une variation relative maximale du gain au seuil de 14 %, celle du courant seuil est de 15,5 % et celle de la puissance est de 49 %. Ces variations sont faibles comparées à celles du laser SG-DBR et ceci à cause de la réflectivité qui est plus uniforme (fig.3.19). Une stabilité meilleure des caractéristiques peut être obtenue en optimisant les paramètres du réflecteur SSG-DBR. Dans notre cas, nous avons considéré des sections à pas constant de même longueur dans une période du SSG-DBR, une meilleure optimisation

peut être obtenue en considérant des sections de longueurs différentes, mais ceci nécessite l'utilisation de méthodes d'optimisation complexes telles que les méthodes génétiques.

3.5. Le laser accordable GCSR [56-60]

3.5.1. Description

Le laser accordable GCSR (Grating assisted codirectional Coupler with rear Sampled Reflector) est constitué de quatre sections: une section active, un coupleur directionnel GADC, une section pour le contrôle de la phase et un réflecteur SSG-DBR. Les quatre sections sont isolées électriquement.

La lumière générée et amplifiée dans la section active est couplée sélectivement du guide inférieur vers le guide supérieur dans le coupleur, ensuite elle est réfléchiée par le réflecteur SSG-DBR.

Ce composant associe la grande accordabilité du coupleur GADC et la grande sélectivité du réflecteur SSG-DBR.

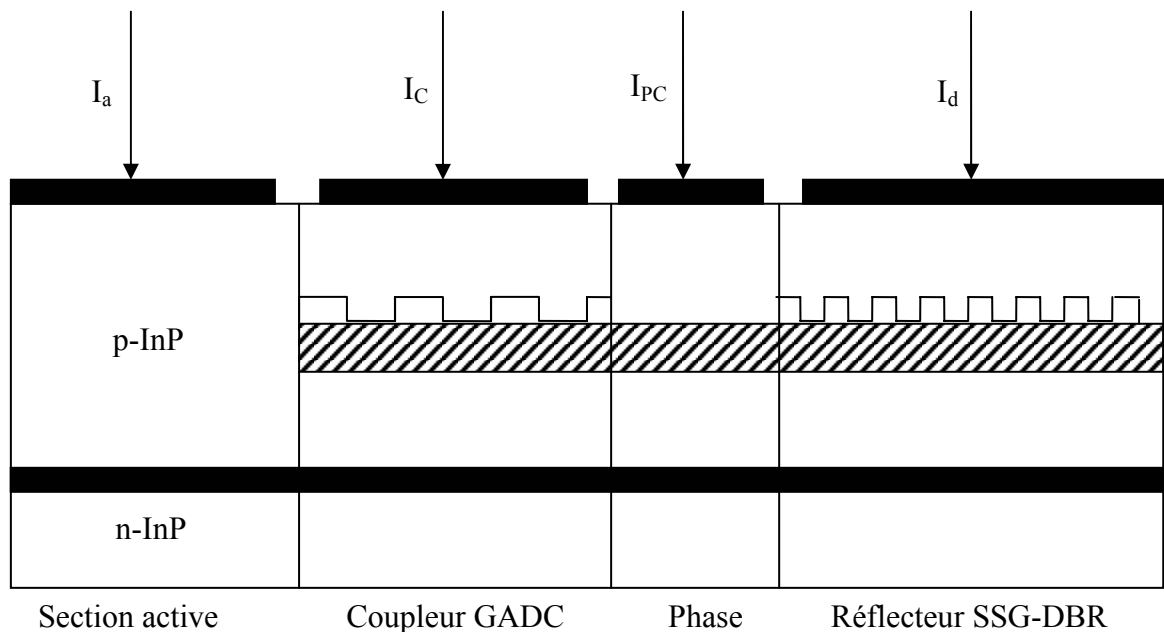


Figure 3.25 : Structure du laser GCSR

3.5.2. Sélection des modes et accordabilité

Le coupleur GADC sélectionne un pic du spectre de réflectivité du réflecteur SSG-DBR sur lequel va fonctionner le laser (fig.3.26).

On peut avoir deux types d'accordabilité :

- une accordabilité discontinue en faisant varier uniquement le courant du coupleur I_C , le courant du SSG-DBR étant maintenu nul. Le coupleur sélectionne les différents pics du spectre du SSG-DBR.
- une accordabilité quasi-continue en faisant varier le courant du SSG-DBR I_d tout en maintenant le courant I_C dans le coupleur constant et ceci pour différentes valeurs du courant I_C , ainsi le pic du SSG-DBR sélectionné par le coupleur se déplace d'où la longueur d'onde de fonctionnement du laser. Le courant de la section contrôle de phase sert à faire coïncider les modes Fabry-Perot de la cavité avec le pic du SSG-DBR sélectionné.

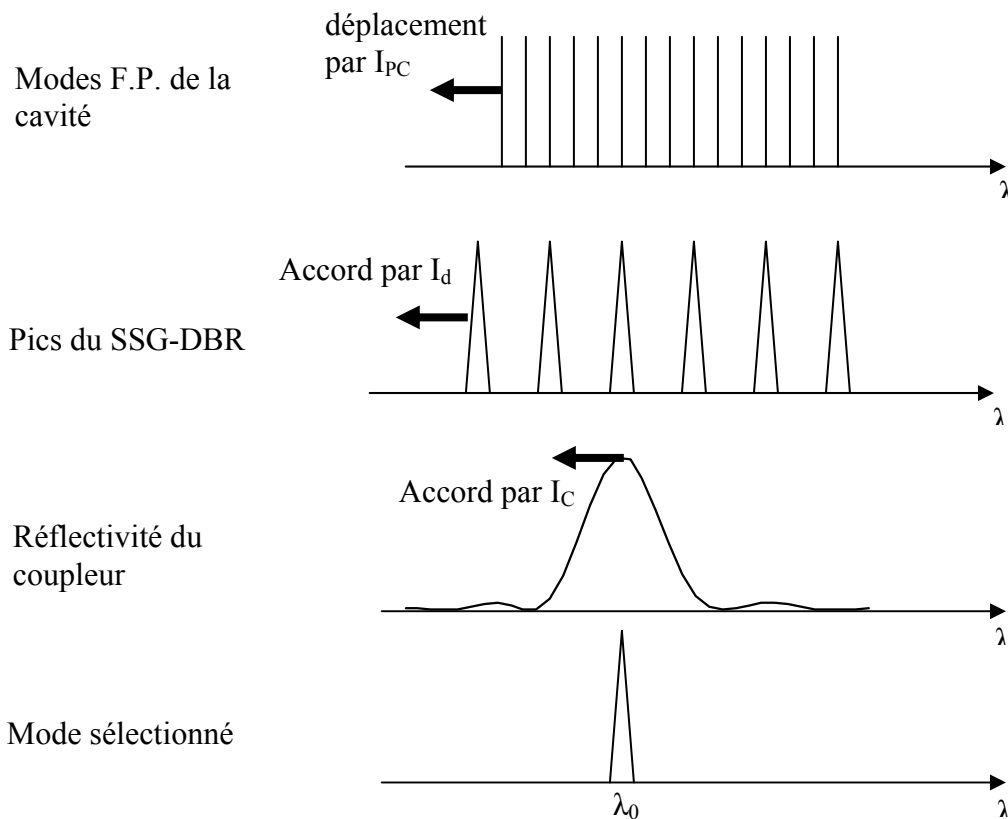


Figure 3.26 : Sélection des modes et accordabilité du laser GCSR

L'accordabilité du Laser GCSR est déterminée par l'accordabilité du filtre GADC, et son SMSR est déterminé par la sélectivité du filtre et la séparation entre les pics du SSG-DBR.

La séparation entre les pics du SSG-DBR doit être de quelques nm afin de pouvoir assurer une accordabilité quasi-continue. Et comme l'accordabilité et la sélectivité du filtre GADC

varient en sens inverse lorsque la longueur du filtre varie (paragraphe 2.5.4), on doit choisir une longueur de filtre qui assure un bon compromis entre ces deux paramètres. On peut atteindre ainsi une accordabilité de l'ordre de 100 nm avec un bon SMSR.

3.5.3. Théorie du modèle

Pour calculer les caractéristiques de cette structure, on peut la considérer comme une cavité limitée par une face clivée de réflectivité R_1 et une face de réflectivité $T(\lambda)^2.R(\lambda)$, $T(\lambda)$ étant la transmittivité du coupleur et $R(\lambda)$ est la réflectivité du SSG-DBR (le carré est du au fait que la lumière fait un aller retour dans le coupleur).

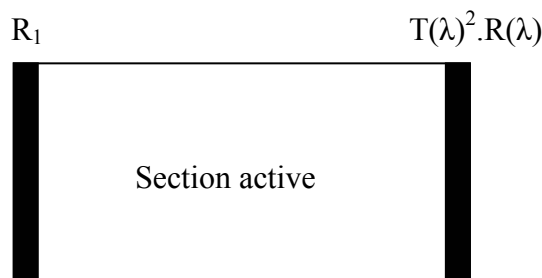


Figure 3.27 : Schéma équivalent du laser GCSR

Le gain seuil sera donné par :

$$g_{th} = \frac{1}{\Gamma_a} \left[\alpha_a + \frac{1}{2L_a} \text{Ln} \left(\frac{1}{R_1 R(\lambda) T(\lambda)^2} \right) \right] \quad (3.23)$$

Le courant seuil sera donné par :

$$I_{th} = q \cdot V_a (AN_{th} + BN_{th}^2 + CN_{th}^3) \quad (3.24)$$

avec :

$$N_{th} = \frac{g_{th}}{A_0} + N_t$$

La puissance optique émise est donnée par :

$$P = \frac{hc}{q \cdot \lambda} \eta_e (I_a - I_{th}) \quad (3.25)$$

3.5.4. Exemple de simulation

Pour déterminer les caractéristiques du laser accordable GCSR, nous avons développé le programme "LAS-GCSR" (appendice C) qui permet de déterminer :

- L'accordabilité $\lambda(I_c)$
- La variation du gain seuil et du courant seuil : $g_{th}(I_c)$ et $I_{th}(I_c)$
- La variation de la puissance optique $P(I_c)$

Les paramètres de la structure simulée sont regroupés dans le tableau 3.4 [60].

Le spectre de réflectivité du réflecteur SSG-DBR, en absence d'injection de courant, est représenté sur la figure 3.28.

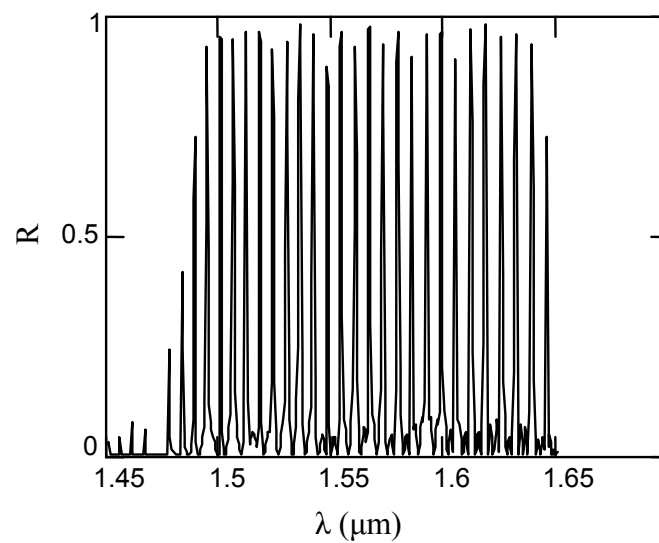


Figure 3.28 : Spectre de réflectivité du SSG-DBR

Tableau 3.4 : Paramètres de la structure GCSR simulée.

Paramètres	Symboles	Valeurs
<p><u>Section active :</u> indice de réfraction coefficient d'absorption coefficients de recombinaison coefficient de gain densité de porteurs à la transparence largeur de la couche active épaisseur de la couche active facteur de confinement rendement quantique interne longueur de la section active réflectivité de la face clivée</p>	n_a α_a A B C A_0 N_t w d Γ_a η_i L_a R_1	3,49 20 cm^{-1} 10^8 s^{-1} $8.10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$ $7,5.10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$ $2,5.10^{-16} \text{ cm}^2$ 10^{18} cm^{-3} $1,5 \mu\text{m}$ $0,15 \mu\text{m}$ 0,3 0,65 $300 \mu\text{m}$ 0,3
<p><u>Coupleur:</u> indices de réfraction des couches épaisseur du guide 1 épaisseur du guide 2 séparation entre les guides largeur du guide variation de l'indice de réfraction avec l'injection de porteurs longueur du coupleur pas du réseau de Bragg épaisseur du réseau de Bragg longueur d'onde centrale</p>	n_1 n_2 n_3 n_4 n_5 d_1 d_2 S w $\partial n/\partial N$ L_C Λ d_g λ	3,18 3,43 3,18 3,31 3,18 $0,34 \mu\text{m}$ $0,2 \mu\text{m}$ $0,9 \mu\text{m}$ $1,5 \mu\text{m}$ -6.10^{-21} cm^3 $500 \mu\text{m}$ $17 \mu\text{m}$ $0,05 \mu\text{m}$ $1,605 \mu\text{m}$
<p><u>Réflecteur SSG-DBR :</u> indices de réfraction du guide facteur de confinement largeur du guide épaisseur du guide longueur de la section SSG-DBR pas initial du réseau de Bragg pas final du réseau de Bragg épaisseur du réseau de Bragg période du SSG-DBR nombre de sections à pas constant dans une période</p>	n_1 n_2 Γ_d w D L_d Λ_a Λ_b d_g Λ N	3,18 3,43 0,6 $1,5 \mu\text{m}$ $0,34 \mu\text{m}$ $600 \mu\text{m}$ $0,228 \mu\text{m}$ $0,248 \mu\text{m}$ $0,05 \mu\text{m}$ $60 \mu\text{m}$ 5

La variation de la longueur d'onde en fonction du courant du coupleur I_C est représentée sur la figure 3.29. On obtient une accordabilité discontinue de l'ordre de 105 nm, les paliers sont séparés d'une valeur de 6 nm correspondant à la séparation entre les pics du SSG-DBR.

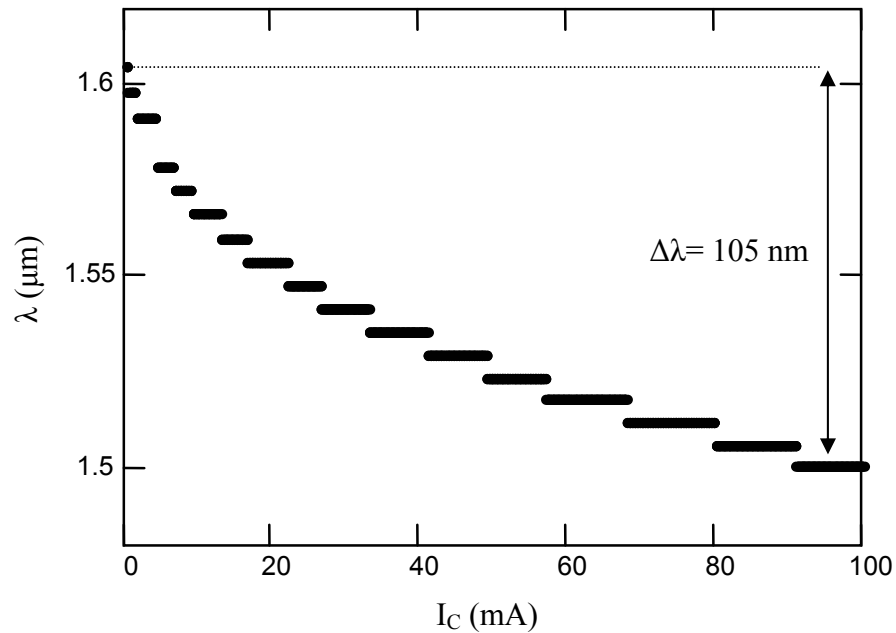


Figure 3.29 : Variation de la longueur d'onde avec le courant du coupleur

Les variations du taux de suppression des modes latéraux, du gain au seuil, du courant seuil et de la puissance émise, pour un courant dans la zone active $I_a = 25$ mA, sont représentées respectivement sur les figures 3.30-3.33.

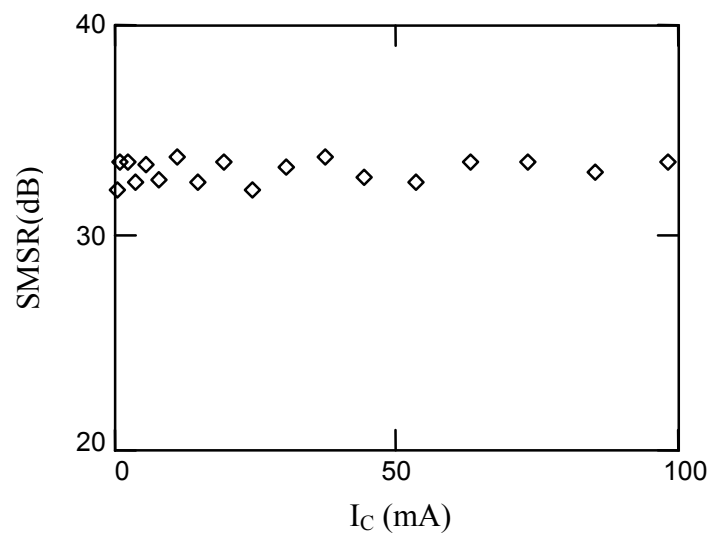


Figure 3.30 : Variation du SMSR avec le courant du coupleur

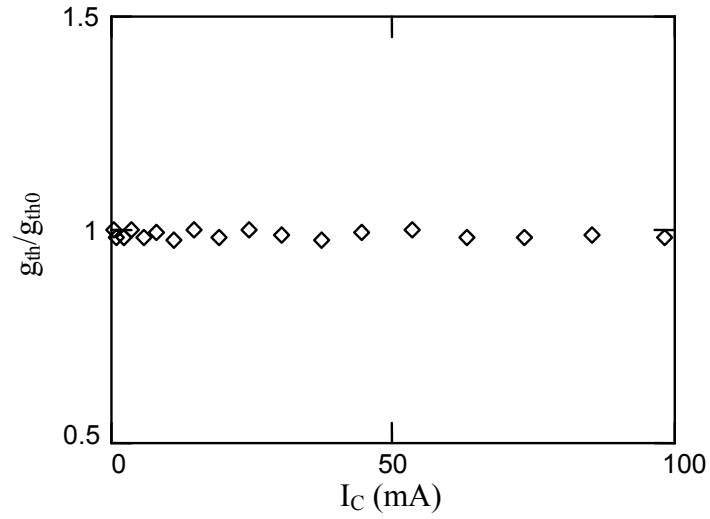


Figure 3.31 : Variation relative du gain seuil avec le courant du coupleur

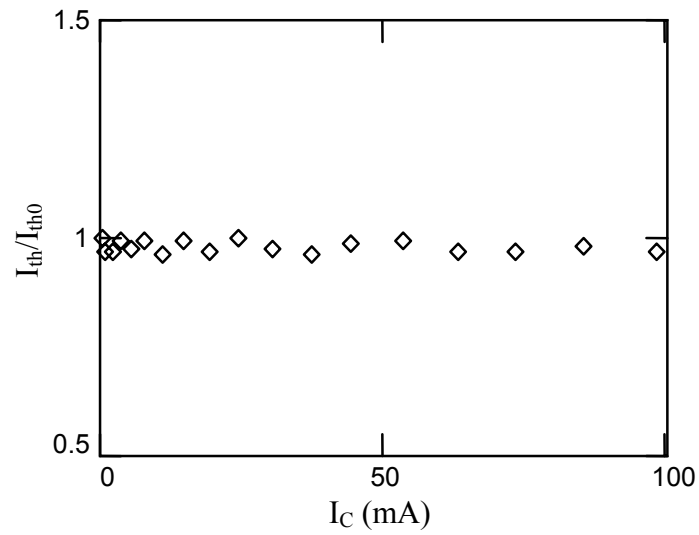


Figure 3.32 : Variation relative du courant seuil avec le courant du coupleur

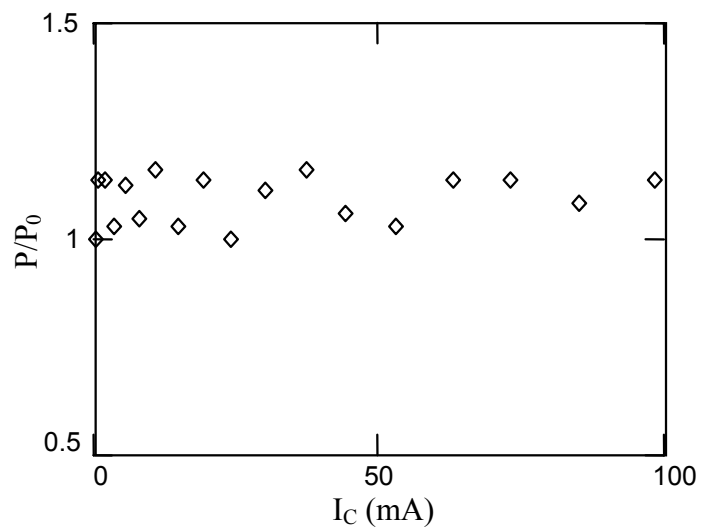


Figure 3.33 : Variation relative de la puissance optique avec le courant du coupleur

Nous constatons que la sélectivité est bonne ($\text{SMSR} > 30 \text{ dB}$) et que les variations des caractéristiques du laser durant l'accord sont faibles ($\Delta g_{\text{th}}/g_{\text{th}} = 3\%$, $\Delta I_{\text{th}}/I_{\text{th}} = 4\%$, $\Delta P/P = 16\%$).

On peut obtenir une accordabilité quasi-continue en faisant varier le courant du réflecteur tout en maintenant le courant du coupleur constant. Sur la figure 3.34, nous avons représenté cette variation pour quelques valeurs du courant I_C .

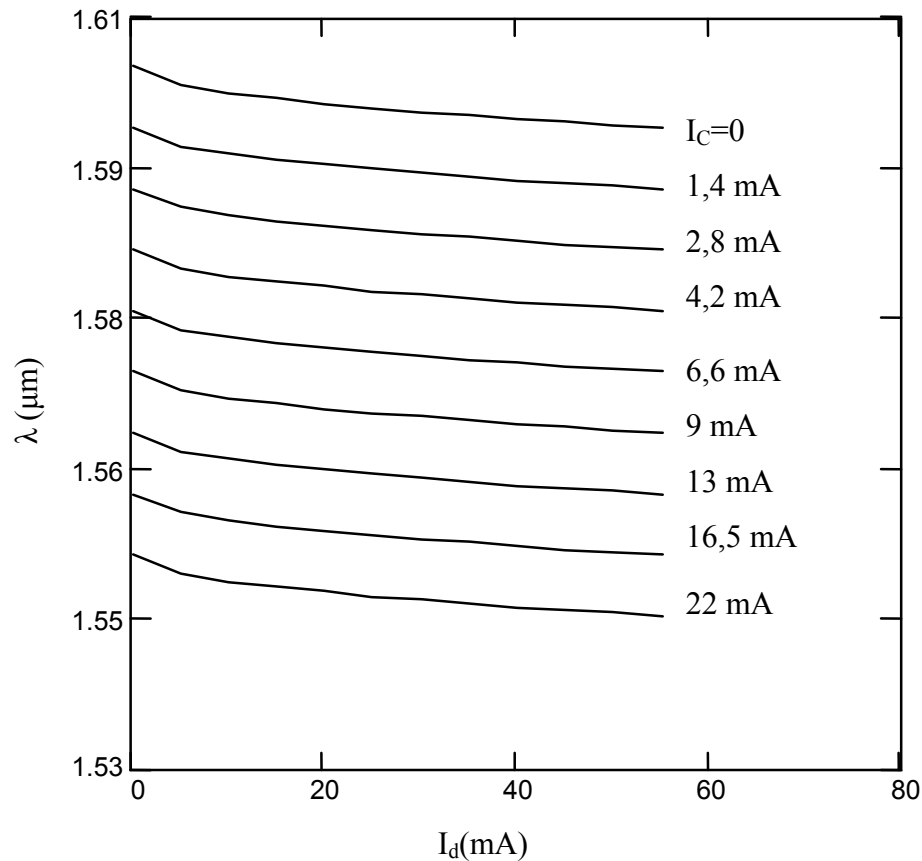


Figure 3.34 : Variation de la longueur d'onde avec le courant du réflecteur pour différents courants du coupleur

3.6. Etude comparative des différentes structures

Les caractéristiques typiques des diodes lasers accordables DBR sont comparées dans le tableau 3.5.

Les diodes laser DBR à trois sections présentent une accordabilité faible de l'ordre de quelques nm, due à la limitation de la variation de l'indice de réfraction, avec un SMSR acceptable. Cependant, on peut avoir une accordabilité continue avec un seul courant d'accord et leur fabrication est relativement simple.

Les lasers SG-DBR utilisent l'effet Vernier qui leur permet d'augmenter l'accordabilité (de l'ordre de 70 nm). La sélectivité est bonne, cependant leurs caractéristiques ne restent pas stables durant l'accord. Leur processus de fabrication est complexe et comporte plusieurs étapes et leur accord nécessite plusieurs courants.

Les lasers SSG-DBR présentent une accordabilité assez large de quelques dizaines de nm avec une bonne sélectivité et leurs caractéristiques varient peu durant l'accord, cependant l'optimisation et la réalisation du réseau SSG-DBR est difficile, leur processus de fabrication est complexe et comporte plusieurs étapes et leur accord nécessite plusieurs courants.

Le laser GCSR à coupleur vertical présente une accordabilité plus grande (de l'ordre de 100 nm) avec un bon SMSR et ses caractéristiques varient peu durant l'accord. Le processus de fabrication est complexe et son accord nécessite plusieurs courants.

De cette étude, on peut conclure que le laser GCSR est la structure qui présente les meilleures performances.

Tableau 3.5 : Comparaison des caractéristiques des diodes lasers accordables DBR

Structure	Accordabilité	SMSR	Stabilité des caractéristiques	Complexité du processus de fabrication	Courants d'accord
DBR 3 sections	Faible <10nm	≈ 30 dB	Moyenne	Faible	I_d, I_{pc}
SG-DBR	≈ 60 nm	> 30 dB	Faible	Moyenne	I_f, I_r, I_{pc}
SSG-DBR	≈ 60 nm	> 30 dB	Bonne	Grande	I_f, I_r, I_{pc}
GCSR	≈ 100 nm	> 30 dB	Bonne	Grande	I_c, I_d, I_{pc}

3.7. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié les différentes structures de lasers accordables DBR. Pour chaque structure, une description est présentée, le processus d'accord est décrit, un modèle théorique est proposé et un exemple de simulation est traité afin de valider le modèle théorique.

Enfin, de l'étude comparative des différentes structures, on peut conclure que la structure GCSR est celle qui présente les meilleures performances.

CONCLUSION GENERALE

Le but de ce travail était d'étudier les diodes lasers accordables DBR. Pour atteindre cet objectif, nous étions amenés à étudier les filtres optiques accordables et les coupleurs optiques qui constituent, avec les lasers accordables, des éléments clés dans les systèmes de télécommunication optiques WDM.

Nous avons tout d'abord étudié les filtres accordables DBR qui entrent dans la constitution des lasers accordables DBR et déterminent, en grande partie, leurs performances. Ainsi, les filtres à réflecteur DBR, les filtres à coupleur directionnel et les filtres à coupleur GADC ont été considérés et l'influence des paramètres structuraux sur leurs performances a été étudiée.

Nous avons montré les points suivants :

- les filtres à réflecteur DBR sont sélectifs, mais leur accordabilité est faible.
- les filtres SG-DBR présentent un spectre de réflectivité constitué de pics équidistants séparés d'une distance qui dépend de la période du réseau. L'amplitude des pics n'est pas uniforme.
- les filtres SSG-DBR présentent un spectre plus large et d'amplitude uniforme.
- pour les filtres à coupleur GADC, l'accordabilité et la sélectivité varient en sens inverse lorsque la longueur du filtre varie. Un compromis peut être atteint par un choix judicieux de la longueur.

Nous avons ensuite étudié les diodes laser accordables DBR.

Pour chaque structure, nous avons présenté un modèle théorique, sur la base duquel nous avons traité un exemple de simulation.

Les résultats obtenus montrent que :

- les lasers accordables DBR à trois sections présentent une accordabilité faible de quelques nm avec une bonne sélectivité.

- les lasers SG-DBR présentent une accordabilité plus large de quelques dizaines de nm avec un bon SMSR, cependant les caractéristiques du laser ne restent pas stables durant l'accord.
- les lasers SSG-DBR présentent une accordabilité large (quelques dizaines de nm) avec des caractéristiques plus stables durant l'accord.
- les lasers accordables à coupleur vertical GCSR présentent une accordabilité encore plus large (de l'ordre de 100 nm) avec un bon SMSR et leurs caractéristiques varient peu durant l'accord.

Sur la base de ces résultats, qui sont comparables à ceux publiés dans la littérature, il apparaît que le laser GCSR est la structure la plus performante.

Dans ce travail, nous avons mis au point les outils nécessaires à l'étude et à la simulation des diodes lasers accordables DBR, ce qui permettra d'optimiser les structures existantes et de concevoir de nouvelles structures innovantes.

Dans cette étude, nous n'avons pas considéré les pertes par absorption dans les réseaux DBR et les pertes de couplage entre les sections. Une étude plus poussée doit en tenir compte.

L'originalité de ce travail réside dans le fait que la dispersion a été prise en compte dans les calculs et ceci après avoir démontré qu'elle n'était pas négligeable.

Dans cette étude, nous avons considéré le comportement du laser en régime statique. L'étape suivante sera de considérer le régime dynamique et d'étudier le temps de commutation, c'est-à-dire le passage d'un mode à un autre, ce qui constitue un paramètre très important dans les transmissions optiques par paquets [61-65].

Enfin, nous estimons que ce mémoire présente l'état de l'art dans le domaine des filtres et des lasers accordables DBR et peut constituer une référence pour les chercheurs intéressés par ce domaine. Il permettra, en principe, à l'utilisateur de faire un choix judicieux de la structure qui convient le mieux à son application.

APPENDICE A
LISTE DES SYMBOLES ET DES ABREVIATIONS

A	: coefficient de recombinaisons SHR
A_0	: coefficient de gain
B	: coefficient de recombinaison radiative
BC , BV	: bande de conduction, bande de valence
B_{12}	: probabilité de transition de l'émission stimulée
C	: coefficient de recombinaisons Auger
CMT	: coupled mode theory
DBR	: diffracted Bragg reflector
E	: champ électrique
E_c , E_v	: energie du minimum de la BC, energie du maximum de la BV
E_g	: largeur de la bande interdite
E_1 , E_2	: niveaux d'energie discrets
F	: facteur de dispersion
F_n , F_p	: pseudo niveaux de Fermi des electrons et des trous
F.P.	: Fabry-Perot
GADC	: grating assisted directional coupler
GCSR	: grating assisted codirectional coupler with rear sampled reflector
I_a	: courant dans la zone active
I_d	: courant dans la zone DBR
I_{pc}	: courant dans la zone contrôle de phase
I_{th}	: courant de seuil
J_N , J_p	: densité de courant des électrons et des trous
K	: coefficient de couplage
L	: longueur du coupleur
L_a	: longueur de la zone active
L_c	: longueur de couplage
L_d	: longueur de la zone DBR

L_p	: longueur de la zone de phase
N	: concentration des électrons injectés
N_t	: concentration d'électrons à la transparence
P	: puissance optique
R_a	: taux de recombinaison Auger
R_{SHR}	: taux de recombinaison SHR
R_{sp}	: taux de recombinaison spontanée
R_1, R_2	: réflectivités des miroirs
S	: séparation entre les guides du coupleur
SG	: sampled grating
$SMSR$: side mode suppression rate
SSG	: super structure grating
TMM	: transfer matrix method
W	: largeur du composant
WDM	: wavelength division multiplexing
c	: vitesse de la lumière
d_g	: épaisseur du grating
d_i	: épaisseur des couches
f_c, f_v	: fonctions de Fermi dans la bande de conduction et dans la bande de valence
g	: gain optique
g_{max}	: gain maximum
g_{th}	: gain seuil
h	: constante de Planck
k_0	: vecteur d'onde dans le vide
n_i	: indices de réfraction des couches
n_{eff}	: indice effectif
q	: charge de l'électron
r_1, r_2	: coefficients de réflexion des miroirs
$\Delta\lambda$: accordabilité
$\Delta\lambda_{1/2}$: largeur de bande
Γ	: facteur de confinement
Λ	: pas du réseau
Λ_r, Λ_f	: pas des réseaux DBR arrière et avant
α_i	: coefficient d'absorption

- β : constante de propagation
- η_e, η_i : rendement externe, rendement interne
- λ : longueur d'onde
- λ_f, λ_r : espacement entre les pics du spectre de réflectivité des réseaux DBR avant et arrière
- ν : fréquence du photon
- ρ_c, ρ_v : densités d'états dans la bande de conduction et de valence

APPENDICE B

TECHNIQUES DE FABRICATION

Les étapes les plus importantes dans la réalisation des diodes lasers accordables DBR sont l'étape de croissance des couches et l'étape de réalisation du réseau DBR, les autres étapes sont les étapes classiques utilisées en microélectronique.

1. Matériaux

Les composants pour l'optoélectronique nécessitent des matériaux spécifiques. Il faut pouvoir d'une part les choisir en fonction du gap désiré puisque cela déterminera approximativement la longueur d'onde d'émission. Il faut également choisir des matériaux à gap direct, sans quoi les recombinaisons de porteurs ne seront pas radiatives. Pour les lasers à 1,55 μm en particulier, le matériau clé est un alliage d'InGaAsP.

2. Hétérostructures et puits quantiques

Deux techniques épitaxiales peuvent être utilisées pour la fabrication de la double hétérostructure :

- Epitaxie par Jets Moléculaires Sources Gaz « EJMSG » ; cette technique est réalisée sous enceinte à ultra-vide (pression $< 10^{-10}$ torr). Elle consiste à envoyer un flux atomique ou moléculaire sous forme d'un gaz (matériaux évaporés), vers un substrat chauffé à $\approx 500^\circ\text{C}$. Cette technique permet de très faibles vitesses de croissance (typiquement 1 $\mu\text{m}/\text{h}$), ce qui permet la réalisation de couches fines très uniformes en épaisseur (quelques mono-couches atomiques), et donc la destine plus particulièrement à la réalisation de puits quantiques.
- Epitaxie en Phase Vapeur par la méthode des Organo-Metalliques « EPVOM » : c'est la technique concurrente de l'épitaxie par jets moléculaires. La vitesse de croissance obtenue est d'environ 1 à 6 $\mu\text{m}/\text{h}$. Un avantage important de cette technique est d'obtenir des interfaces abruptes de l'ordre de quelques monocouches atomiques.

3. Réseaux de Bragg

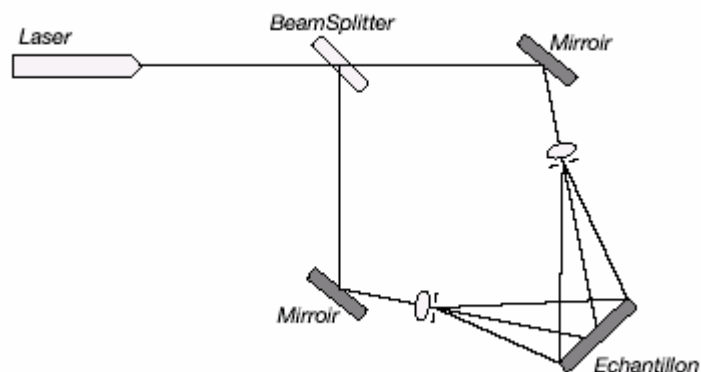
La réalisation de réseaux de Bragg de faibles pas nécessite des techniques de gravure originales. Les techniques de masquage ne permettent en effet pas d'obtenir des précisions intéressantes sur des distances courtes, à cause de la diffraction des rayons UV par le masque.

Il existe essentiellement deux techniques pour arriver à ce résultat :

- Ecriture Directe par Faisceau d'Electrons « EBL »
- Ecriture Laser Holographique.

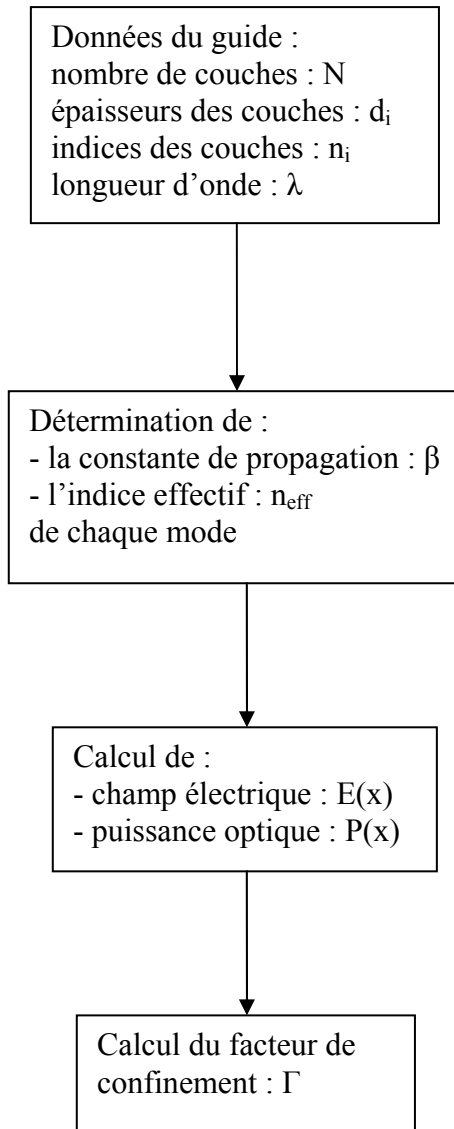
La technique EBL est une technique de photolithographie et se rapproche, dans le principe, des techniques de masquage classiques. Elle utilise un masque gravé par un faisceau d'électrons au pas du réseau. Par la suite, l'insolation est réalisée avec une lampe à courte longueur d'onde (220 nm).

La technique Holographique utilise un laser séparé en deux faisceaux par un beamsplitter. On fait interférer les deux faisceaux obtenus de façon à créer le motif de franges dans une résine. Après attaque chimique, le réseau peut être réalisé par des techniques classiques de gravure chimiques.

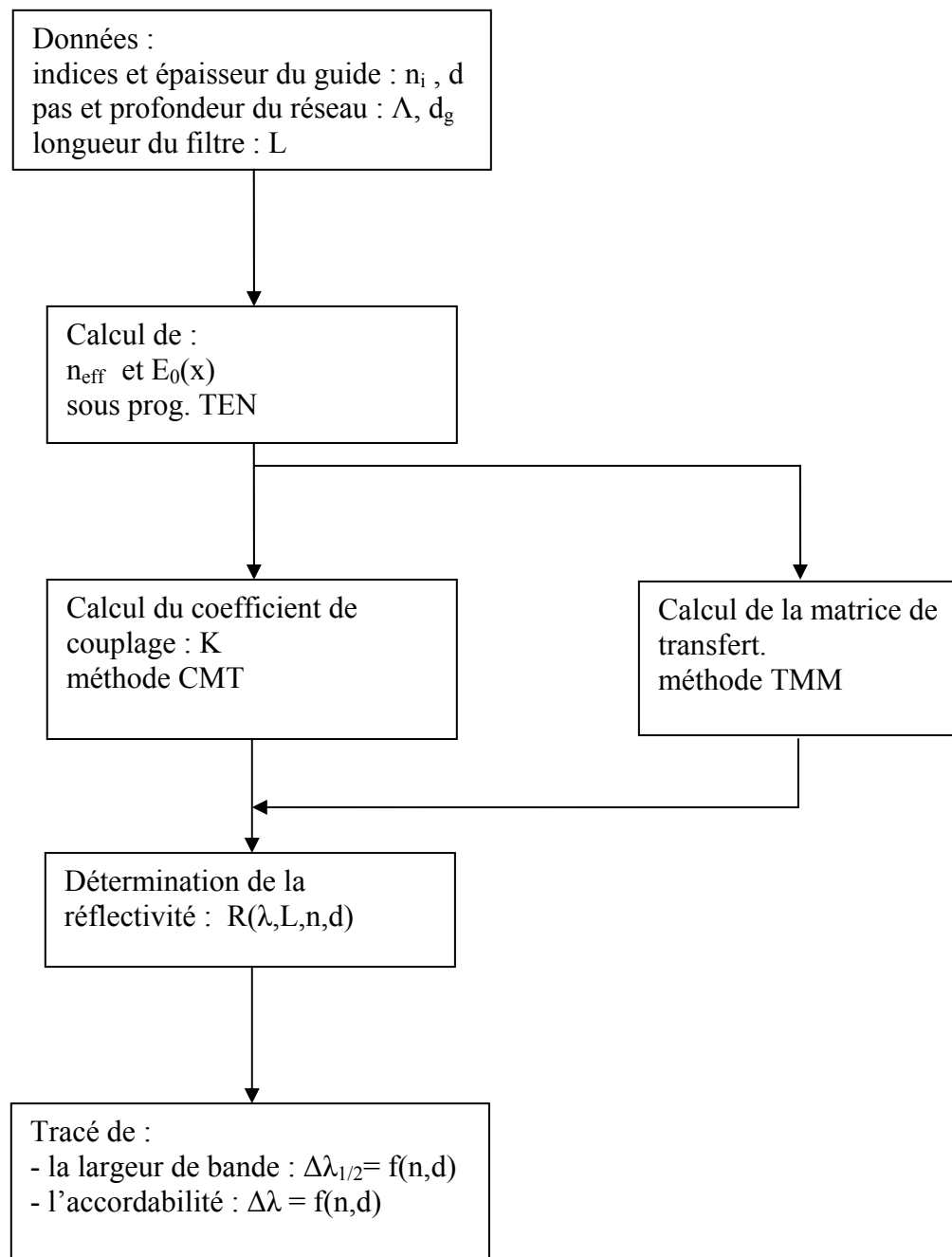


Inscription de DBR par une technique Holographique

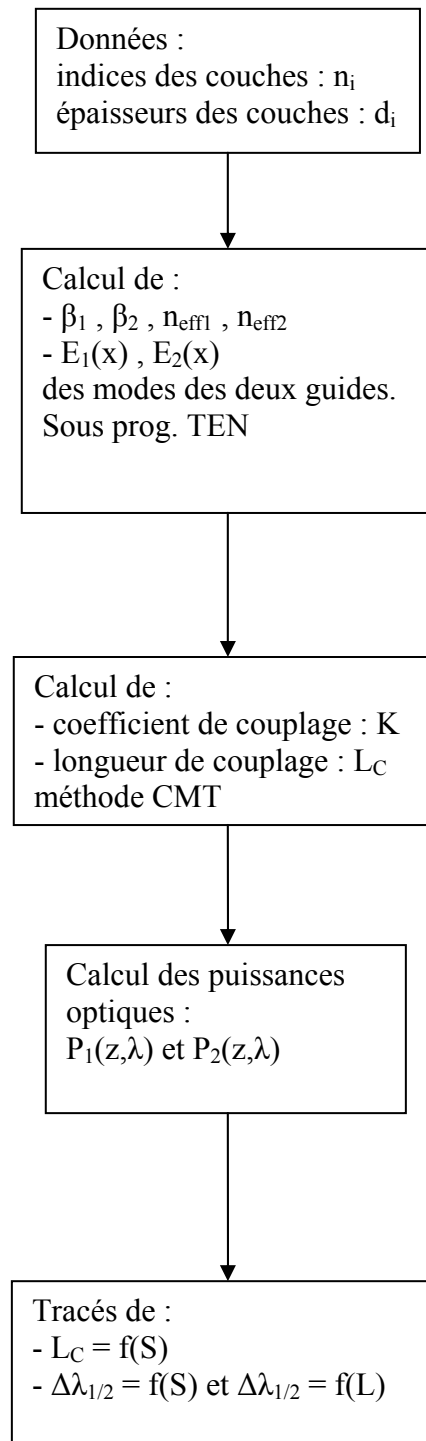
APPENDICE C
ORGANIGRAMMES



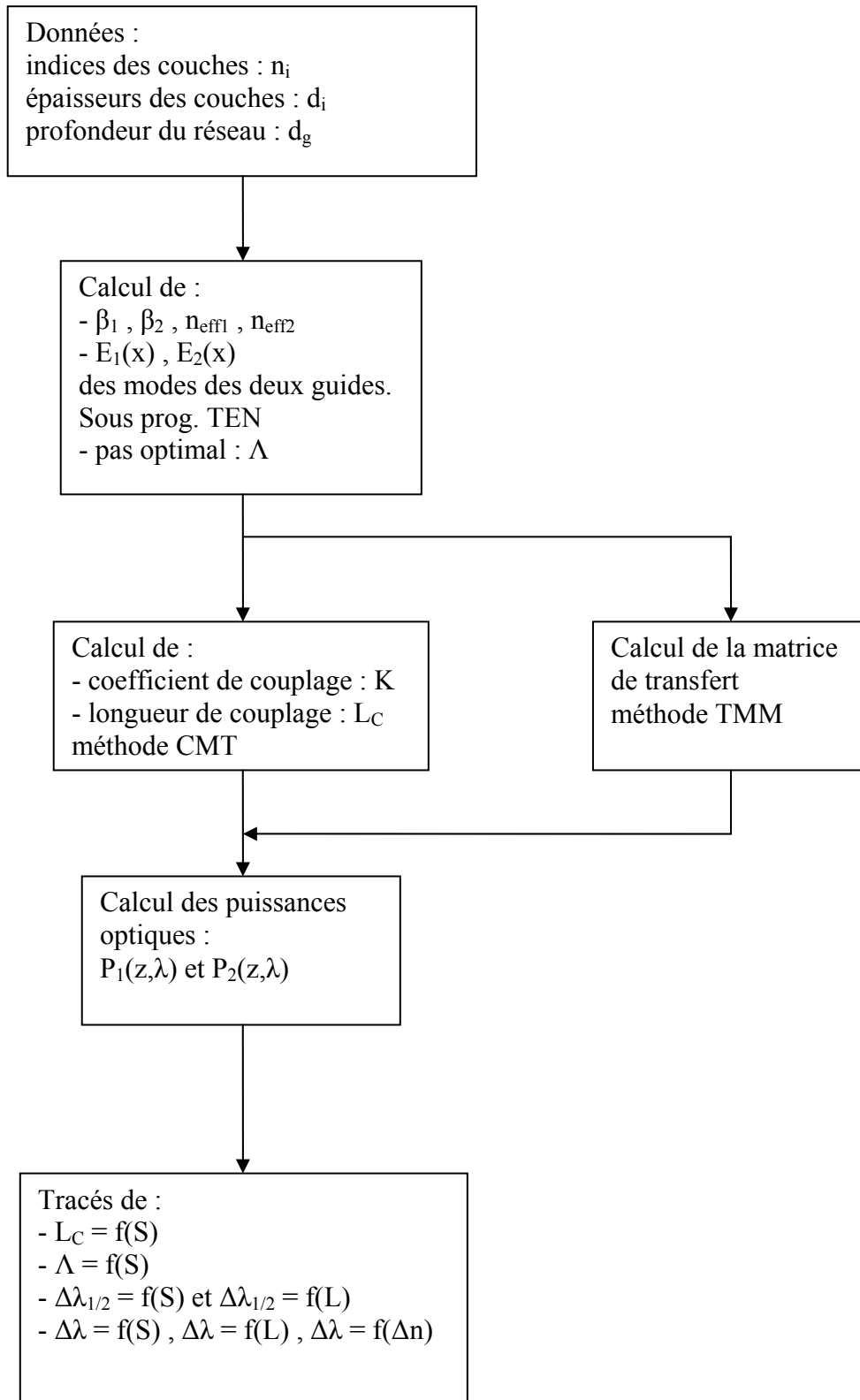
Organigramme du sous programme "TEN"



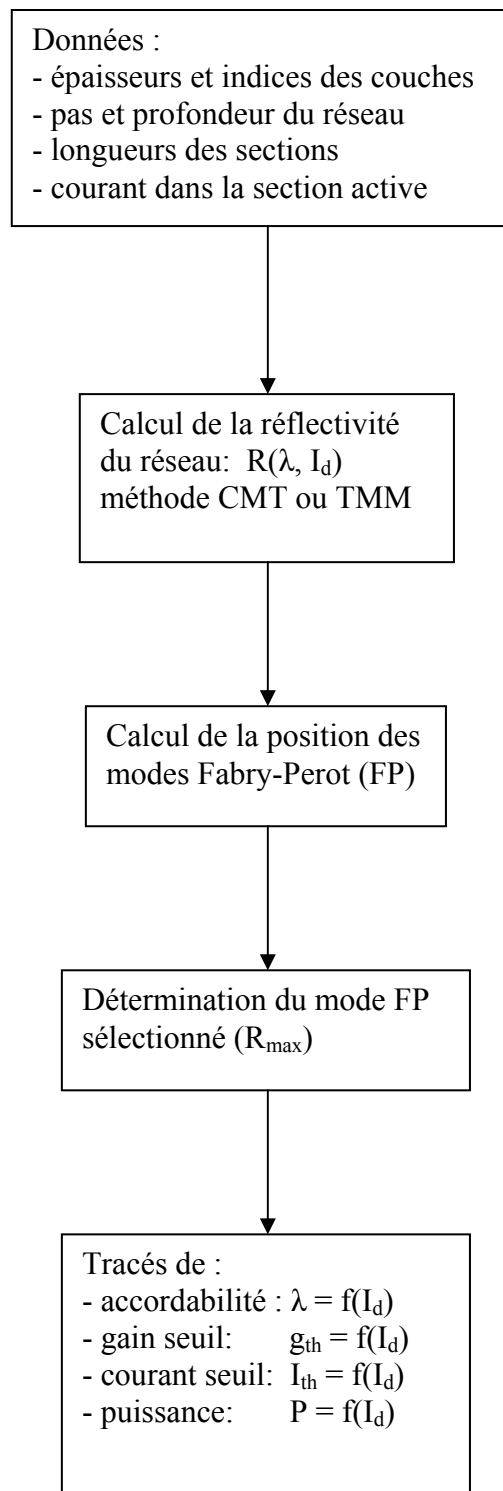
Organigramme du sous programme "Bragg"



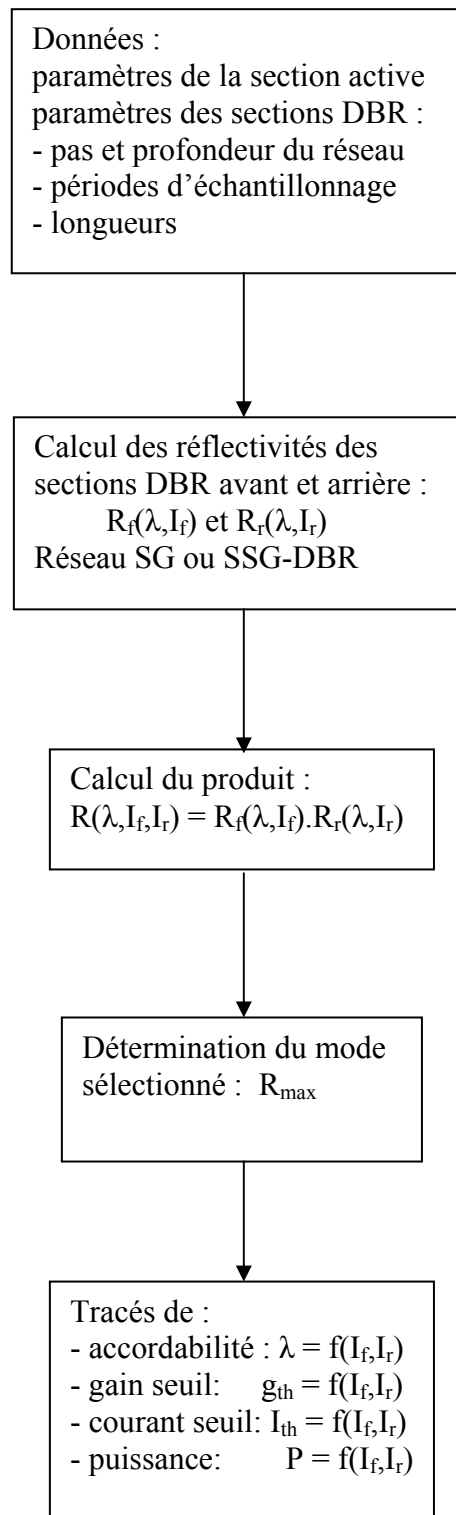
Organigramme du programme "Filtre"



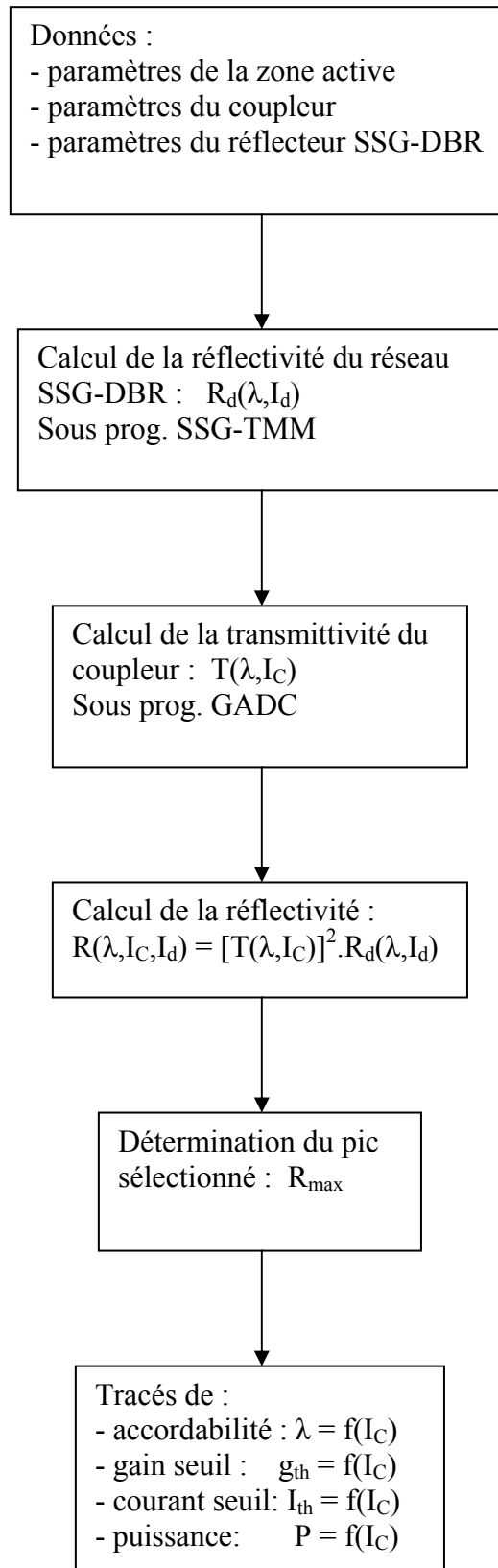
Organigramme du sous programme "GADC"



Organigramme du programme "LAS-DBR"



Organigramme des programmes "LAS-SG-DBR" et "LAS-SSG-DBR"



Organigramme du programme "LAS-GCSR"

REFERENCES

1. Kribich. K., "Developpement et fabrication par écriture laser de circuits optiques intégrés pour les télécommunications", PhD thesis, Université Montpellier II, (2002).
2. Tauchi. H, Ishikawa. H, "External grating tunable MQW laser with wide tuning range of 240 nm", Electronics Letters, vol. 26, (1990), 742-743.
3. Mikhael. M., "Caractérisation et modélisation des lasers accordables à DBR émettant autour de 1,55 μm . Etude des bruits d'amplitude et de largeur de raie", PhD thesis, Université Montpellier II, (2003).
4. Correc. P., "Tunability of multisection DFB lasers", IEEE J. Quantum Electronics, vol. 32, (1996), 972-980.
5. Kuznetsov. M., "Design of widely tunable semiconductor three-branch lasers", J. of Lightwave Technology, vol. 12, n°12, (1994), 2000-2006.
6. Dutting. K, Hildebrand. O., Idler. W., Schilling. M., "Analysis and simple tuning scheme of asymmetric y-lasers", IEEE J. of Quantum Electronics, vol. 30, n°3, (1994), 654-659.
7. Schmidt. B., Illek. S., Gessner. R., Amann. M.C., "Design and realization of a buried-heterostructure tunable-twin-guide laser diode with electrical blocking regions", IEEE J. of Quantum Electronics, vol. 35, n°5, (1999), 794-802.
8. Chang-Hasnain. C.J., "Tunable VCSEL", IEEE J. on Selected Topics in Quantum Electronics", vol. 6, n°6, (2000), 978-987.
9. Liu. B, Shakouri. A., Bowers. J.E., "Wide tunable double ring resonator coupled lasers", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 14, n°5, (2002), 600-602.
10. Nacer. S., "Conception et réalisation de diodes laser GaAlAs à ruban VSIS en vue de dispositifs optoélectroniques intégrés", Thèse de doctorat 3^o cycle, Université Paul Sabatier de Toulouse, (1985).
11. Casey. H.C., Panish. M.B., "Heterostructure lasers", Academic Press, (1978).
12. Jayaraman. V., Chuang. Z.M., Coldren. L.A., "Theory, design, and performance of extended tuning range semiconductor lasers with sampled gratings", IEEE J. of Quantum Electronics, vol.29, n°6, (1993), 1824-1834.

13. Weber. J.P., "Optimization of the carrier-induced effective index change in InGaAsP waveguides, application to tunable Bragg filters", IEEE J. of Quantum Electronics, vol.30, n°8, (1994), 1801-1816.
14. Bennett. B.R., Soref. R.A., Del Alamo. J.A., "Carrier induced change in refractive index of InP, GaAs, and InGaAsP", IEEE J. of Quantum Electronics, vol. 26, n°1, (1990), 113-122.
15. Marcuse. D., "Directional couplers made of nonidentical asymmetric slabs. Part I: synchronous couplers", J. of Lightwave Technology, vol. LT-5, n°1, (1987), 113-118.
16. Chi Wu, Rolland. C., Shepherd. F., Larocque.C, "InGaAsP/InP vertical directional coupler filter with optimally designed wavelength tunability", IEEE Photonics Technology Letters, vol.4, n°4, (1993), 457-459.
17. Chi Wu, Rolland. C., Puetz. N., Bruce. R., "A vertically coupled InGaAsP/InP directional coupler filter of ultranarrow bandwidth", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 3, n°6, (1991), 519-521.
18. Andrew M. Sarangan, "Integrated optics", Electro-optics graduate program, EOP-604, University of Dayton, (2003).
19. Dainese M., Swillo M., Wosinski L., Thylen L., "Directional coupler wavelength selective filter based on dispersive Bragg reflection waveguide", Opt. Commun., 260, (2006), 514-521.
20. Kim D-B., Park C-Y., Oh K-R., Kim H-M., Yoon T-H., "Design of narrow bandwidth grating assisted codirectional coupler filter and comparison to the experimental results", IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 9, n°11, (nov. 1997), 1505-1507.
21. Marcuse. D., "Directional couplers made of nonidentical asymmetric slabs, Part II: Grating-assisted couplers", J. of Lightwave Technology, vol. LT-5, n°2, (1987), 268-273.
22. Huang. W.P., Mao. Z.M., "Improved coupled-mode formulation based on composite modes for parallel grating-assisted codirectional couplers", IEEE J. of Quantum Electronics, vol. 29, n°11, (1993), 2805-2812.
23. Marcuse. D., "Radiation loss of grating assisted directional couplers", IEEE J. of Quantum Electronics, vol.26, n°4, (1990), 675-684.
24. Srivastava. S., Gupta. N., Saini. M., Sharma. E.K., "Power exchange in coupled optical waveguides", J. Opt. Commun., vol. 18, n°1, (1997), 5-9.
25. Little.B.E., "A variational coupled-mode theory including radiation loss for grating-assisted couplers," J. Lightwave Technol., vol. 14, (Feb.1996), 188-195.
26. Huang. W., and J. Hong, "Transfer matrix approach based on local normal modes for coupled waveguides with periodic perturbations," J. Lightwave Technol., vol. 10, (Oct.1992), 1367-1375.

27. N.H. Sun, N.H., Butler, J.K., Evans, G.A., Pang, L., and Congdon, P., "Analysis of grating-assisted directional couplers using the floquet-bloch theory," *J. Lightwave Technol.*, vol. 15, (1997), 2301-2314.
28. Huang, W.P., Haus, H.A., "Power exchange in grating-assisted couplers", *J. Lightwave Technol.*, vol. 7, n°6, (June 1989), 920-924.
29. Griffel, G., Yariv, A., "Frequency response and tunability of grating-assisted directional couplers", *IEEE J. of Quantum Electronics*, vol.27, n°5, (1991), 1115-1118.
30. Passaro V.M.N., Masanovic G.Z., "Design of SiON-based grating-assisted vertical directional couplers", *Optics Express*, vol. 14, n°3, (2006), 1055-1063.
31. Masanovic G.Z., Passaro V.M.N., Reed G.T., "Coupling to nanophotonic waveguides using a dual grating-assisted directional coupler", *IEE Proc. Optoelectron.*, vol.152, n°1, (2005), 41-48.
32. Butler J.K., Sun N-H., Evans G.A., Pang L., "Grating-assisted coupling of light between semiconductor and glass waveguides", *J. Lightwave Technol.*, vol.16, n°6, (1998), 1038-1048.
33. Nacer.S., Ferdjani, K., Aissat, A., "Etude du coupleur optique GADC", *Optique 06*, INPT, Rabat, (avr. 2006).
34. Nacer, S., Ferdjani, K., Aissat, A., "Etude des caractéristiques spectrales du coupleur optique GADC", *JFMMA 2007*, Fès-Maroc, (mars 2007).
35. Nacer, S., Aissat, A., Ferdjani, K., Bensebti, M., "Influence of dispersion on spectral characteristics of GADC optical filters", *Optical and Quantum Electronics journal*, vol.38(8), (June 2006), 701-710.
36. Amann, M.C., Buus, J., "Tunable laser diodes," *Artech house*, London, (1998).
37. Laroy R., "New concepts of wavelength tunable lasers diode for future telecommunications networks", *Ph.D.*, Université de Gent, (2006).
38. Bukkems H.G., "New approaches to widely tunable semiconductor lasers", *Ph.D.*, Université de Eindhoven, (2006).
39. Kotaki, Y., and Ishikawa, H., "Spectral characteristics of a three-section wavelength-tunable DBR Laser", *IEEE J.Quantum Electron.*, vol.25, n°6, (june 1989), 1340-1345.
40. Pan, X., Olesen, H., and Tromborg, B., "Theoretical model of multielectrode DBR Lasers", *IEEE J.Quantum Electron.*, vol.24, n°12, (dec. 1988), 2423-2432.
41. Caponio, N.P., Goano, M., Maio, I., "Analysis and design criteria of three-section DBR tunable Lasers", *IEEE J.Selec. Areas in comm.*, vol.8, n°6, (aug.1990), 1203-1213.

42. Murata. S., Mito. I., Kobayashi. K., "Tuning ranges for 1,5 μm wavelength tunable DBR Lasers ", *Electronics lett.*, vol.24 , n°10 , (may 1988), 577-579.
43. Nacer. S., "Modélisation d'une diode laser accordable DBR à trois sections", SSA2'99, Université de Blida, (1999).
44. Tsigopoulos. A., Spicopoulos.T., Orfanos. I., Pantelis. S., "Wavelength tuning analysis and spectral characteristics of three-section DBR lasers", *IEEE J.Quantum Electron.*,vol.28, n°2, (Feb.1992), 415-426.
45. Nacer. S., Arbouz. H., "Modélisation d'une diode laser accordable SG-DBR", 3° séminaire national sur les lasers et ses applications, CDTA-Alger, (sept. 2003).
46. Jayaraman.V., Heimbuch. M.E., Coldren. L.A. and DenBaars. S.P., "Widely tunable continuous-wave InGaAsP/InP sampled grating lasers", *Electronics Letters*, vol.30, n°18, (sept. 1994), 1492-1494.
47. Jayaraman. V., Mathur. A., Coldren. L.A., Dapkus. P.D., "Extended tuning range in sampled grating DBR lasers", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, n°5, (may 1993), 103-105.
48. Ishii. H., Tanobe. H., Kano. F., Tohmori. Y., Kondo. Y. And Yoshikuni. Y., "Quasicontinuous wavelength tuning in super structure grating (SSG) DBR lasers ", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 32, n° .3, (march 1996), 433-441.
49. Oberg. M., Rigole. P.J., Nilsson. S., "Complete single mode wavelength coverage over 40 nm with a super structure grating DBR Laser ", *J. Lightwave Tech.*, vol.13, n°10, (october 1995), 1892-1898.
50. Ishii. H., Tohmori. Y., Yoshikuni. Y., Tamamura. T., and Kondo. Y. "Multiple-phase shift super srtructure grating DBR lasers for broad wavelength tuning", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol.5, n°.6, (June 1993), 613-615.
51. Sarlet G., Morthier G., Baets R., "Control of widely tunable SSG-DBR lasers for dense wavelength division multtplexing", *J. Lightwave Tech.*, vol.18, n°8, (2000), 1128-1138.
52. Nacer. S., Arbouz. H., "Modélisation d'une diode laser accordable SSG-DBR", *Télécom. 2003*, Marrakech, (oct.2003).
53. Kano. F., Ishii. H., Tohmori. Y., Yoshikuni. Y., "Characteristics of super structure grating (SSG) DBR lasers under broad range wavelength tuning", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol.5, n°.6, (June 1993), 611-613.
54. Tohmori. Y., Yoshikuni. Y., Ishii. H., Kano. F., Tamamura. T., Kondo. Y., Yamamoto. M., "Broad-range wavelength-tunable superstructure grating (SSG) DBR lasers", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 29, n°.6, (June 1993), 1817-1823.
55. Ishii H., Kano F., Yoshikuni Y., Yasaka H., "Mode stabilisation method for superstructure grating DBR lasers", *J. Lightwave Tech.*, vol.13, (1998), 433-442.

56. Chuang. Z.M., Coldren. L.A., "Design of widely tunable semiconductor lasers using grating-assisted codirectional-coupler filters", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 29, n°4, (april 1993), 1071-1080.
57. Lavrova. O.A., Blumenthal. D.J., "Detailed transfer matrix method-based dynamic model for multisection widely tunable GCSR lasers", *J. Lightwave Tech.*, vol.18, n°9, (sept. 2000), 1274-1283.
58. Rigole. P.J., Nilsson. S., Backborn. L., Stalnacke. B., Berglind. E., Weber. J.P., Stoltz. B., "Quasi-continuous tuning range from 1560 to 1520 nm in a GCSR laser, with high power and low tuning currents", *Electronics Lett.*, vol. 32, n°25, (dec. 1996), 2352-2354.
59. Rigole. P.J., Nilsson. S., Backbom. L., Klinga. T., Wallin. J., Stalnacke. B., Berglind. E., Stoltz. B., "114 nm wavelength tuning range of a vertical grating assisted codirectional coupler laser with a super structure grating distributed Bragg reflector", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol.7, n°7, (July 1995), 697-699.
60. Rigole. P.J., Nilsson. S., Backbom. L., Klinga. T., Wallin. J., Stalnacke. B., Berglind. E., Stoltz. B., "Access to 20 evenly distributed wavelengths over 100 nm using only a single current tuning in a four-electrode monolithic semiconductor laser", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol.7, n°11, (nov. 1995), 1249-1251.
61. Moeyersoon B., "Dynamic aspects of advanced multi-section tunable semiconductor lasers", PhD., Université de Gent, (2005).
62. Buimovich E., Sadot D., "Physical limitation of tuning time and system considerations in implementing fast tuning of GCSR lasers", *J. Lightwave Tech.*, vol.22, (feb. 2004), 582-588.
63. Su y., Simsarian J.E., Zhang L., "Improving the switching performance of a wavelength tunable laser transmitter using a simple and effective driver circuit", *IEEE Photon. Tech. Lett.*, vol.7, n°16, (sept.2004), 2132-2134.
64. 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 J. on select. Areas in comm.*, vol. 18, n°10, (2000).
65. 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), 169-170.