

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

جامعة أبي بكر بلقايد - تلمسان -

Université Aboubakr Belkaïd – Tlemcen –

Faculté de TECHNOLOGIE



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du **diplôme de MASTER**

En : Electronique

Spécialité : Instrumentation

Par : GRAINE FALA & CHERIGUI FARAH

Sujet

**Conception à l'étude d'un laser accordable à base de
réseau de Bragg**

Soutenu publiquement, le : 26/06/ 2023, devant le jury composé de :

M^{me} Rahou Fatima Zohra

MCB

Univ. Tlemcen

Président

M^{me} HEDARA Rachida

MCA

Univ. Tlemcen

Encadreur

M^r Zougagh Nabil

MCB

Univ. Tlemcen

Examinateur

Année Universitaire : 2022-2023

Remerciement

*Tout d'abord, nous tenons à remercier **ALLAH** le tout puissant de nous avoir donné la santé, la volonté, le courage et la patience pour mener à terme notre formation et pourvoir réaliser ce travail de recherche.*

*Nous tenons à remercier, très sincèrement, le DR : **BRIXI.A**, responsable de la formation Master ELN, nous avons eu l'honneur et la chance de bénéficier de ses connaissances et compétences, de ses précieux conseils et de son suivi tout au long de notre parcours académique. Son sens élevé du devoir, nous vous remercie infiniment.*

*Nos remerciements s'adressent particulièrement au DR : **HEDARA.R**, pour son encadrement de qualité, sa motivation professionnelle, ses conseils et critiques constructives, ses corrections, sa gentillesse et sa patience ainsi pour le temps qu'il a consacré à la réalisation de ce travail.*

*Nos remerciements vont également aux les membres du jury qui nous ont fait l'honneur d'accepter de participer au jury de soutenance et d'évaluer la présente mémoire : la présidente **M^{me} : Rahou Fatima Zohra**, Enseignante à l'université de Tlemcen, et l'examineur **Mr Zougagh Nabil**, Enseignant à l'université Tlemcen.*

Ainsi nos enseignants, espérant que vous allez voir, dans ce manuscrit, les fruits du dévouement avec lequel vous avez fait preuve durant les enseignements que vous nous avez prodigué.

De peur d'en avoir oublié, nous souhaitons remercier tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à l'élaboration de ce mémoire ainsi qu'à la réussite de ce parcours universitaire.

Dédicace

Je dédie cet humble travail à ceux qui sont restés debout et ont passé leur vie pour que j'atteigne ce degré, à mes parents qui ont travaillé dur pour moi et ne m'ont pas oublié en priant pour moi, que allah les protège et prolonge leur vie. Et je dédie mon cher oncle mohamed qui m'a aidé dans tout et s'est tenu à mes côtés dans mon parcours académique, que allah le protège, et sa femme que j'aime beaucoup ma tante leila que allah la guérise et la protège, et à mes sœurs maghnia et saliha , mon frère wassini , mes neveux issam , ibrahim , ismail , younes , youcef , nadir ,et les époux de mes sœurs abdelghani et hichem et à tous ceux qui m'aiment et merci .

Cherigui Farah

Dédicace

Je dédie ce modeste travail A ce lui qui m'a entouré avec tous espoirs dans la vie A ce lui qui ne m'interdit pas à toutes choses dans ma vie et qu'il a patienté sans Lassitude ou ennui, A ce lui qui m'a donné la confiance depuis la juniore A ce lui qui me connais le sacrifice pour obtenir mes buts Et m'a donné plus d'amour pour passer les difficultés

A mon haut symbole de ma vie A la plus chère personne à mon cœur A toi mon père, l'être qui m'a soutenu financièrement et moralement pendant toute la durée de mes études Au symbole de la gentillesse et de l'espoir, A la source de lumière qui éclaire mon chemin et mon univers, ou symbole de l'amour et de la tendresse, à celle que j'adore à toi mon âme, à toi ma Mère A mes adorables sœurs : Mounia, Douaa,

A mes adorables frères : Hamza, Imad Eddine A ma grande famille : merci pour votre confiance.

A tous qui me participe les bons moments universitaires A tous ce qui je n'ai pas cité leurs noms ici, c'est à vous que je pense le plus A pour les personnes qui m'aidé moralement ou physiquement pour terminer ce travail Je dédie ce travail avec tout amour.

GRAINE Fala

Résumé

L'objectif de ce mémoire est d'étudier les réseaux de Bragg et de comprendre leur application dans le domaine de la télécommunication optique, et de caractériser les différents types de réseaux par la méthode des modes couplés. Au terme de ce travail, nous pouvons dire que les réseaux de Bragg sont le dernier outil important pour la réalisation d'éléments optiques.

Nous avons étudié les paramètres primordiaux qui traduisent le filtre de Bragg en un signal optique. Cela permet d'obtenir des sources monomodes flexibles en longueur d'onde lorsque l'on utilise des réseaux particuliers dans la mise en œuvre de nouvelles fonctionnalités. Nous avons augmenté la plage accordable du laser en utilisant un réseau de Bragg échantillonné, un type de réseau qui répond aux exigences des systèmes de télécommunication, tout en améliorant les performances des sources lumineuses existantes pour de nouvelles applications.

Mots-clés : Réseaux de Bragg, DBR, lasers, Fibres optique, Méthode des modes couplés

Abstract

The objective of this thesis is to study Bragg gratings and to understand their application in the field of optical telecommunications, and to characterize the different types of gratings by the method of coupled modes. At the end of this work, we can say that Bragg gratings are the last important tool for the realization of optical elements.

We have studied the primordial parameters which translate the Bragg filter into an optical signal. This makes it possible to obtain wavelength-flexible single-mode sources when using particular networks in the implementation of new functionalities. We have increased the tunable range of the laser by using a sampled Bragg grating, a type of grating that meets the requirements of telecommunication systems, while improving the performance of existing light sources for new applications.

Keywords: Bragg gratings, DBR, lasers, fiber optics, coupled mode method.

الملخص

الهدف من هذه الرسالة هو دراسة حواجز Bragg وفهم تطبيقاتها في مجال الاتصالات الضوئية، وتوصيف الأنواع المختلفة من حواجز Bragg بطريقة الأنماط المقترنة. في نهاية هذا العمل، يمكننا القول أن حواجز Bragg هي آخر أداة مهمة لتحقيق العناصر البصرية. لقد درسنا المعلمات الأولية التي تترجم مرشح Bragg إلى إشارة ضوئية. هذا يجعل من الممكن الحصول على مصادر أحادية النمط مرنة الطول الموجي عند استخدام شبكات معينة في تنفيذ وظائف جديدة. لقد قمنا بزيادة النطاق القابل للضبط لليزر باستخدام مقضب Bragg الذي تم اختباره، وهو نوع من الحواجز الشبكية التي تلبي متطلبات أنظمة الاتصالات، مع تحسين أداء مصادر الضوء الحالية للتطبيقات الجديدة.

الكلمات الرئيسية: حواجز Bragg، DBR، ليزر، ألياف بصرية، طريقة الوضع المقترن.

Table des matières

Introduction générale	1
CHAPITRE-I :	
Généralités sur les lasers	
I.1 Introduction.....	4
I.2 Historique.....	4
I.3 L'utilisation du laser.....	4
I.4 Généralités sur les lasers.....	5
I.5 Caractéristique de la lumière laser	7
I.5.1 Unidirectionnel.....	7
I.5.2 Monochromatique.....	8
I.5.3 Cohérente.....	8
I.6 Principe de base du laser.....	8
I.6.1 Le milieu amplificateur.....	8
I.6.2 Le pompage.....	9
I.6.3 La cavité.....	9
I.7 L'effet laser.....	9
I.7.1 Laser à gaz.....	10
I.7.2 Laser à colorant	11
I.7.3 Laser à solide	12
I.7.4 Laser à semi-conducteurs.....	12
I.7.4.1 Laser à homo jonction P-N.....	14
I.7.4.2 Laser à double hétérojonction (DH).....	15
I.7.5 Diode laser à émission latérale.....	16
I.7.6 Cavité fabry pérot.....	17
I.7.7 Laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL).....	19
I.7.7.1 Principe de fonctionnement.....	20
I.8 Caractéristiques des diodes lasers.....	21
I.8.1 Distribution spectrale du rayonnement.....	21
I.9 Définition d'une fibre optique.....	23
I.9.1 Les types de fibres optiques.....	24
I.9.1 Fibre optique multimode.....	24
I.9.1.1 Fibres multimode a saut d'indice.....	24

I.9.1.2 Fibre multimode a gradient d'indice.....	25
I.9.2 Fibre monomode.....	25
Conclusion.....	26

CHAPITRE- II **Étude générale de réseau de Bragg**

II.1 Introduction.....	28
II.2 Bref historique.....	28
II.3 Définition d'un réseau de Bragg.....	29
II.4 Différents types de réseaux de Bragg.....	30
II.4.1 Réseau de Bragg uniforme.....	30
II.4.2 Réseau de Bragg à pas variable ou « chirped ».....	31
II.4.3 Réseau de Bragg apodisé « gaussien ».....	32
II.4.4 Réseau de Bragg à saut de phase.....	33
II.4.5 Réseau de Bragg à traits inclinés «tilted».....	33
II.4.6 Réseau de Bragg échantillonné.....	34
II.5 Techniques de fabrication des réseaux de Bragg.....	34
II.5.1 Écriture des réseaux par la miroir de lioyd «division du front d'onde».....	35
II.5.2 Écriture des FBG par la méthode du masque de phase.....	36
II.5.3 Écriture par le procédé holographique transverse.....	37
II.5.4 Écriture des réseaux de Bragg point-par-point.....	38
II.5.5 Écriture de réseaux de Bragg par l'interféromètre de Sagnac.....	39
II.5.6 Écriture multiple réseaux de Bragg sur la fibre optique.....	41
II.5.7 Écriture par la méthode de laser "proche UV".....	42
II.5.8 Écriture par la méthode de laser F2.....	42
II.5.9 Écriture par la méthode de laser femtoseconde.....	43
II.5.10 Écriture par la méthode de laser CO2.....	44
II.6 Les caractéristique des réseaux de Bragg.....	45
II.7 L'application des réseaux de Bragg.....	45
II.7.1 Les filtres.....	45
II.7.2 Multiplexage et démultiplexage en longueur d'onde.....	46
II.7.3 Compensation de dispersion chromatique.....	48
Conclusion.....	48

CHAPITRE-III Modélisation de réseau de Bragg par la méthode de mode couplé

III.1 Introduction.....	50
III.2 Généralité sur les réseaux de Bragg.....	50
III.3 La théorie des modes couplés.....	53
III.3.1 Coefficient de réflexion d'un réseau de Bragg.....	56
III.3.2 Le coefficient de couplage.....	57
III.3.3 La réflectivité et la bande passante d'un miroir de Bragg.....	61
III.3.4 La différence d'indice de réfraction.....	63
III.3.5 Choix de matériau.....	65
III.3.6 La période de réseau(pas).....	66
III.3.7 Profondeur de réseau.....	68
III.3.8 Angle d'incidence.....	69
III.3.9 L'ordre d'interférence.....	71
III.3.10 Sensibilité du réseau de Bragg à la température.....	72
III.3.11 Sensibilité du réseau de Bragg à la pression hydrostatique.....	73
III.4 Laser à réflecteur de Bragg distribué (DBR).....	74
III.5 Le laser accordable à réseau échantillonné.....	75
III.5.1 Propriétés générales des réseau de Bragg échantillonnés.....	75
III.5.2 Effet de nombre de période sur la réflectivité.....	78
III.5.3 L'effet de rapport d'ouverture sur la réflectivité.....	79
III.5.4 Effet de coefficient de couplage sur la réflectivité.....	79
Conclusion.....	80
Conclusion générale.....	83
Références.....	85

Liste des figures

- Figure I.1 :** Emission d'absorption
- Figure I.2 :** Emission spontanée puis émission stimulée
- Figure I.3 :** Inversion de population par mécanisme de pompage
- Figure I.4 :** Schéma d'un laser au dioxyde de carbone à CO₂
- Figure I.5 :** Bandes d'énergie des semi-conducteurs à 0°k
- Figure I.6 :** Absorption et émission de lumière dans un semi-conducteur
- Figure I.7 :** Profils de bande : **a)** homo jonction à $v=0$, **b)** homo jonction à $v>0$
- Figure I.8 :** Structure d'une diode laser à double hétérojonction (DH)
- Figure I.9 :** Réflexions de la lumière dans la cavité fabry-pérot
- Figure I.10 :** Cavité confocale
- Figure I.11 :** Fréquences émises par le laser à cavité confocale
- Figure I.12 :** Schéma de principe d'une diode VCSEL
- Figure I.13 :** **a)** Vue générale d'un VCSEL à injection électrique **b)** cas du VCSEL à diaphragme d'oxyde enterré conduisant à un confinement transverse optimal.
- Figure I.14 :** Spectre d'émission d'une diode laser
- Figure I.15 :** Evolution du spectre d'émission d'une diode laser avec le courant de polarisation
- Figure I.16 :** Spectre de raies d'émission de la diode laser
- Figure I.17 :** Présentation d'une fibre optique
- Figure I.18 :** Fibre a saut d'indice
- Figure I.19 :** Fibre optique à gradient d'indice
- Figure I.20 :** Fibre optique monomode
- Figure II.1 :** Réseau de bragg
- Figure II.2 :** Structure d'un réseau de bragg , le spectre transmis et le spectre réfléchi
- Figure II.3 :** Réseau de bragg uniforme inscrit dans (a) une fibre optique, (b) un guide d'onde.
- Figure II.4 :** Réseau de bragg à pas variable « chirped »
- Figure II.5 :** Réseau de bragg « apodisés »
- Figure II.6 :** Réseau de bragg à saut de phase
- Figure II.7 :** Réseau de bragg « tilted »
- Figure II.8 :** Réseau de bragg échantillonné

- FigureII.9 :** Le montage interférométrique par miroir de lioyd
- FigureII.10 :** Inscription d'un réseau par la méthode du masque de phase
- FigureII.11 :** Inscription d'un réseau de Bragg par la méthode holographique
- FigureII.12 :** L'inscription d'un réseau dans la fibre optique point-à-point
- FigureII.13 :** Montage d'inscription des réseaux de Bragg par l'interféromètre de type sagnac
- FigureII.14 :** Montage d'inscription de multiples réseaux de Bragg
- FigureII.15 :** Filtres optiques
- FigureII.16 :** Multiplexeur optique à l'aide des réseaux de Bragg
- FigureII.17 :** Démultiplexeur optique à l'aide des réseaux de Bragg
- FigureII.18 :** Compensation de la dispersion chromatique basée sur le réseau de Bragg chirpé
- Figure III.1 :** (a) Schéma d'un réseau surfacique intégré dans un guide d'onde
(b) Le miroir de Bragg d'empilement de N couches.
- Figure III.2 :** Diffraction d'une onde dans un réseau photo inscrit
- Figure III.3 :** Couplage entre modes dans une fibre optique
- Figure III.4 :** Propagation des ondes dans un réseau de Bragg
- Figure III.5 :** Variation de la réflectivité maximal R_{max} et la transmission T_{min} à la longueur d'onde de Bragg en fonction du coefficient de couplage KL .
- Figure III.6 :** Spectre en réflexion d'un mémoire de Bragg pour un coefficient du couplage variable = (0.3,1,6,10)
- Figure III.7 :** Miroir de Bragg a empilement de couches diélectrique.
- Figure III.8 :** L'évolution de spectre en réflexion d'un mémoire de Bragg pour un nombre de périodes variable
- Figure III.9 :** L'évolution de spectre en réflexion d'un mémoire de Bragg pour la différence d'indice variable
- Figure III.10 :** L'évolution de réflectivité d'un mémoire de Bragg en fonction du nombre de couches, pour 4 systèmes de matériaux.
- Figure III.11 :** Réseau de Bragg uniforme ; a et Λ représentent respectivement la profondeur et la période du réseau
- Figure III.12 :** L'évolution de spectre de réflexion d'un miroir de Bragg pour un pas de réseau variable

- Figure III.13 :** L'évolution de spectre de réflexion d'un miroir de Bragg pour la profondeur de réseau variable
- Figure III.14 :** Influence de l'incidence du faisceau
- Figure III.15 :** L'évolution de spectre de réflexion d'un miroir de Bragg pour un angle d'incidence variable
- Figure III.16 :** L'évolution de spectre de réflexion d'un miroir de Bragg pour un nombre d'ordre variable.
- Figure III.17 :** Schéma d'un laser DBR à 2 sections (b) schéma d'un laser DBR à 3 sections
- Figure III.18 :** Schéma du laser SG-DRB à 4 sections
- Figure III.19 :** Réseau de Bragg échantillonné.
- Figure III.20 :** Phase (rad) d'un réseau de Bragg échantillonné
- Figure III.21 :** Spectre de réflexion d'un réseau de Bragg échantillonné en amplitude
- Figure III.22 :** L'évolution de spectre de réflexion d'un réseau de Bragg échantillonné pour un nombre de périodes d'échantillonnage variable ($m=5,10,5$)
- Figure III.23 :** L'évolution de spectre de réflexion d'un réseau de Bragg échantillonné pour un rapport d'ouverture variable (10%,15%,20%)
- Figure III.24 :** L'évolution de spectre de réflexion d'un réseau de Bragg échantillonné pour un coefficient de couplage variable

Liste des tableaux

Tableau I.1 : Différents types de laser

Tableau III.1 : Propriétés optiques de différents matériaux semi-conducteurs pour les réseaux de Bragg à 1,55 μm

Introduction générale

Introduction générale

Tous les jours, le domaine des télécommunications optiques subit des changements majeurs, en effet, cette branche de la science évolue sans cesse et très rapidement. La demande d'informations de toutes sortes, autant de la part des entreprises que des particuliers, pose de nouveaux défis aux concepteurs. Afin de pouvoir offrir un produit de qualité à cout raisonnable, il est nécessaire de développer de nouvelles techniques pour transmettre l'information, pour la recueillir ou tout simplement pour améliorer les performances du système. Les filtres sélectifs en longueurs d'onde que sont les réseaux de Bragg sont des composants clefs permettant la réalisation de plusieurs fonctions. Notamment, ils sont utilisés pour faire des stabilisateurs de diodes laser, des égalisateurs de gain, des miroirs pour les lasers à fibre, des compensateurs de dispersion chromatique, des filtres passe-bande, des multiplexeurs d'insertion-extraction, et les capteurs optiques de contrainte. Par ailleurs, tout comme pour l'électronique, ces composants optiques tendent à devenir de plus en plus compacts. L'optique intégrée offre la possibilité de rassembler plusieurs fonctions sur un même substrat. La miniaturisation des composants optiques est donc indubitablement reliée à l'optique intégrée.

Les réseaux de Bragg sur fibre ont fait l'objet d'un intense effort de recherche au cours de la dernière décennie. A l'origine, ils étaient principalement destinés aux applications en télécommunications optiques. Actuellement, après le développement de plusieurs composants à base de réseaux de Bragg, ils trouvent l'essentiel de leurs nouvelles applications dans le domaine des capteurs.

En termes simples, un réseau de Bragg fonctionne en réfléchissant un bande spectrale prédéterminée (large ou étroite) du faisceau lumineux tout en se laissant traverser par les autres bandes. Le réseau de Bragg est une variation périodique de son indice de réfraction au cours de la propagation dans le cœur de la fibre. Pour la caractérisation de ce réseau, la théorie des modes couplés est utilisée pour analyser la nature de propagation de la lumière dans la fibre perturbée. Pour résoudre les équations des modes couplés, un algorithme de calcul (Matlab) a été mis en œuvre en se basant sur la méthode des matrices de transfert.

Le but de notre travail est de faire une caractérisation du réseau de Bragg uniforme et particulier par l'outil Matlab.

Ce manuscrit est divisé en trois chapitres. Le **premier chapitre** est consacré aux généralités liées aux lasers et plus particulièrement aux lasers semi-conducteurs. Après une rapide présentation des fibres optiques.

Le **deuxième chapitre** va nous permettre de présenter une étude générale de réseau de Bragg et les différents types de réseau. Puis, nous présentons les différentes techniques de l'inscription de réseau de Bragg.

Le **troisième chapitre** est entièrement consacré à la modélisation de réseau de Bragg uniforme par la méthode des modes couples. Ainsi, dans la dernière partie, nous allons aborder la modélisation de réseau de Bragg échantillonné

Chapitre I

Généralités sur les lasers

I.1. Introduction

Peu d'innovations du siècle dernier ont autant changé notre quotidien que le laser. Aujourd'hui, les lasers (amplification de la lumière par l'émission stimulée) entrent dans le langage courant, les lasers sont utilisés dans de nombreuses applications en raison de leurs propriétés particulières [1-2].

L'un des avantages décisifs des lasers est la possibilité d'obtenir des émissions de rayonnement directionnel, monochromatique et cohérent : d'une part permet d'optimiser l'éclairage de la cible ou la concentration d'énergie, même sur de longues distances, et d'autre part simplifie l'optique associée et filtre plus efficacement les rayonnements parasites [3].

Après avoir rappelé les fondamentaux de la lumière laser, les phénomènes physiques contribuent à l'émission de la lumière laser, et les propriétés de cette lumière, nous décrirons les différents types de lasers : lasers à gaz CO₂, lasers à solide pompés par des diodes laser, et s'achève par les lasers à semiconducteur notamment les lasers homojonction , double hétérojonction et laser VCSEL.

I.2 Historique

En 1960, le physicien américain Theodore Maiman obtient pour la première fois une émission laser au moyen d'un cristal de rubis [4]. Un an plus tard, Ali Javan met au point un laser à gaz (hélium et néon) [5]. Dans les années 1960, les recherches se sont concentrées sur le pompage optique, notamment grâce à N. Blombergen et A. Kastler [6]. En 1962, R.N. Hall et al [7] ont démontré expérimentalement la faisabilité du laser dans un semi-conducteur en arséniure de gallium (GaAs). En 1966, Peter Sorokin a construit le premier laser à colorant [8].

I.3. L'utilisation du laser

Le rayonnement laser est utilisé dans de nombreuses applications [9-10] : dans nos salons et bureaux, il permet la lecture optique de supports CD et DVD à haute capacité de données ; dans les centres médicaux, les lasers sont utilisés pour l'ablation des tissus, la correction des défauts visuels tels que la myopie, le durcissement des amalgames dentaires, etc. ; dans l'industrie , Il permet la découpe des métaux, le nettoyage non destructif et non chimique des surfaces ; le rayonnement laser est également utilisé comme outil d'étalonnage, permettant des mesures précises à de longues distances sur les chantiers de construction.,

pour le spatial ou la recherche fondamentale ; au niveau militaire, les lasers se développent pour les missiles guidés et même comme armes directes [11]. Dans les laboratoires de recherche fondamentale, les lasers sont utilisés pour l'analyse et la modification de molécules et de matériaux. Il est également utilisé pour piéger des atomes dans des espaces confinés afin de comprendre les propriétés fondamentales de la matière [12]. Finalement, des lasers de plus en plus puissants ont été utilisés pour faciliter la fission nucléaire et même les processus de fusion [13]

I.4. Généralités sur les lasers

Un laser est constitué d'une cavité contenant de la matière sous forme solide ou gazeuse. Cette matière constitue le milieu actif. Celui-ci est enrichi en ions dans le cas solide, ou est ionisé stimulée. Pour peu qu'ils soient excités, ils amplifient la lumière qui les traverse.

Le fonctionnement de l'émission stimulée fait que pour un photon excitant un ion, il en ressort deux photons identiques au premier, ce qui donne ses propriétés de cohérence au laser (si au départ il y a un seul photon alors il sera amplifié jusqu'à donner un faisceau parfaitement cohérent).

La cavité est constituée de deux miroirs parallèles, l'un totalement réfléchissant et l'autre partiellement. La cavité est excitée par un courant électrique ou un autre laser. Ainsi, toute lumière naturellement présente à l'intérieur (bruit de la cavité) est amplifiée puis réfléchi entre les miroirs. A chaque passage, une partie de la lumière traversera le miroir partiellement réfléchissant.

Le fait que les deux miroirs soient parallèles fait qu'un rayon n'étant pas dans l'axe sera très vite expulsé par rebonds successifs. C'est ce qui rend le faisceau laser si fin. Dans le cas des lasers à fibre optique, ce sont les caractéristiques de la fibre, abordées plus loin, qui auront cet effet.

Les lasers sont classés selon le milieu excitable qu'ils utilisent. Il existe par exemple des lasers à gaz, à liquide ou à solide. Ces milieux sont un réservoir d'électrons qui peuvent être excités par une source d'énergie externe (comme une lampe, une réaction chimique, un courant électrique) qui permet de faire passer un ensemble d'électrons stables (état fondamental) d'un niveau E_1 à un niveau E_3 instable.

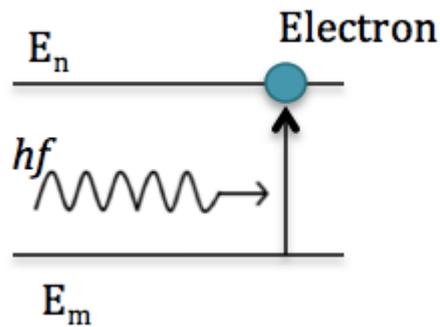


Figure I.1 : Emission d'Absorption [14]

Les électrons se trouvant à un niveau E_3 vont ensuite rapidement descendre à un niveau E_2 en émettant de manière spontanée un photon (soit une particule de lumière), ce dernier niveau représente un état stable, ou l'électron a une probabilité plus faible de redescendre d'un niveau.

Ce processus va permettre d'accumuler une plus grande quantité d'électrons dans le niveau E_2 .

Les électrons de ce deuxième niveau peuvent retourner au niveau fondamental E_1 , soit par émission spontanée d'un photon, soit par émission stimulée.

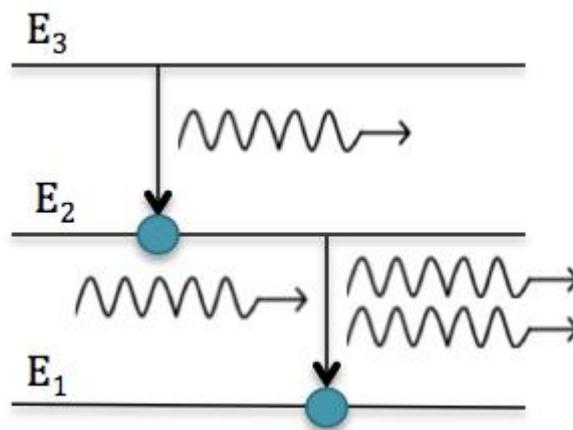


Figure I.2 : Emission spontanée puis émission stimulée [14]

L'émission stimulée ou émission induite, est le phénomène qui permet à un électron d'absorber un photon incident, qui va le désexciter vers un niveau d'énergie plus stable en émettant deux photons identiques (cohérents).

Les photons vont être réfléchis sur des miroirs, augmentant la probabilité de rencontre des électrons se trouvant en niveau E_2 avec des photons et produisant une émission stimulée. Ce processus va permettre d'obtenir un nombre exponentiel de photons identiques allant dans la même direction et donc d'amplifier un rayon lumineux, qui va alors passer par un trou entre les miroirs pour produire une puissance lumineuse .

Ce mécanisme d'amplification du rayonnement est possible si le nombre d'émissions stimulées est supérieur à celui des absorptions de photons. Pour que les électrons soient plus nombreux au niveau E_2 qu'au niveau E_1 , autrement dit, qu'il y ait plus d'électrons excités que d'électrons stables, il faut les « pomper » du niveau E_1 à E_3 en les excitant continuellement grâce à une source d'énergie externe. On appelle ce phénomène « inversion de population ».

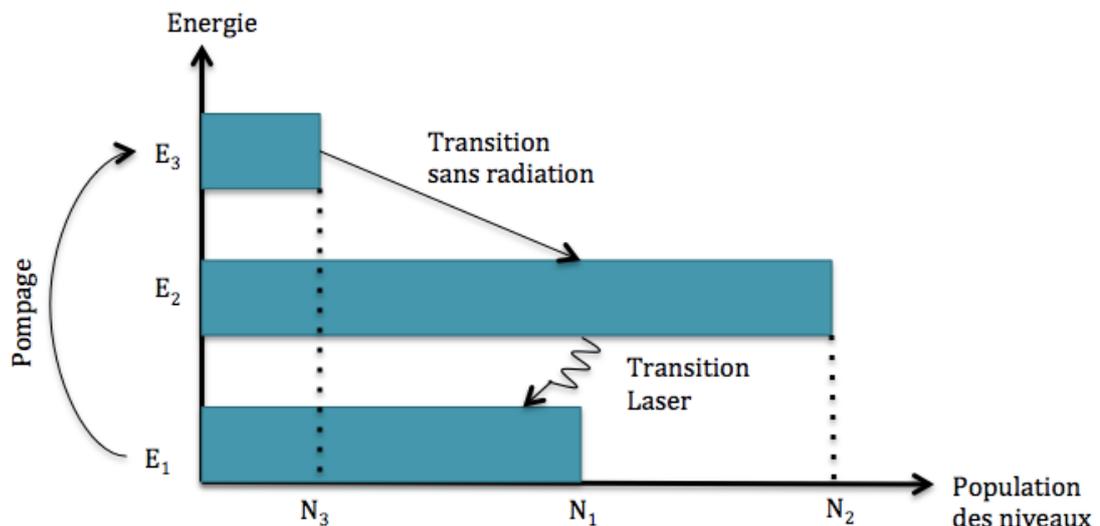


Figure I.3 : Inversion de population par mécanisme de pompage [15]

I.5. Caractéristique de la lumière laser

L'effet laser par l'émission stimulée produit une lumière très différente de la lumière ordinaire produite par les LED (diode émetteur), la lumière du soleil ou des ampoules. Cette lumière a différentes caractéristiques [16-17].

I.5.1. Unidirectionnel

Le faisceau se déplace dans la même direction. Cependant, il peut y avoir un faisceau qui se propage à travers d'un milieu, il diverge d'un arc causé par la diffraction, de sorte que le diamètre du faisceau peut augmenter jusqu'à un millimètre pour chaque mètre qu'il parcourt.

I.5.2. Monochromatique

Contrairement à la lumière du soleil ou à une ampoule à incandescence étant polychromatique (constituée de plusieurs longueurs d'onde), la lumière produite par un laser est constituée d'un seul rayon. Elle contient très peu de longueurs d'onde de fonctionnement laser.

I.5.3. Cohérente

La lumière produite par le laser n'interfère pas : les ondes lumineuses se sont tirées simultanément de la même façon : elles sont en phases. Ainsi, chaque photon qui le compose oscille de la même manière au même moment. La directivité du laser est également le résultat de sa cohérence.

I.6. Principes de base du laser

Un laser est un oscillateur optique basé sur l'amplification du signal optique, Elle procède par émission stimulée d'atomes médiateurs actifs [18]. Les lasers sont capables de produire de la lumière dans les micro-ondes, les infrarouges, les ultraviolets et même les rayons X.

Le fonctionnement d'un laser nécessite la coexistence de trois éléments essentiels [19] :

1. Un milieu amplificateur qui est formé d'électrons, d'atomes, molécules, ions ou cristaux de semi-conducteurs...
2. Le processus de pompage pour exciter ces électrons (atomes molécules, etc....).
3. Une cavité optique ou résonatrice qui permet un faisceau de lumière traversé plusieurs fois un milieu amplificateur.

I.6.1. Le milieu amplificateur

C'est un milieu actif, où se situe le gain optique, compensant les pertes par absorption, diffusion, réflexion, diffraction..., ce milieu constitué d'atomes, de molécules, d'ions ou d'électrons. Ce milieu a une structure de niveau d'énergie discrète appropriée capable de stocker l'énergie reçue de l'extérieur. Afin d'amplifier le rayonnement à travers un milieu atomique, la quantité d'émission stimulée par unité de temps doit être supérieure à la quantité absorbée. Il doit donc y avoir plus d'atomes dans le niveau excité E2 que dans le niveau fondamental E1 : $N_2 > N_1$: c'est l'inversion de population.

I.6.2. Le pompage

Pour l'émission stimulée, le niveau d'excitation doit être supérieur au niveau d'énergie fondamentale, nous disons que nous avons une inversion de population. L'inversion de population peut être obtenue par des dispositifs dits de « pompage » : les systèmes de pompage peuvent être de différents types : pompage optique (lampes flash, lampes à arc continu ou lampes tungstène, diodes laser ou autres lasers...), pompage électrique (tubes à gaz à décharge, courant électrique dans des semi-conducteurs ...) même chimique. Le pompage peut amener la plupart des particules dans un état excité (photo-excitation, décharge électrique, etc.). Les électrons s'accumulent alors au niveau métastable, qui est l'inversion de population. Ceci favorise l'émission stimulée, à chaque type de milieu amplificateur a associé le mode de pompage (optique, électrique ou chimique).

I.6.3. La cavité

Le milieu amplificateur est placé entre deux miroirs plans parallèles espacés de L . L'un des deux miroirs est partiellement transparent pour permettre à une partie de l'énergie du faisceau de sortir. Le tout n'est rien d'autre qu'un interféromètre de Fabry Pérot, or une onde se propageant dans la direction x ne peut avoir une amplitude significative que si elle s'interfère de manière constructive à chaque aller-retour.

I.7. L'effet laser.

LASER est un acronyme pour Light Amplification of Stimulated Emission Radiation. La première démonstration de l'effet laser date de 1960 par T.H MAIMAN (laser à rubis dopé Cr) [20]. Le laser est une source produisant une émission intense de la lumière monochromatique et cohérente, dont la longueur d'onde va, selon les types, du domaine de l'ultraviolet lointain (laser à excimère) au domaine de l'infrarouge (laser CO₂) [20]. Tous les types de laser comportent les deux éléments suivants :

- Un milieu amplificateur pour la lumière (amplification par émission stimulée).
- Une contre-réaction optique qui consiste à réinjecter une partie de la lumière dans l'amplificateur : un laser s'apparente donc à un oscillateur. La contre réaction optique est souvent obtenue en plaçant le milieu amplificateur dans une cavité optique (cavité de Fabry-Pérot) [20].

Les différents milieux amplificateurs actuellement utilisés sont indiqués dans le tableau (1.1), ainsi que la méthode de pompage.

Nature e milieu	Méthode de pompage
Milieu isolant dopé -ND : YAG : grenat d'aluminium et yttrium. (Y3AL5012) dopé néodyme Nd ³⁺ - fibre optique dopée terre rare (Erbium)	Optique Absorption de photons à partir d'un faisceau intense d'Energie appropriée
Lasers à gaz -He-Ne de faible puissance (gaz atomique) - argan (gaz ionisé) : plusieurs longueurs d'onde visible -CO2 (gaz moléculaire) : infrarouge	Electrique Décharge haute tension dans un tube a parois isolants (verre, C, Be)
Lasers à colorants Molécules organiques dissoutes dans un solvant (ex : rhodamine)	Optique
Lasers à semi-conducteurs Semi-conducteur a gap direct (GaAs, InP)	Electrique Injection de courant dans une jonction polarisée en direct

Tableau I.1 : Différents types de laser [20]

Les types de laser peuvent être classés en fonction de la nature du milieu amplificateur : gazeux, liquide (colorant) ou solide. Le but de cette partie est de faire un tour d'horizon rapide des principales familles de lasers dans une perspective d'utilisation.

I.7.1 Laser à gaz

1. Les lasers à gaz ont pour point commun de partager la même source de pompage. Les espèces gazeuses sont portées dans l'état excité de façon directe par collision avec des électrons ou de façon indirecte par collision avec d'autres gaz, eux-mêmes excités électriquement. Les lasers à gaz couvrent tout le spectre optique, depuis l'ultraviolet jusqu'à l'infrarouge lointain. Cependant, les lasers à gaz émettent des raies très fines spectralement. Parmi les lasers à gaz les plus courants, on trouve :

- Les excimères a des longueurs d'onde (ArF : 193 nm, KrF : 249 nm, XeCl : 308 nm).
- Laser à argon ionisé (raies dans le bleu et le vert).
- Laser hélium néon c'est le néon qui est utilisé pour l'effet laser à des longueurs d'onde 632,8 nm, 543,3 nm, 1,15 μ m, 3,39 μ m.
- Laser CO2 : très nombreuses raies autour de 9,6 μ m et 10,6 μ m.

Les lasers à CO₂ sont les seuls à être vraiment efficaces (rendement de 15% à 20%). Ils sont utilisés dans l'industrie pour le traitement des matériaux. Quant aux autres, le rendement est largement inférieur à 1%. Les lasers à gaz sont souvent des lasers encombrants et nécessitent un refroidissement par eau important, quasiment toute l'énergie apportée par le pompage part en chaleur. Même si les lasers à gaz dans le visible (Argon, Hélium Néon) tendent à être remplacés par des lasers à solides, les lasers à excimères et les lasers CO₂ restent très utilisés dans le traitement des matériaux au sens large.

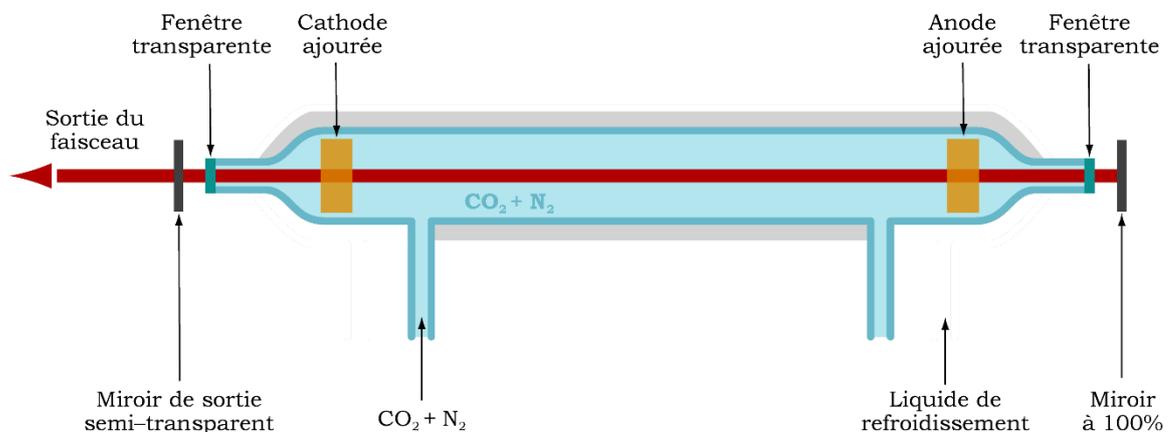


Figure I.4 : Schéma d'un laser au dioxyde de carbone à CO₂ [21].

I.7.2. Laser à colorant

Les lasers à colorant utilisent des molécules organiques émettant en général dans le visible (d'où leur nom de colorant). Ces molécules sont diluées dans un solvant (en général alcoolique, comme l'éthylène glycol ou le méthanol). Le pompage des lasers à colorant est optique : soit par des lampes à arc, soit, dans la majorité des cas par d'autres lasers (lasers à gaz ou laser à solide). l'intégralité de spectre couvert le visible. En effet, les colorants sont des molécules organiques complexes qui possèdent une multitude de niveaux d'énergie. Les niveaux sont tellement serrés qu'on parle plutôt de bande d'énergie. Une molécule de colorant couvre en général en continue une région du visible de l'ordre d'une cinquantaine de nanomètres.

Les lasers à colorant sont les seuls lasers à couvrir entièrement le spectre visible. Malgré ces propriétés intéressantes, les lasers à colorant sont peu utilisés car leur mise en œuvre est lourde : pour éviter de détruire les molécules à cause du pompage, le colorant circule dans

la zone de pompage à partir d'un réservoir. De plus, le mélange colorant solvant se dégrade avec le temps et doit être changé régulièrement [22].

I.7.3. Laser a solide

Dans les lasers à solides, on distingue les lasers à semi-conducteur ou diodes laser pompées électriquement ou des solides à matrice cristalline ou vitreuse pompés optiquement. [23].

I.7.4. Lasers à semi-conducteurs

Le principe de fonctionnement d'un laser à semi-conducteur est complètement différent à ce qui était mentionné avec des autres lasers. Les états excités ne sont pas indépendants les uns des autres et conduisent au concept de bandes d'énergie. Recombinaison électron-trou induite par la lumière. Les électrons sont désexcités de la bande de conduction vers la bande de valence en émettant un photon ayant exactement les mêmes propriétés que le photon incident (émission stimulée). En augmentant le nombre d'électrons et de trous, la densité de porteurs et l'intensité du laser augmentent. Ce mécanisme est similaire à l'inversion de population utilisée par d'autres types de lasers. La pompe est ici remplacée par l'injection de courant dans la région active du milieu [24].

A. Densité d'états électroniques dans les semi-conducteurs.

Dans un solide cristallin parfait, assemblage régulier d'atomes aux nœuds d'un réseau tridimensionnel périodique, les états d'énergie des électrons sont répartis en bandes permises et bandes interdites. Pour les isolants et les semi-conducteurs, à la température de 0 K, tous les états de la dernière bande contenant des électrons, appelée bande de valence (BV), sont occupés, tandis que les états de la bande immédiatement supérieure, appelée bande de conduction (BC), [25].

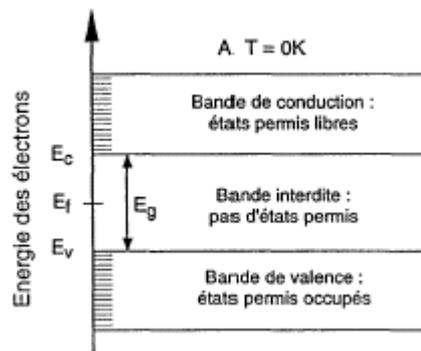


Figure I.5 : Bandes d'énergie d'un semi-conducteur [25].

L'écart d'énergie entre les bandes de valence et de conduction est appelé la largeur de band (gap en anglais), exprimé par E_g . Il est généralement mesuré en électro- volt ($1\text{eV}=1.6*10^{-19}$ joule). C'est un paramètre fondamental qui détermine les propriétés électroniques et optiques des semi-conducteurs. En particulier, il peut distinguer quantitativement les isolants des semi-conducteurs ($E_g(\text{GaAs})=1.4$ eV, $E_g(\text{Si})=1.1\text{eV}$, $E_g(\text{Ge})=0.7$ eV). Rappelons que la relation entre l'énergie photonique $h\nu$ en eV et la longueur d'onde λ en microns est donnée par [25]:

$$h\nu * \lambda = 1.24(\text{eV}\mu\text{m})$$

Dans la bande interdite, en particulier, certains atomes d'impuretés autres que ceux constituant la matrice cristalline peut être volontairement remplacés par dopage :

- Le donneur possède un électron supplémentaire sur sa couche externe, qui produit un niveau d'énergie proche de BC et peut lui conférer cette modification électronique la conductivité du matériau sur plusieurs ordres de grandeur. On obtient ainsi un semiconducteur de type N.
- L'accepteur est un électron de moins, ce qui donne un niveau d'énergie proche de BV, et des électrons peuvent en être reçus et des états d'électrons peuvent être libérés. Ces états libres apparaissent comme une charge positive, appelée un trou, qui peut transporter l'électricité. On obtient alors un semi-conducteur de type P [25].

B. Transitions entre états électroniques

- L'interaction entre le rayonnement (photons) et la matière (électrons) impliqués dans une diode laser est alors obtenue comme le montre la figure (I.6). Les distinctions sont.
- L'absorption, où un photon incident libère son énergie vers un électron du BV et le fait monter dans la BC, créant une paire d'électron-trous ;
- L'émission spontanée, où l'électron descend et s'annihile spontanément dans le libre état du BV un pair électron-trou, qui est un processus de recombinaison radiative ;
- L'émission stimulée, dans laquelle un photon incident provoque la recombinaison radiative d'une paire électron-trou. Les photons émis ont les mêmes propriétés optiques (fréquence, phase, direction et polarisation) que le photon incident.

C'est le mécanisme découvert par Einstein en 1917 par lequel le rayonnement peut sont amplifiés et utilisables avec tout type de laser [25].

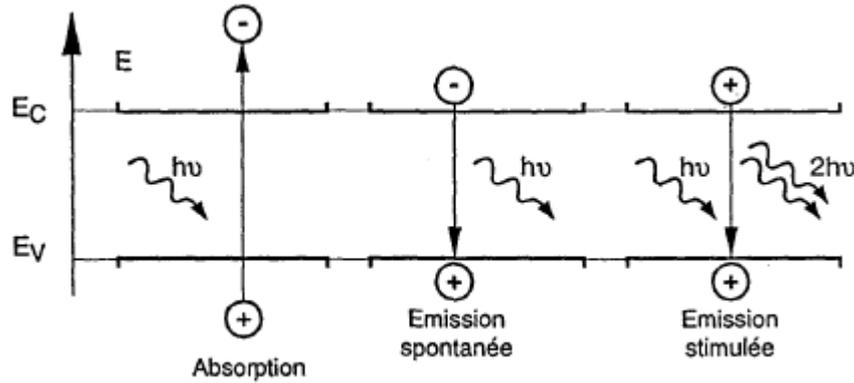


Figure I.6 : Absorption et émission de lumière dans un semi-conducteur [25]

Ces processus conduisent à deux résultats :

- Seuls les photons d'énergie supérieure au gap sont absorbés : $h\nu \geq E_g$.
- Les photons émis ont une énergie légèrement supérieure ($\sim kT$) à celle du gap.

L'émission spontanée est caractérisée par une vitesse d'émission spontanée qui mesure le nombre de photons émis du semi-conducteur par unité de temps et par unité de volume. Elle est liée à la densité d'électrons et de trous par la relation suivante :

$$R_{sp} = B \cdot n \cdot p \quad (I.1)$$

Où n et p sont respectivement les densités d'électrons et de trous par unité de volume et B est le coefficient de recombinaison radiative. Pour les semi-conducteurs utilisés dans les diodes laser, elle est de l'ordre de $B=10^{-10} \text{ cm}^{-3}$ à 300 °K .

1.7.4.1. Laser à homojonction P-N

Une jonction PN homogène est la réunion de deux semi-conducteurs différents types de dopage et la même composition, par exemple GaAs de type P et GaAs de type N.

Premièrement, le niveau d'énergie de FERMI est proche de B_V , et deuxièmement, il est proche de B_C . Mais la thermodynamique exige qu'à l'équilibre, la jonction soit non polarisée et le niveau d'énergie FERMI est constant dans toute la structure. Par conséquent, le profil de la bande d'état de valence et la conduction de l'apparence montrée sur la figure (I.7a), il y a une région désertique de porteurs libres près de la jonction, les trous du matériau P et les électrons du matériau N sont séparés par la barrière de potentiel indiquée, qui ne peut pas réorganiser.

La polarisation directe de la jonction consiste à appliquer une tension positive V au matériau P, ce qui a pour effet de réduire ces barrières d'une énergie $\Delta E = qV$ ($q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Coulombs), comme la montre (I.7b) où le sens positif correspond à l'énergie des électrons. Les trous et les électrons peuvent alors diffuser (transport sous l'action d'un gradient de concentration) respectivement vers les régions N et P et se recombiner au voisinage de la jonction où il y a à la fois des trous et des électrons en excès par rapport à l'équilibre. Pour chaque paire électron trou recombinée, il passe en régime permanent une charge élémentaire dans le circuit où est insérée la diode.

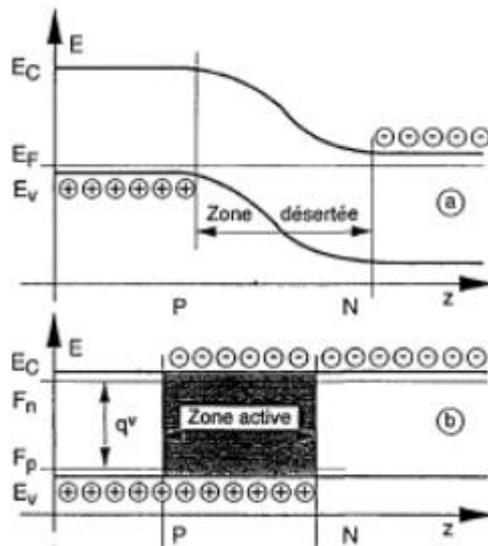


Figure I.7 : Profils de bande : **a)** homojonction à $v=0$, **b)** homo jonction à $v>0$ [25]

Dans les lasers à semi-conducteurs ou les diodes laser, l'amplification de la lumière provient de la transition artificiellement induite des électrons entre les bandes de conduction et de valence. Le milieu actif est un cristal semi-conducteur composé d'atomes neutres disposés dans un réseau cristallin correspondant au matériau considéré. Les semi-conducteurs les plus connus sont le silicium (Si) et le germanium (Ge), qui sont couramment utilisés pour fabriquer des semi-conducteurs tels que des transistors et des diodes.

1.7.4.2. Laser à double hétérojonction (DH)

Afin d'obtenir une forte densité de porteurs et donc un gain élevé et un courant de faible valeur, il est nécessaire de réaliser une structure de type double hétérojonction ou structure DH dont le schéma synoptique est représenté sur la figure I.8.

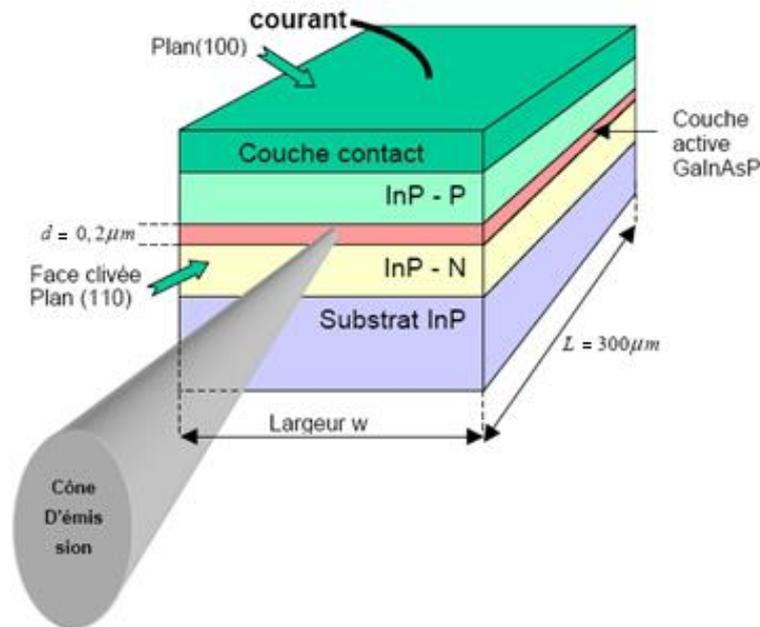


Figure I.8: Structure d'une diode laser à double hétérojonction (DH) [26].

Une couche active « petit gap » (ici un composé GaInAsP émettant à 1,55 μm) est située entre deux couches « grand gap » en InP, dite couche de confinement. En polarisation directe des électrons et des trous sont injectés dans la couche active d'une épaisseur de $d = 0,2 \mu\text{m}$, où ils se recombinent radioactivement. Les facettes de la cavité optique sont obtenues par « clivage » du semi-conducteur selon les plans cristallographiques (110). L'indice de réfraction de GaInAsP est voisin de 3,5, l'indice dans l'air est $n_0=1$. La puissance réfléchie sous incidence normale a les valeurs suivantes :

$$R = \left(\frac{n_1 - n_0}{n_1 + n_0} \right)^2 \quad (\text{I.2})$$

I.7.5 Diode Laser à émission latérale

L'effet laser est produit par un oscillateur dans lequel il faut réinjecter une partie lumineuse dans le médium pour l'amplifier. Ce type de laser est constitué d'un milieu amplificateur placé dans une cavité Fabry-Pérot de longueur fixe. Les oscillations seront déclenchées par des photons émis spontanément dans la cavité à la bonne fréquence et dans l'axe du miroir (axe Ox) comme la montre dans la figure (I.9) [20].

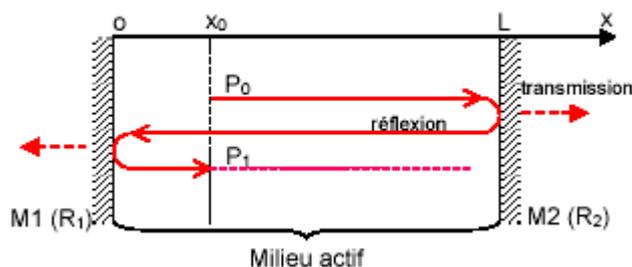


Figure I.9 : Réflexions de la lumière dans la cavité Fabry-Pérot [20]

A. Conditions d'entretien des oscillations

Le milieu a une perte inhérente α_i qui se déduit du gain théorique g .

Par conséquent, la puissance optique $P(x)$ augmente de façon exponentielle en fonction de x selon [20] :

$$P(x) = P_0 \exp[(g - \alpha_i) \cdot x] \quad (\text{I.3})$$

Le phénomène d'amplification de la lumière ne fonctionne pas aussi efficacement pour tous fréquences, ce qui revient à dire que le gain g dépend de la fréquence. Seul le mode dans lesquels les gains l'emportent sur les pertes peuvent être abandonnés.

La puissance optique passant de P_0 à P_1 pour aller-retour dans la cavité, il est clair que $P_1 < P_0$, les oscillations finiront par s'amortir.

I.7.6. Cavité Fabry Pérot

Dans le cas le plus simple, ce type de résonateur est constitué de deux miroirs plans parallèles et réfléchissants entre lesquels les ondes lumineuses effectuent de multiples allers-retours. Dans le cas des semi-conducteurs, les parois de clivage du cristal sont utilisées pour former des cavités. Les valeurs d'indice de réfraction élevées (l'ordre de 3.5) des semi-conducteurs permettent d'obtenir des coefficients de réflexion suffisants pour provoquer ces allers-retours d'ondes dans la cavité avec le plan de clivage en contact avec l'air ; c'est la boucle de rétroaction [27].

Ainsi, une cavité confocale de Fabry Pérot est constituée de deux miroirs de rayon de courbure R et de distance $L = R$ entre eux. Par conséquent, le centre de la cavité est le foyer commun des deux miroirs (d'où le nom confocal) [28].

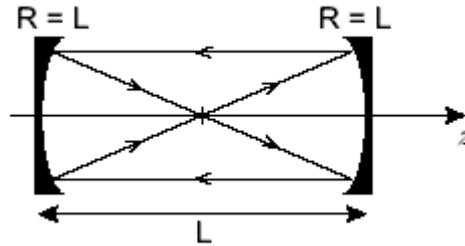


Figure I.10 : Cavité confocale [28]

Ce type de Fabry-Pérot a la propriété particulière que tout rayon parallèle à l'axe se retourne sur lui-même après un trajet en "8" de longueur $4L$. Ainsi, le confocal Fabry Pérot est facile à aligner, puisqu'il n'est pas nécessaire de confondre la lumière avec l'axe optique.

A la résonance, le déphasage de l'onde sur la voie "8" doit être un multiple de 2π , ce qui donne la condition de résonance suivante [28] : Fréquence émise par le laser à cavité confocale [28]:

$$4.L = m\lambda \quad (\text{I.4})$$

Donc
$$\nu_m = (m.c)/4.L \quad (\text{I.5})$$

L'intervalle spectral libre s'écrit donc sous forme :

$$ISL = \nu_{m+1} - \nu_m = c/(4.L) \quad (\text{I.6})$$

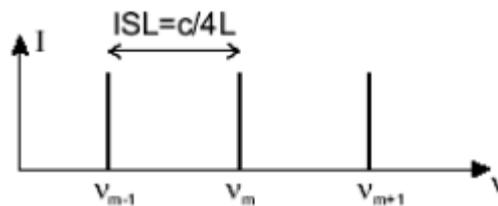


Figure I.11 : Fréquences émises par le laser à cavité confocale [28]

Le calcul des modes de résonance revient à déterminer les fréquences suivantes : $I=I_{\max}=I_0$, où I est l'intensité écrite comme suit [29] :

$$I = \frac{I_0}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \varphi} \quad (\text{I.6})$$

Pour que I soit maximal $I = I_{\max} = I_0$

La largeur spectrale sera égale à l'intervalle spectral libre [29] :

$$\Delta\lambda = ISL = \frac{\lambda^2}{2ne} \quad (I.7)$$

La bande passante se calcule à 3 dB, or $I_{\max}/2$.

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2\pi ne} \frac{1-R}{\sqrt{R}} \quad (I.8)$$

La finesse ou le pouvoir de résolution est le rapport entre la bande passante et l'intervalle spectral libre [29] :

$$F = \frac{ISL}{BP} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (I.9)$$

I.7.7. Laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL)

La structure d'un laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL) est représentée schématiquement sur la figure (I.12), sur laquelle on peut identifier les éléments essentiels d'une diode laser (couche active, cavité Fabry-pérot délimitée par des miroirs). Ce composant peut comporter jusqu'à 200 couche semi-conductrices superposées, la cavité laser est formée dans la direction perpendiculaire à la direction de croissance. Le faisceau est émis par la surface du composant. Dans cette configuration, l'épaisseur de milieu du gain est faible (quelques dizaines de nanomètres), ce qui conduit à un gain par passage beaucoup plus faible que dans le cas des diodes lasers à guidage par l'indice (<5%). D'où la nécessité de diminuer les pertes optiques de cavité par conséquent, les miroirs utilisés présentent de hautes réflectivités (>99%). Ces hautes réflectivités sont atteintes avec les miroirs de Bragg. D'autre part, la géométrie de la zone d'émission n'est plus limitée par la taille transverse du milieu actif, mais par les dimensions de la zone de pompage (typiquement plusieurs μm à plusieurs dizaines de μm). La divergence d'un faisceau émis par VCSEL est bien plus faible que celui émis par une diode laser [30].

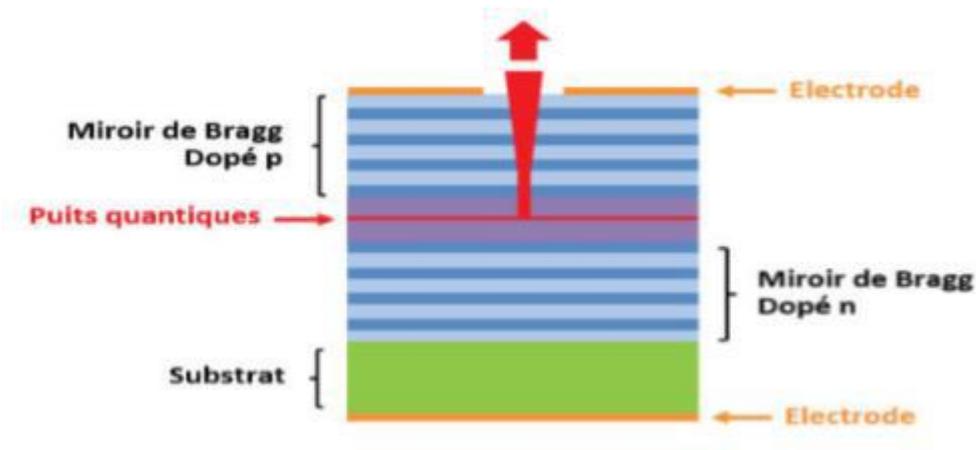


Figure I.12 : Schéma de principe d'une diode VCSEL [30]

1.7.7.1. Principe de fonctionnement

Un VCSEL standard à injection électrique est constitué d'une zone active (dite cavité contenant des puits quantiques et entourée de deux miroirs de Bragg distribués (DBR) (Fig. I.13.a). Les miroirs sont dopés de manière à former une diode PIN et à injecter des électrons et des trous dans les puits quantiques où ils sont piégés et se recombinent. Les photons ainsi générés effectuent de multiples allers-retours dans la cavité. Pour obtenir l'effet laser, les pertes de la cavité et des miroirs doivent être inférieures au gain optique dans la cavité. Dans un VCSEL, le gain optique est faible en raison de la faible épaisseur de la cavité (épaisseur optique égale en général à la longueur d'onde). Pour compenser celui-ci, des miroirs de très haute réflectivité sont donc nécessaires. Les DBR sont constitués de plusieurs dizaines de périodes de couches de bas et haute indices alternées et d'épaisseur quart d'onde qui permettent d'atteindre plus de 99% de réflectivité. Le faisceau laser est émis verticalement, en général à travers le miroir supérieur de type p qui possède une réflectivité légèrement inférieure à celle du miroir de type n et sur lequel est déposée une électrode annulaire.

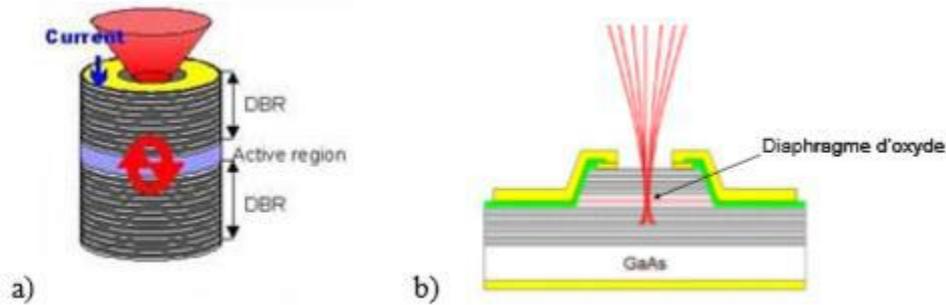


Figure I.13 : a) Vue générale d'un VCSEL à injection électrique b) cas du VCSEL à diaphragme d'oxyde enterré conduisant à un confinement transverse optimal.

Le coefficient de réflexion R est une fonction croissante du nombre de périodes m et des indices de réfraction n_1 et n_2 des couches [30] :

$$R = \left[\frac{1 - \frac{n_S}{n_0} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{2m}}{1 + \frac{n_S}{n_0} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{2m}} \right] \quad (\text{I.10})$$

I.8. Caractéristiques des diodes lasers

I.8.1. Distribution spectrale du rayonnement

Pour chaque cavité résonnante, seules les ondes retrouvant leur phase après un aller-retour dans la cavité sont susceptibles d'être amplifiées. Cette condition est à l'origine d'un spectre optique, des cavités Fabry-Pérot et VCSEL, composé d'un ensemble de raies spectrales individuelles avec un espacement régulier $\Delta\lambda$ appelées aussi modes longitudinaux.

La largeur spectrale de chaque raie dépend de nombreux facteurs, en particulier de la puissance de la diode laser. Ces raies sont comprises à l'intérieur d'une enveloppe plus large appelée courbe de gain.

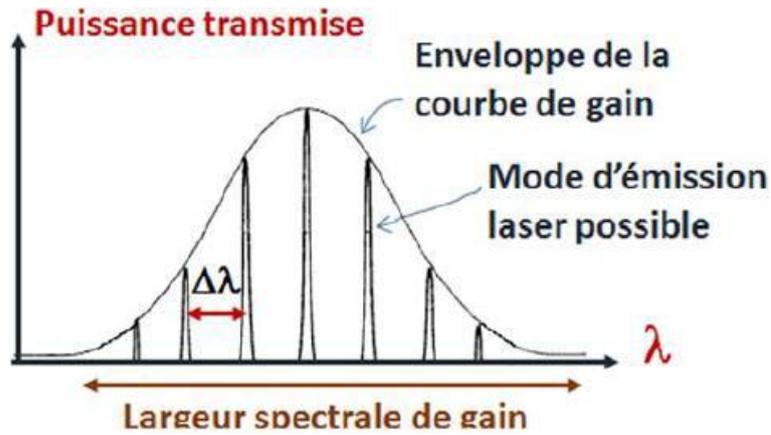


Figure I.14 : Spectre d'émission d'une diode laser.[31]

Le spectre d'émission de la diode laser est conditionné par le gain de la cavité, donc par le courant de seuil. La répartition des modes varie avec le courant de polarisation et présente un décalage vers les longueurs d'onde les plus élevées quand le courant augmente.

Ainsi, comme le montre la Figure (I.15), lorsque :

- $I < I_s$: on obtient un spectre continu à forme parabolique avec $\Delta\lambda \approx 20$ nm. Avec une puissance optique émise proportionnelle au taux de recombinaisons.
- $I \approx I_s$: l'Intensité lumineuse croît rapidement faisant apparaître une série de modes séparés de quelques Å.
- $I > I_s$: La cavité résonne sur plusieurs modes avec concentration de la lumière sur le mode principal. Les modes sélectionnés sont définis par $2nL = m\lambda$.

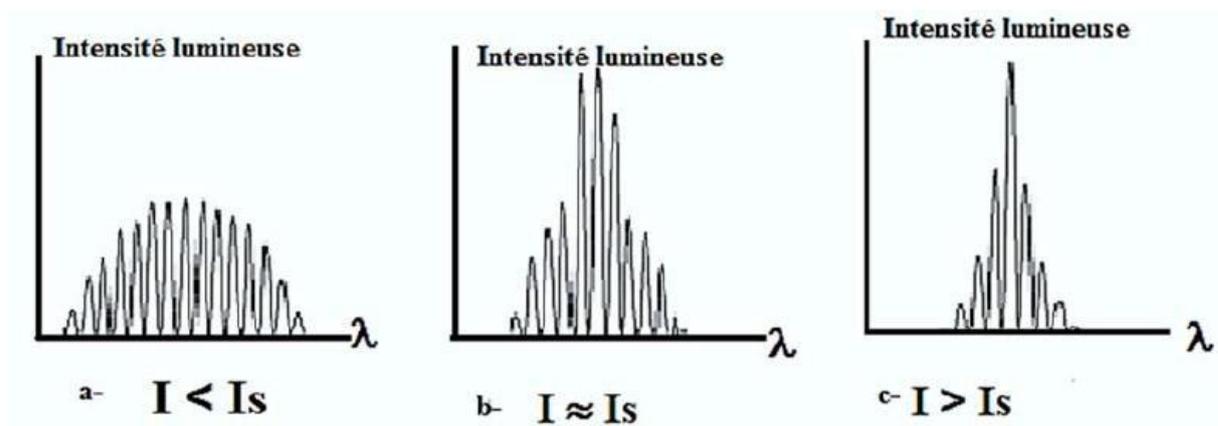


Figure I.15 : Evolution du spectre d'émission d'une diode laser avec le courant de polarisation. [32]

La cavité donne un spectre en forme de peigne constitué d'une raie principale entourée de raies satellites (Figure I.16). Les modes sélectionnés étant définis par $2nL = m\lambda$, l'intervalle entre deux modes successifs est alors :

$$dm = -2nL \frac{d\lambda}{\lambda^2} + 2L \frac{dn}{\lambda} = -2nL \frac{d\lambda}{\lambda^2} \left(1 - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda}\right) = -1 \quad (I.11)$$

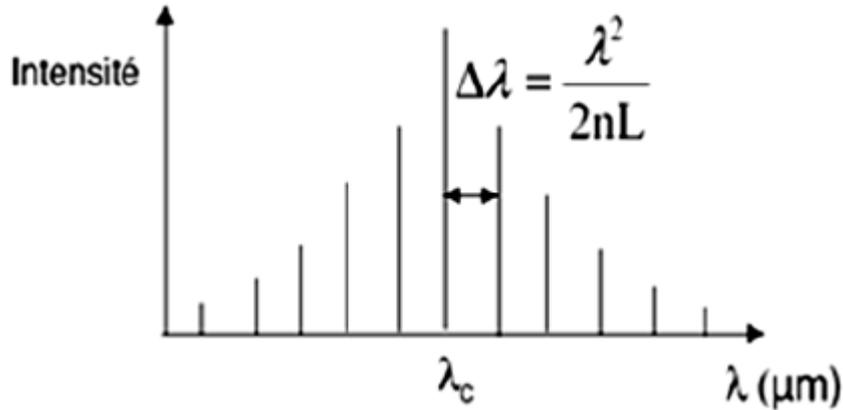


Figure I.16 : Spectre de raies d'émission de la diode laser. [32]

La distance intermodale est alors donnée par :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L} \left(\frac{1}{n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}} \right) \approx \frac{\lambda^2}{2nL} \quad (I.12)$$

La longueur d'onde de la raie centrale est donnée par l'énergie de gap du matériau de la couche active.

Dans certaines conditions la largeur de raie peut n'autoriser qu'un seul mode à $I = I_s$, l'émission de la diode est alors monomode. On distingue alors deux types de diodes lasers :

- Les diodes lasers multimodes : plusieurs modes d'oscillation. Moins coûteuses.
- Les diodes lasers monomodes : un seul mode d'oscillation. Plus performantes mais aussi plus coûteuses [31-33-34].

I.9 Définition d'une fibre optique

La fibre optique est un fil transparent très fin qui conduit la lumière. Entourée d'une gaine protectrice, elle peut être utilisée pour conduire de la lumière entre deux lieux distants de plusieurs centaines voire milliers de kilomètres [35]. Le signal lumineux codé par une variation d'intensité est capable de transmettre une grande quantité d'information. La fibre

trouve son utilisation principale dans les réseaux de transmission pour les télécommunications [36].

Moins poétiquement, c'est un guide d'ondes électromagnétiques dans la gamme des longueurs d'ondes lumineuses, en générale de $0.6 \mu\text{m}$ à $2 \mu\text{m}$, bien que certaines applications se dessinent vers $10 \mu\text{m}$; ce milieu est composé au minimum de deux matériaux d'indices différents l'un formant la gaine (indice n_2) et l'autre le cœur (indice n_1) [37].

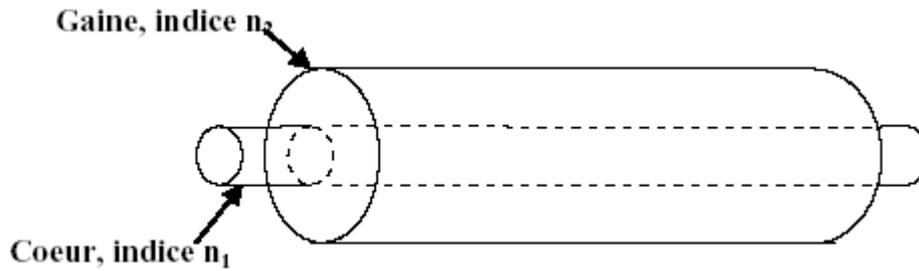


Figure I.18 : Présentation d'une fibre optique [35].

I.9.1. Les types de fibres optiques

On trouve plusieurs sortes de fibres optiques, il y a des fibres monomodes où seulement un seul mode peut se propager et des fibres multi modes pour lesquelles plusieurs modes peuvent se propager dans la fibre [38].

I.9.1 fibre optique multimode

Dans la fibre multimode, la lumière voyage dans plusieurs modes, qui sont situés à indice de saut ou gradient d'indice. Leur diamètre de noyau est généralement compris entre 50 et $90 \mu\text{m}$ et le diamètre extérieur de la gaine est généralement compris entre $125 \mu\text{m}$ [38].

I.9.1.1 Fibres Multimode a saut d'indice

C'est le plus courant. Le cœur a un gros diamètre, comparé à la longueur d'onde de lumière (de l'ordre du μm dans l'infrarouge). Forme d'impulsion de sortie par rapport à des caractéristiques de l'impulsion d'entrée sont représentées sur la figure (I.19) [38].

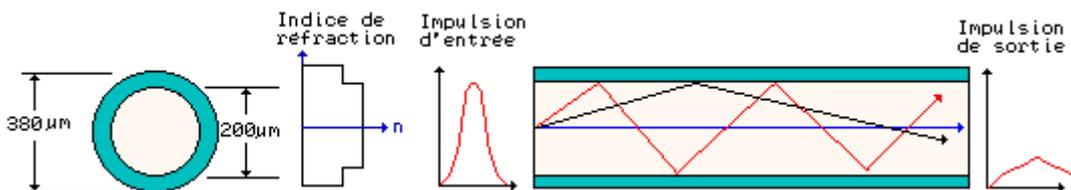


Figure I.19 : fibre a saut d'indice

I.9.1.2 Fibre multimode a gradient d'indice :

Deux améliorations ont été apportées :

- Diamètre de noyau deux à quatre fois plus petit
- le cœur constitué de couches successives à indice de réfraction croissant grand.

Ainsi, les rayons qui ne suivent pas l'axe central de la fibre reprennent une trajectoire rectiligne [38].

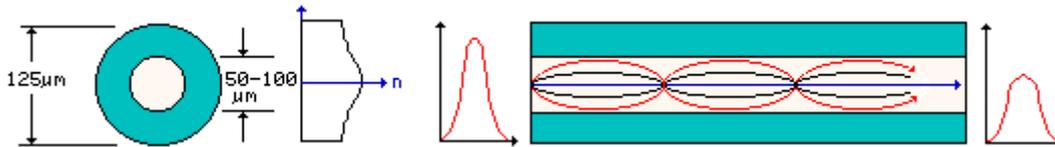


Figure I.20 : fibre optique à gradient d'indice. [38]

I.9.2 Fibre monomode

La lumière se déplace dans un seul mode et les fibres monomodes ont un noyau beaucoup plus étroit qui ne permet qu'un seul mode de transmission. Le diamètre du noyau est seulement 4 à 10 μm alors que le diamètre de la gaine reste de 125 μm (pour une bonne protection du cœur de la fibre).

Elles sont utilisées pour les transmissions de très longue distance en raison de leur faible atténuation et de leur faible dispersion. La figure (I.21) montre une fibre optique monomode [38].

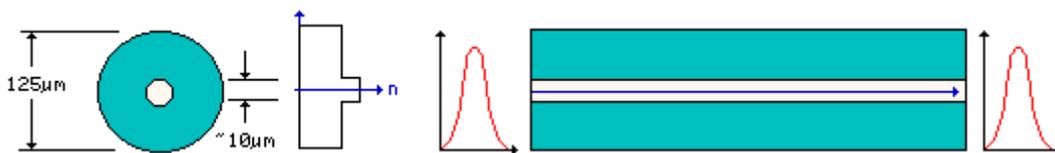


Figure I.21 : Fibre optique monomode

Les études de propagation dans les guides d'ondes électromagnétiques ont révélé la notion de modes de propagation, quantifiés par les paramètres des guides d'ondes. Dans le cas des fibres optiques, cette quantification conduit à une première classification : on distingue les fibres monomodes dans lesquelles un seul mode de propagation est possible, dans les fibres multimodes plusieurs modes (des centaines ou plusieurs milliers dans fibres habituelles) peuvent coexister. Cette classification peut être déterminée par la fréquence normalisée V , qui est définie comme suit [39-40] :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (\text{I.13})$$

Où

λ est la longueur d'onde de la lumière, a est le diamètre du cœur, n_1 est l'indice de réfraction du cœur et n_2 est l'indice de réfraction de la gaine.

Conclusion :

Dans ce premier chapitre, nous avons exposé les concepts fondamentaux concernant la physique des lasers. Nous nous sommes attachés à présenter les propriétés de la lumière émise par ces sources. Nous avons également décrit les différents types du laser. Finalement, Nous avons abordé la fibre optique et leur différent type.

Les télécommunications sont aujourd'hui une perspective d'avenir importante pour les lasers à semi-conducteur puisqu'ils sont peu encombrant et qu'ils fournissent des impulsions de quelques femtosecondes. Les besoins en communication rapides développent ce laser au détriment parfois des autres systèmes de génération d'impulsions.

Le signal lumineux généré par la source laser étudiée précédemment va traverser la fibre optique (support de transmission), ces impulsions donc vont subir des réflexions multiples au cœur de la fibre (guidage optique) afin d'arriver au récepteur (photo diodes). Le signal lumineux va certainement subir des problèmes lors de sa propagation, parmi lesquels l'élargissement temporel des impulsions constituant le signal (phénomène de dispersion), ce qui a pour effet d'introduire des distorsions dans le signal transmis en bout de la fibre.

Chapitre II

Étude générale de réseau de Bragg

II.1 Introduction

La fibre optique a été utilisée comme support de transmission, principalement lorsque la distance devient importante et que des débits de plus en plus élevés sont requis, nous observons des changements dans le signal à l'extrémité de sortie de la fibre. Les changements liés à l'amplitude du signal sont facilement corrigés, mais d'un autre côté, l'étalement temporel crée des interférences inter symboles, ce qui peut rendre le signal de sortie difficile à comprendre. Par conséquent, l'utilisation de réseaux de Bragg est indispensable. Les réseaux de Bragg qui corrigent cette diffusion sont constitués d'un tronçon de fibre optique de quelques centimètres de long. Cette technique oblige les rayons les plus rapides à parcourir une distance supplémentaire par rapport aux rayons plus lents ; ainsi à la sortie, presque tous les rayons arrivent en même temps, donc la dispersion chromatique est corrigée. Les réseaux de Bragg peuvent également être utilisés comme capteurs pour certaines grandeurs physiques.

Dans ce chapitre, nous introduisons brièvement l'historique de fonctionnement des réseaux de Bragg, puis introduisons quelques concepts théoriques sur les phénomènes physiques et quelques définitions nécessaires, puis nous donnons la méthode d'enregistrement des réseaux dans les fibres optiques, un autre point concerne les différents types de réseaux, puis introduisons les caractéristiques et les applications des réseaux de Bragg, et enfin nous tirons une conclusion.

II.2 Bref historique

La loi de Bragg a été mise en place en 1915 par William Henry et son fils William Lawrence Bragg, juste après l'étude de la diffraction des rayons X par les structures cristallines. Mais ce n'est qu'environ 60 ans plus tard que nous avons pu appliquer cette loi à l'étude de la réflexion des ondes lumineuses. Ensuite, plusieurs expériences ont été réalisées sur des fibres optiques. Ces manipulations pratiques ont conduit à des découvertes très prometteuses à l'époque.

Ainsi, le Dr K.O Hill a pu remarquer qu'une partie du spectre lumineux injecté dans une fibre dopée au germanium était réfléchi, créant ainsi une onde stationnaire. Ces derniers tendent à produire une modulation périodique de l'indice de réfraction le long de l'axe de la fibre. Ce changement d'indice de réfraction est obtenu non seulement en exploitant la variation périodique de la propagation de la lumière, mais aussi en exploitant la

photosensibilité apportée par la silice : la silice est le composant principal de ce milieu de transmission [41].

Le principal résultat de ces résultats fut l'apparition du premier réseau de Bragg en 1978 par K.O Hill au CRC (Centre de Recherche en Communication) à Ottawa. Par conséquent, plusieurs études ont été menées sur diverses applications de réseaux de Bragg en utilisant diverses méthodes de fabrication. Ce dernier continue d'ouvrir la porte à la réalisation de divers types de composants, non seulement pour les télécommunications, mais aussi pour autres domaines.

En 1997, le domaine des réseaux de Bragg était bien développé, avec des articles de revue apparaissant, en particulier sur les techniques de fabrication et les applications des réseaux de Bragg [42] et sur les méthodes de modélisation [43].

Actuellement, les nouvelles technologies nécessitent des composants plus précis, fiables et peu coûteux. Il s'agit d'un véritable défi technique à relever, et les FBG (Fiber Bragg Gratings) possèdent de nombreuses propriétés qui constituent une solution potentielle.

II.3 Définition d'un réseau de Bragg

Le réseau de Bragg en fibre est une section de fibre optique, dans laquelle l'indice de réfraction du cœur change périodiquement ou presque périodiquement [44]. Un signal lumineux incident subit des réflexions continues et cohérentes dans toute la structure du réseau (Figure II.1). En d'autres termes, le réseau de Bragg constitue un miroir de la bande spectrale du signal émis centré à la longueur d'onde appelée longueur d'onde de Bragg (figure II.2), Les autres longueurs d'onde reste transparent. Un réseau de Bragg peut être considéré comme un réseau de diffraction unidimensionnel qui diffracte la lumière d'un mode aller vers un mode retour.

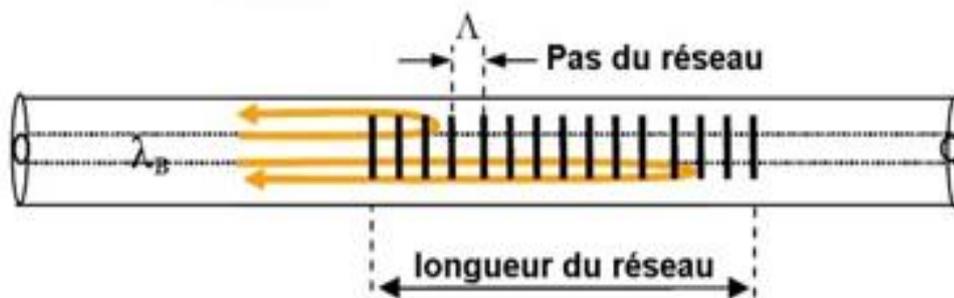


Figure II.1: Réseau de Bragg

L'émergence des réseaux de Bragg est le résultat de l'application de la théorie du couplage de mode dans les fibres optiques. Les conditions dans lesquelles la diffraction se produit à partir du mode arrière sont appelées conditions de Bragg. Pour que la lumière se diffracte efficacement dans des directions opposées, les réflexions de chaque période fondamentale doivent interférer de manière constructive. Cela signifie que la période de Bragg Λ doit satisfaire la relation suivante :

$$\Lambda = \frac{\lambda_B}{2n_{eff}} \quad (II.1)$$

Λ : la période de la modulation d'indice

n_{eff} : l'indice effectif de la fibre

λ_B : longueur d'onde de Bragg

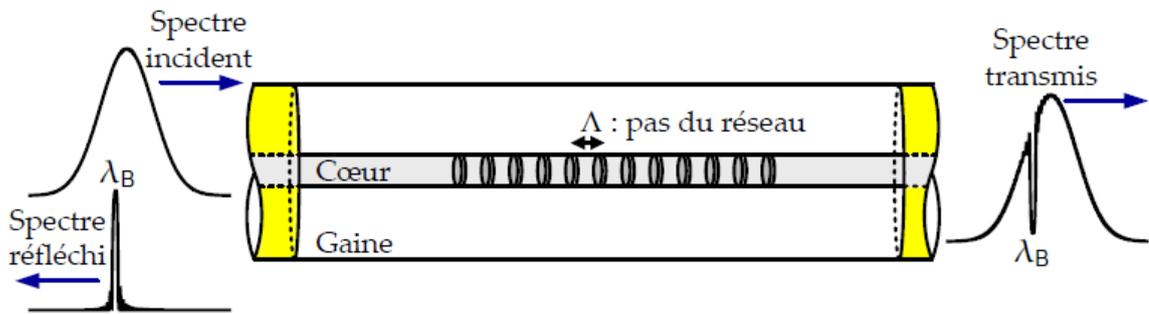


Figure II.2: Structure d'un réseau de Bragg, le spectre transmis et le spectre réfléchi [44]

II.4 Différents types de réseaux de Bragg

II.4.1 Réseau de Bragg uniforme

Il s'agit de réseaux standards pour lesquels $\Delta n_{moy}(z)$, $\theta(z)$, et $\vartheta(z)$ sont constants le long du réseau. Il représente la structure de base décrivant les différents types de réseaux de Bragg existants figure (II.3) [45].

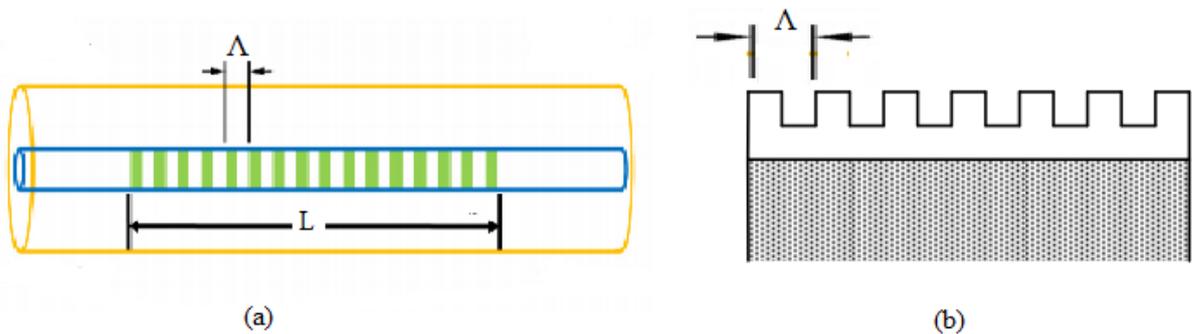


Figure II.3 : Réseau de Bragg uniforme inscrit dans : (a) une fibre optique, (b) un guide d'onde.

II.4.2 Réseau de Bragg à pas variable ou « chirped »

Le réseau de Bragg à pas variable est un réseau dont la phase $\theta(z)$ n'est pas nulle, le pas du réseau varie le long de réseau. Cela permet également de modifier la longueur d'onde de Bragg λ_B . Dans le cas d'un réseau de Bragg à pas variable linéairement, la variation du pas est définie par [46-47] :

$$\Lambda(z) = \Lambda_0 + B_z \quad (\text{II.2})$$

La longueur d'onde de Bragg devienne :

$$\lambda_B(z) = \lambda_0 + B_z \quad (\text{II.3})$$

Où λ_0 la longueur d'onde réfléchi par la première période Λ_0 quand $z = 0$. B et B' sont le chirp physique, et le chirp photonique ils sont définis par :

$$B = \frac{d\Lambda}{dz} \quad (\text{II.4})$$

$$B = \left(\frac{d\lambda_B}{dz} \right) dz \quad (\text{II.5})$$

La relation entre le chirp photonique et physique (C et C') est donnée par :

$$B = \frac{1}{2n_{eff}} \times B' \quad (\text{II.6})$$

Comme le changement de pas est linéaire, le signal chirpé devient constant, et selon le signe de ce dernier, on classe les réseaux à pas variable comme :

- Réseau chirpé positif ($B > 0$) : ces réseaux ont un pas de modulation d'indice de réfraction qui augmente linéairement le long de la direction de propagation. Le premier pas du réseau reflète la longueur d'onde la plus courte λ_2 en fin de réseau.
- Réseau chirpé négatif ($B < 0$) : Ces réseaux sont à l'opposé de la situation précédente, ils ont un pas décroissant le long de la direction de propagation, c'est-à-dire que les grandes longueurs λ_1 sont réfléchies au début de réseau et les plus courtes λ_2 à la fin de réseau.

L'avantage de ce composant est qu'il est capable de résoudre certains problèmes liés à la dispersion chromatique, en se basant sur un principe assez simple : puisque la dispersion d'un matériau est due au fait que toutes les longueurs d'onde ne se propagent pas à la même

vitesse, Par conséquent, il est nécessaire de faire voyager le plus rapidement plus loin et moins le voyage le plus lent. Ceci est assuré par la continuité apériodique de la variation d'indice de réfraction, c'est un réseau de Bragg à pas variable. Ce dernier est largement utilisé dans les télécommunications en raison de sa très large bande passante [48].

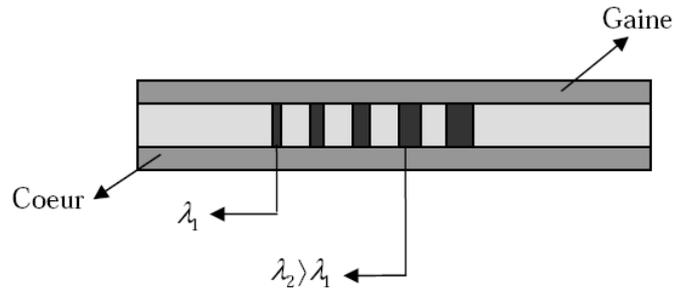


Figure II.4 : Réseau de Bragg à pas variable « chirped »

II.4.3 Réseau de Bragg apodisé « gaussien »

Le réseau d'apodisation se compose à modifier l'amplitude de la modulation d'indice selon la distance, autrement dit Δn varie selon z donc z est l'abscisse le long de l'axe de la fibre. Les réseaux apodisés peuvent avoir différents objectifs, notamment réduire considérablement les lobes latéraux et le temps de groupe du spectre de réflexion pour une bonne sélectivité des composants [49].

Il existe donc deux types d'apodisation :

- En intensité, c'est plus facile à réaliser techniquement, il suffit de modifier l'intensité du rayon ultraviolet.
- En amplitude, l'apodisation en amplitude est plus difficile à obtenir et nécessite d'utiliser d'un élément piézoélectrique.

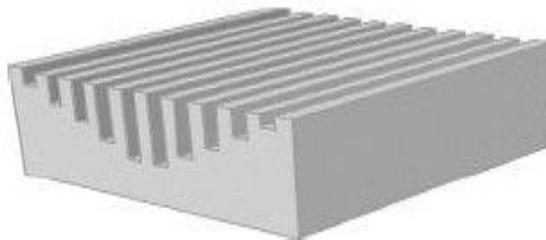


Figure II.5 : Réseau de Bragg « apodisés »

II.4.4 Réseau de Bragg à saut de phase :

C'est un réseau dont la phase $\theta(z)$ varie d'un endroit à l'autre de façon discontinue par sauts. Ce changement ouvre un pic de transmission étroit, la valeur du saut de phase détermine la position spectrale du pic de transmission dans le spectre (il est centré dans le cas du saut) et la position de ce saut de phase, au sein de la structure du réseau, détermine la profondeur de pic supplémentaire [47].

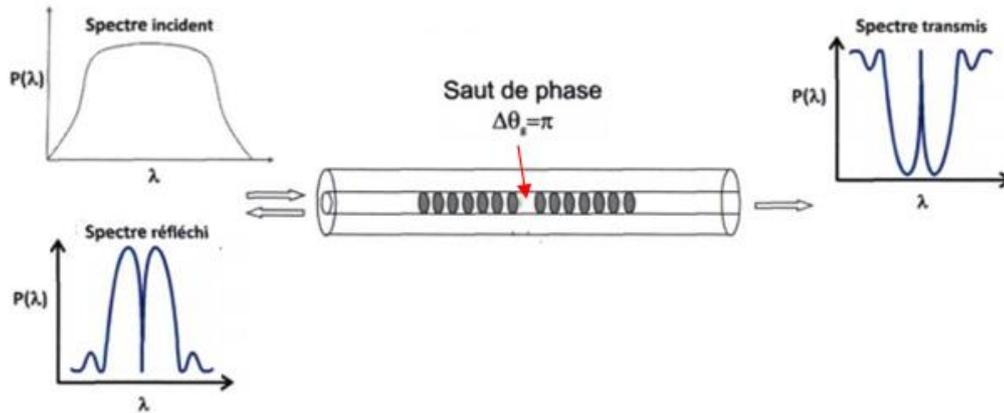


Figure II.6 : réseau de Bragg à saut de phase

II.4.5 Réseau de Bragg à traits inclinés « tilted »

Le pas du réseau tilted est incliné d'un angle par rapport à l'axe de la fibre, la figure (II.7) montre le couplage optique à l'intérieur et à l'extérieur du cœur [50].

Un réseau de Bragg de pas Λ se comporte comme un filtre pour une longueur d'onde donnée. Pour les réseaux à pas oblique, le spectre du filtre est à peu près plat (GFF Gain Flattering Filter) et est utilisé pour l'amplification optique ou d'autres applications. Un tel filtre peut avoir bande passante de 4 à 40 nm avec une perte d'injection de 0,6 dB, une dispersion chromatique de + 1 ps/nm et une PMD < 0,05 ps [51].

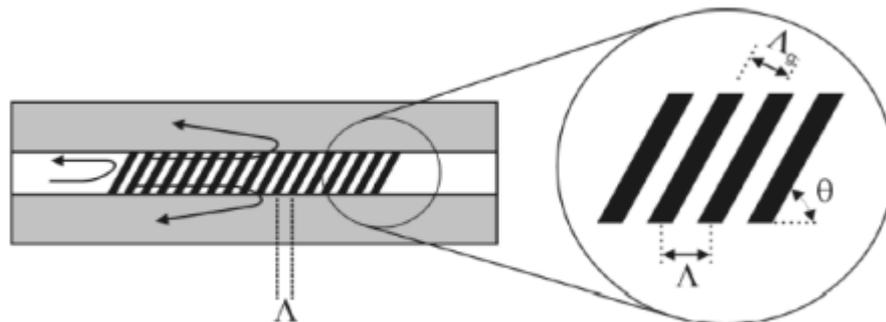


Figure II.7 : Réseau de Bragg « tilted »

II.4.6 Réseau de Bragg échantillonné

Le réseau échantillonné est un réseau classique que nous retirons régulièrement de portion. Autrement dit, il s'agit d'une alternance de parties avec et sans réseaux (figure 2.8).

L'échantillonnage est obtenu en multipliant la modulation de l'indice de réfraction induite par le réseau par une fonction d'échantillonnage.

Le but principal du réseau d'échantillonnage est d'obtenir une structure avec un faible coefficient de couplage effectif. D'un point de vue technique, il est difficile d'atteindre de faibles valeurs de coefficient de couplage. La bande passante du pic de réflexion dépend directement de la valeur effective du coefficient de couplage de la structure.

Ainsi, si l'on a une valeur très faible du coefficient de couplage, tout en conservant la bonne longueur de structure, on obtiendra un pic très étroit et donc très sélectif, ce qui est intéressant dans les systèmes à multiplexage en longueur d'onde dense (DWDM).

Le principal inconvénient est que la réflectivité maximale d'un pic dépend également du coefficient de couplage. Plus la valeur est petite, plus la réflectivité maximale est petite. Nous aurons un pic fin de réflexion, mais il reflète très peu la longueur d'onde souhaitée.

Pour augmenter cette réflexion, il est nécessaire d'utiliser des longueurs de réseau très importantes. Par conséquent, la bande passante sera réduite et la réflectivité sera élevée [52].



Figure II.8: Réseau de Bragg échantillonné

II.5 Techniques de fabrication des réseaux de Bragg

L'inclusion des réseaux de Bragg dans la fibre optique est basée sur la possibilité d'introduire une modulation de l'indice de réfraction du cœur de la fibre :

$$n(z) = n_0 + \delta n \quad (\text{II.7})$$

Cette périodicité constituait le premier réseau de Bragg proposé par Hill en 1978[53], mais ce réseau, inscrit longitudinalement dans toute la fibre, ne réfléchissait qu'à 488 nm. La méthode d'illumination transversale interférométrique a été décrite pour la première fois en

1989 [54]. Cette méthode consiste à placer des fibres, plus précisément des parties de fibres, à partir desquelles on a retiré la gaine polymère de protection, Dans un champ d'interférence ultraviolette généré par un laser fonctionnant en mode pulsé ou continu [55].

La méthode actuelle d'inscription du réseau de Bragg est-elle une étape courte ou pas long, utilisent la méthode d'irradiation transverse, il peut fonctionner à n'importe quelle longueur d'onde sélectionnée par le pas de frange de photo-inscription. Voici un bref aperçu des différentes méthodes qui peuvent être utilisées pour fabriquer des réseaux de Bragg en fibre par lithographie.

II.5.1 Ecriture des réseaux par le miroir de Lloyd « division du front d'onde »

Le principe de cette méthode est de créer un champ perturbateur en divisant le front mesurez la forme d'onde du faisceau laser à l'aide d'un miroir (assemblage miroir Lloyd) ou d'un prisme (interféromètre à prisme), comme décrit ci-dessous. Le banc d'inscription à miroir de Lloyd est divisé en trois sections [56] :

- La partie source lumineuse est composée d'un laser Fred300 émettant à 244 nm en régime continu,
- Optique de mise en forme du faisceau (expansion par un système afocal suivi d'un filtrage spatial par micro trou).
- La section interférométrique. La moitié du faisceau focalisé dans le cœur de la fibre par la lentille cylindrique, est interceptée et réfléchi par le miroir de Lloyd. La superposition du faisceau réfléchi et du faisceau direct forme un champ d'interférence.

Dans ce champ d'interférences, la fibre est placée orthogonalement au miroir de Lloyd.

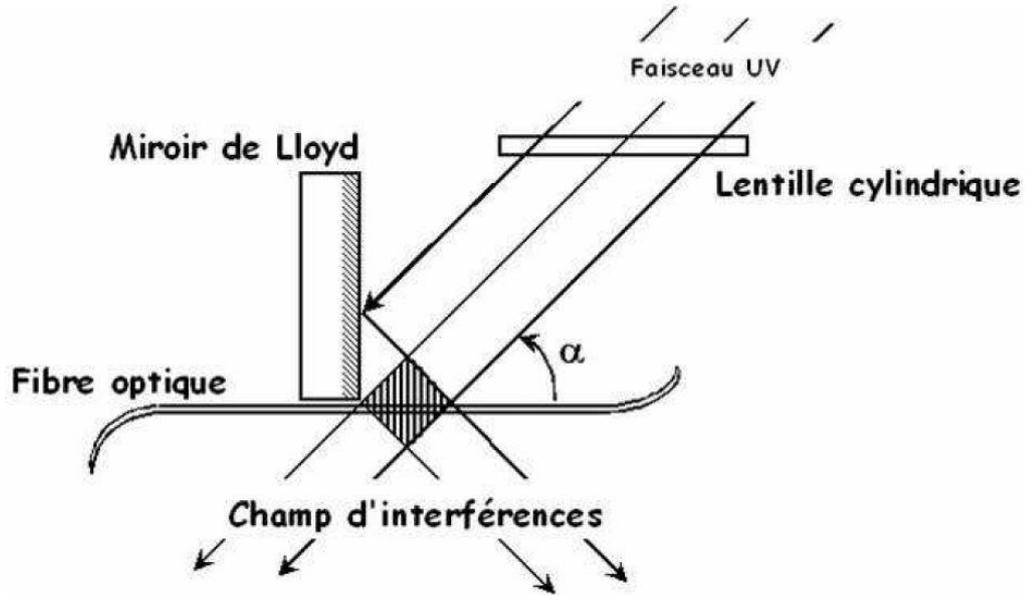


Figure II.9 : Le montage interférométrique par miroir de Lloyd [57].

Le miroir Lloyd, la fibre optique et l'ensemble de lentille de focalisation sont disposés en deux étages permettant une rotation très précise (angle $\sim 10^{-3}$ degrés) dans le plan de propagation du faisceau laser. Ainsi, le pas du réseau de Bragg est choisi par la rotation de l'organe d'ensemble, c'est-à-dire par changement d'angle.

Le pas du réseau photo inscrit est lié à l'angle entre le miroir et le faisceau qui facilite le réglage de la longueur d'onde de Bragg souhaitée. Insuffisances. Le principal inconvénient de cette approche est la nécessité de disposer de sources relativement cohérentes dans le temps et dans l'espace. De plus, il est difficile d'optimiser la distribution de modulation (qui doit être gaussienne) pour améliorer la réponse spectrale du réseau.

II.5.2 Ecriture des FBG par la méthode du masque de phase

Quelques années plus tard, une deuxième méthode d'enregistrement a été développée, à base de masques de phase [Hill 1993], cette méthode permet d'effectuer le recalage de manière plus robuste et moins dépendante de la cohérence du laser utilisé, l'intérêt principal étant la simplicité des composants optiques utilisés.

Cette technique implique l'utilisation d'éléments optiques diffractifs appelés masques phase, qui consiste en une couche de silice avec des faces parallèles transparentes aux UV inscrites périodiquement avec des rainures rectangulaires de même profondeur. Le rayonnement ultraviolet traverse le masque et est diffracté. Les faisceaux d'ordre +1 et -1 interfèrent pour former un système de franges qui illumine la fibre. Ainsi, la période des

réseaux de Bragg inscrits par cette méthode est égale à la moitié du pas du masque de phase ($\Lambda=d/2$). De plus, il est important de ne pas laisser entrer en contact la fibre et le masque de phase pour ne pas endommager ce dernier. La période du réseau gravé est de l'ordre du μm , et une simple rayure peut l'endommager. Le principal inconvénient est que le masque de phase doit être changé à chaque changement de longueur d'onde de Bragg, et ces composants sont très coûteux. La relation entre la longueur d'onde de Bragg et l'angle de diffraction d'ordre ± 1 est

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \quad (\text{II.8})$$

$$\Lambda = \frac{\lambda_{uv}}{2\sin(\theta)} \quad (\text{II.9})$$

$$\lambda_B = n_{eff} \frac{\lambda_{uv}}{\sin(\theta)} \quad (\text{II.10})$$

Où λ_B est la longueur d'onde du réseau de Bragg, Λ est période du réseau de Bragg et θ représente l'angle de diffraction du masque de phase.

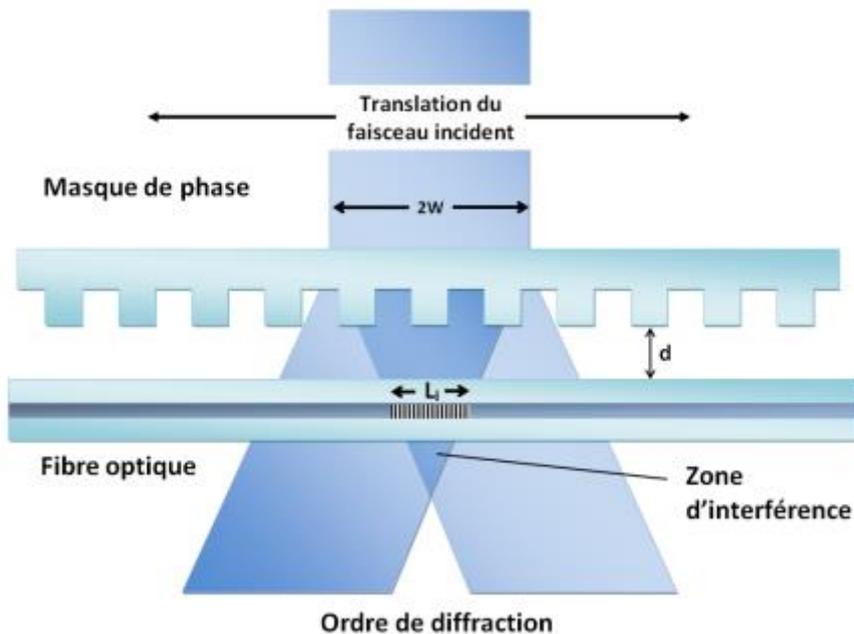


Figure II.10 : Inscription d'un réseau par la méthode du masque de phase [58].

II.5.3 Écriture par le procédé holographique transverse :

Les méthodes d'inscription interférométriques, également appelées "holographie", comprennent à utiliser un interféromètre à double onde. La fibre est placée dans la zone d'interférence de deux faisceaux cohérents issus d'une source laser UV (longueur d'onde λ_0)

fonctionnant en mode continu ou pulsé. L'interférence est une modulation d'intensité sinusoïdale périodique avec un pas de mesure Λ . Du fait de la photosensibilité du cœur, cette modulation est alors convertie en une modulation d'indice proportionnel.

λ_0 est la longueur d'onde de la source lumineuse et est le demi-angle formé entre les deux ondes interférentes.

Le montage du banc optique pour l'écriture est représenté sur la figure (II.11). Le faisceau du laser est divisé en deux par un ensemble de miroirs. Ils interfèrent alors avec la surface de la fibre en cours d'écriture et créent des ondes stationnaires.

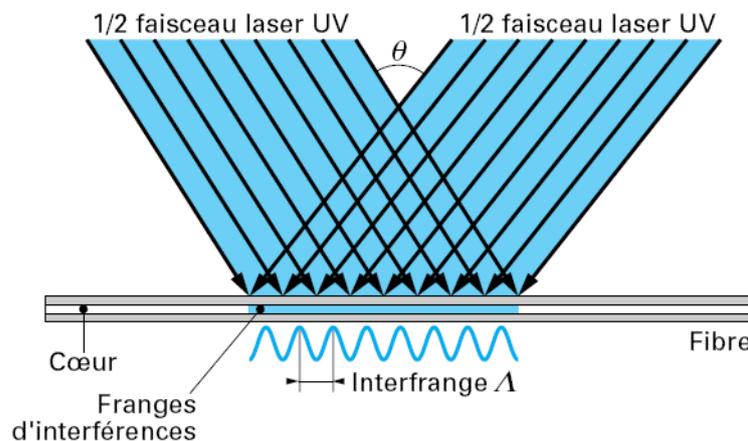


Figure II.11: Inscription d'un réseau de Bragg par la méthode holographique.

Cette technique très souple est largement utilisée car elle permet de placer des réseaux d'un espacement donné (et donc le choix de la longueur d'onde de Bragg) en tout point de la fibre, simplement en ajustant l'angle d'incidence θ des deux faisceaux UV.

II.5.4 Écriture des réseaux de Bragg point-par-point

Une méthode appelée inscription ponctuel des réseaux de Bragg introduit pour la première fois par Malo et al en 1993 [59], il consiste à modifier localement l'indice de réfraction du cœur de la fibre en focalisant fortement un faisceau lumineux en un seul point. Le faisceau est ensuite déplacé très précisément pour former une structure périodique. Cette technique très intéressante est démontrée à l'aide d'impulsions femtosecondes infrarouges par Martinez et al, 2004 [60]. Il va de soi que cette technique nécessite un déplacement extrêmement précis du faisceau focalisé par rapport au cœur de la fibre et un alignement quasi parfait pour que la zone de variation d'indice de réfraction confinée à quelques micromètres reste alignée avec le cœur sur une longueur de quelques millimètres. Il existe

également des fibres optiques d'un diamètre de quelques micromètres. La première démonstration d'écriture de FBG de haute qualité par cette méthode a utilisé des impulsions femtosecondes dans le proche infrarouge à 800 nm. La figure II.6 montre les paramètres utilisés pour l'inscription des réseaux.

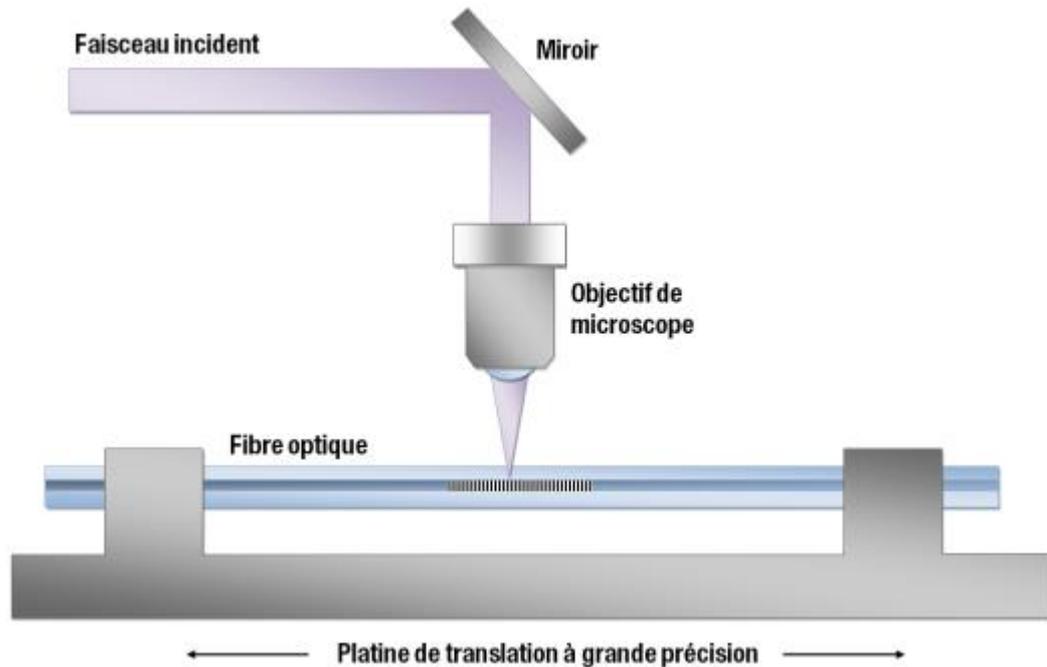


Figure II.12 : l'inscription d'un réseau dans la fibre optique point-à-point [61].

Le principal avantage de cette technique est qu'elle permet l'utilisation des lasers émettant des impulsions femtosecondes de faible énergie (environ 1 microjoule), et donc moins complexes et moins coûteux [62]. De plus, aucun masque de phase n'est requis pour effectuer l'enregistrement du réseau de Bragg, ce qui offre une flexibilité à la méthode car le pas du réseau peut être ajusté très simplement en ajustant la vitesse de translation du faisceau. D'autre part, cette technique nécessite un système de mouvement extrêmement précis, un alignement quasi parfait et une excellente stabilité mécanique, ce qui la rend difficilement adaptable à la production en série de réseaux de fibres FBGs.

II.5.5 Écriture de réseaux de Bragg par l'interféromètre de Sagnac

Cette technique interférométrique présente de nombreux avantages, flexibilité longueur d'onde. Il permet d'écrire des réseaux de Bragg de différentes longueurs d'onde.

Le montage à base d'interféromètre de Sagnac a été développé par Pierre-Yves Cortès [62] au laboratoire COPL ; dans ce montage, le masque de phase n'est pas utilisé pour créer l'interférence, mais sert simplement d'élément optique permettant la séparation de la lumière

entrante en deux faisceaux, la fibre est placée légèrement au-dessus du masque de phase pour éviter tout contact avec celui-ci. Le faisceau provient d'un laser argon doublé émettant à 244 nm en régime continu et pouvant libérer une puissance maximale de 200 mW. Ce faisceau est dévié par le miroir M de 1 pouce de diamètre, qui se déplace le long du masque de phase. En traversant le masque de phase, le faisceau UV se divise en deux ordres -1 et $+1$ selon un angle θ .

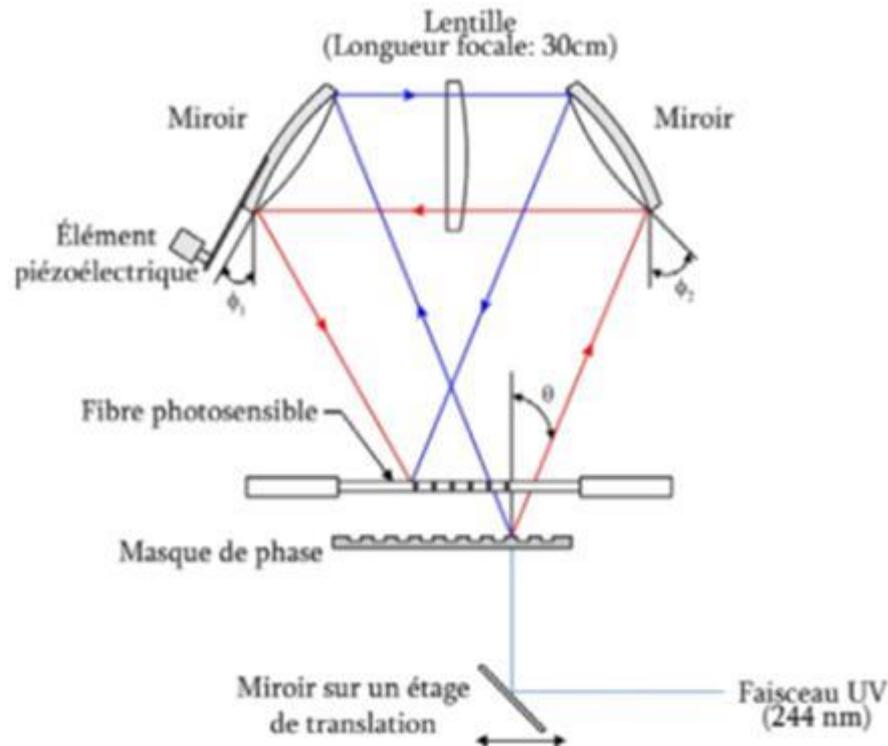


Figure II.13 : Montage d'inscription des réseaux de Bragg par l'interféromètre de type Sagnac [62].

Le faisceau de la diffraction du 1er ordre sera réfléchi en premier le miroir M2 est alors réfléchi par le miroir M1 (le diamètre des deux miroirs M1 et M2 est de 2"), tandis que l'autre faisceau diffracté sera réfléchi d'abord par M1 puis par M2. Les deux faisceaux sont recombinés au niveau de la fibre, forme l'interférence, qui sera situé à l'origine de l'inscription du réseau Une lentille convergente cylindrique, de focale égale à 280 mm pour une longueur d'onde de 244 nm, qui pourra focaliser l'énergie du faisceau au centre de la fibre. L'angle θ est déterminé par le masque de phase avec un pas fixe ; pour recalibrer les réseaux de Bragg à différentes longueurs d'onde, il suffit de changer l'angle α ; la valeur de la longueur d'onde de Bragg est donnée par la relation :

$$\lambda_B = n_{eff} \frac{\lambda_{uv}}{\sin(\theta)} \quad (\text{II.11})$$

A partir de ce composant on peut obtenir un réseau de Bragg avec les propriétés suivantes :

- Longueur d'onde comprise entre 800 nm et 1600 nm avec une précision de 0.08 nm.
- largeur spectrale à 3dB de 0.15nm à 0.5nm.
- La plage de la réflectivité est de 10 à 99.9 %.
- L'espace entre deux réseaux de Bragg peut varier de 0.1mm à 5cm avec une résolution de 1µm.

II.5.6 Écriture multiple réseaux de Bragg sur la fibre optique

La mise en œuvre d'un codeur/décodeur pour un système OCDMA nécessite un grand nombre de précision. Initialement, les réseaux de Bragg étaient inscrits dans la fibre, nécessitant l'utilisation de l'effet de diffusion de l'hydrogène dans le cœur de la fibre, Du fait, l'hydrogène augmente sa photosensibilité [63-64] ; la fibre est placée dans une enveloppe de molécules d'hydrogène à haute pression (≈ 1500 psi) et à température ambiante pendant une dizaine de jours, « jusqu'à les molécules d'hydrogène sont saturées, puis exposées aux rayons UV." Le codeur se compose d'une série de réseaux de différentes longueurs d'onde pour le codage spectral (ou codes temporels de même longueur) ils sont positionnés les uns par rapport aux autres sur la fibre avec un espacement constant (ou variable) entre eux ; suivant une séquence de code prédéfinie. La configuration est illustrée à la figure (II.8), le système a cinq degrés de liberté, c'est-à-dire qu'il peut se déplacer avec une très grande précision dans plusieurs directions. Le fait d'aligner consiste à positionner la fibre (dans les directions X, Y, Z, θ , ϕ) avec l'interférence générée par les deux miroirs M1 et M2. Les réglages des paramètres X, Y, Z, θ et ϕ sont effectués pour deux positions du miroir M (aux deux extrémités du masque de phase).

Une fois que la fibre est alignée avec le motif d'interférence, nous pouvons commencer à graver le réseau : nous en gravons donc un puis et nous déplaçons la fibre horizontalement de la distance requise pour vous positionner afin de tailler le filet suivant. Dans le cas d'une variation de longueur d'onde (en changeant l'angle du miroir M1), ce déplacement selon l'axe perpendiculaire au plan du masque de phase est nécessaire car au fur et à mesure que le miroir se déplace, le motif d'interférence subit une modification selon l'axe perpendiculaire à l'axe du plan du masque est translaté, ce qui nécessite de déplacer les fibres dans le même sens.

Dans ces expériences, une fibre monomode (Corning SMF28) a été utilisée. Ces derniers ont été placés dans une chambre dominée par du gaz H₂ pendant 10 jours pour assurer une bonne hydrogénation.

Pendant la phase d'exposition, le faisceau laser (Lambda Physik modèle LPF 220F) est passé à travers un masque avec un pas de 304 µm et une longueur totale de 2 cm. De plus, le procédé est réalisé dans un environnement riche en argon pour assurer une bonne transparence.

Après avoir effectué des mesures sur les composants obtenus, il a été constaté que les deux types de fibres utilisées apportaient une bonne réponse du point de vue suivant spectre de transmission. Cependant, les fibres hydrogénées offrent une meilleure suppression des pics (environ 20 dB).

Mieux encore, pour le recuit de FBG inscrit sur fibre non hydrogénée par laser F2 à 150°C pendant 24 h, il y a eu un très léger décalage (environ 8 nm) dans le spectre [66].

Il est à noter que le dopage à l'hydrogène est encore utilisé pour pallier la faible photosensibilité inhérente aux fibres optiques classiques.

II.5.9 Écriture par la méthode de Laser Femtoseconde

La découverte des lasers à impulsions ultracourtes de l'ordre de 10⁻¹⁵ secondes a ouvert la voie à des expériences en optique non linéaire à des niveaux d'intensité très élevés.

De même, d'autres expériences ont été réalisées, telles que l'inscription de réseaux de Bragg à long pas [68].

A titre d'exemple de laser femtoseconde, on peut citer un laser saphir dopé au titane (Ti : Al₂O₃). En fait, le titane s'est avéré être un excellent milieu de gain pour l'émission d'impulsions ultra-élevées d'une durée de 10 fs (femto-seconde) ou moins. Ce laser possède une large bande d'amplification (environ 100 THz) pour générer ce type d'impulsion.

Ce type de laser a été rapidement tenté pour l'enregistrement FBG. Ainsi, en 1999, Kondo et al ont réalisé le premier LPFG utilisant la technologie laser femtoseconde fonctionnant à 810 nm. De plus, des expériences réalisées par le Dr P.G. Kryukov et al [69] ont obtenu de bons résultats. Dans leurs expériences, ils ont utilisé un laser saphir de 800 nm délivrant des impulsions d'une durée de 60 fs avec une puissance de 7 nJ, répétées à 82 Mhz par irradiation à travers un masque d'amplitude. Cette technique consomme beaucoup plus de temps par rapport à celle utilisant un laser UV.

Les résultats de ces expériences ont montré que les composants produits avaient une stabilité thermique similaire à celle obtenue par rayonnement UV. En revanche, malgré cet avantage majeur, cette technique est beaucoup plus chronophage par rapport aux techniques utilisant des lasers UV [69]. De plus, l'alignement de la fibre suivant le train d'impulsions devient un sujet très critique et difficile à mettre en œuvre simultanément compte tenu des interactions non linéaires qui peuvent se produire entre les impulsions laser et le cœur de la fibre au cours de ce processus, ce qui a pour effet de compliquer le processus de fabrication.

II.5.10 Écriture par la méthode de Laser CO₂

Les lasers CO₂ ou (lasers CO₂-N₂) font partie de la famille des lasers à gaz. Il est apparu en 1963. Son fonctionnement repose sur l'excitation d'un mélange gazeux, typiquement de l'azote (Ne), de l'hélium (He) et du dioxyde de carbone (CO₂), situé dans une cavité à deux miroirs à réflexion totale et partielle.

Dans cette méthode, un faisceau laser est focalisé sur une fibre optique. Le principe de recalage du FBG repose sur un processus dit « pas à pas » : en effet, l'extrémité du guide de lumière subit une translation périodique après chaque exposition à une seule impulsion laser (environ 0,5 W pendant 300 ms) [70].

Pour que l'indice de réfraction change, l'énergie lumineuse doit être convertie en chaleur dans les 10 à 20 premiers microns de la surface de la fibre. Cette conversion d'énergie entraîne une contrainte résiduelle et une densification du verre [71].

Lors de la fabrication du LPFG, un laser provoque une déformation macroscopique de la fibre lors de son étirement à faible vitesse (étirement de quelques microns).

Par conséquent, à une densité de puissance de 6 W/mm² et un temps d'exposition de 3,5 s, Y.G. Han et al. [71] ont pu obtenir des LPFG avec une bonne stabilité thermique. En fait, cette dernière peut être améliorée en ajustant la concentration des dopants GeO₂ et B₂O₃, réduisant ainsi la sensibilité thermique à 0,002 nm/°C dans la plage de température de -30°C à 80°C [70].

Outre la production de LPFG par ce type de laser, une étude menée par Y. Bouslimani et al. [72] ont montré que d'autres composants à fibre optique peuvent émerger en utilisant le même outil : les lasers CO₂. En effet, en appliquant une puissance assez élevée pour le faisceau laser, nous avons réussi à générer des microstructures (micro-déformées).

II.6 Les caractéristiques des réseaux de Bragg

- ✓ Compatibilité avec les fibres optiques couramment utilisées dans les réseaux de télécommunications.
- ✓ coût de Fabrication très faible de dispositifs optiques à très haute qualité sélective en longueurs d'onde.
- ✓ Encombrement réduit pour une intégration facile dans les systèmes de télécommunication optique.
- ✓ Les réseaux de Bragg n'atténuent pas significativement le signal lorsqu'ils sont insérés.

II.7 L'application des réseaux de Bragg

Les LPFGs peuvent être utilisés dans de nombreux domaines pour différentes applications. En télécommunication on peut citer notamment :

- Egaliseur de gain : vu le problème d'atténuation on est obligé d'amplifier le signal transmis avec des amplificateurs optiques qu'ils ont un problème d'élargir la bande spectrale, avec les LPFGs on peut réaliser un filtre passe bande qui réduit cette bande spectrale.
- Polarisateurs sélectifs en longueur d'onde
- Convertisseurs de modes
- Filtre fréquentiel. On peut utiliser aussi les FBGs comme des filtres fréquentiels.
- Filtres réflecteurs.
- Lasers spéciaux à bande étroite.
- Codeurs et décodeurs OCDMA

En plus les réseaux de Bragg aperiodiques peuvent résoudre le problème de la dispersion chromatique.

II.7.1 Les filtres

En tant que filtres sélectifs en longueur d'onde, les réseaux de Bragg uniformes à courte période ont d'abord été ciblés pour les applications de filtrage et de multiplexage.

Il peut ensuite être ajusté en ajustant la période de réseau et le changement d'indice de réfraction, pour un rejet élevé du canal adjacent, de la forme rectangulaire, multi-pic, etc.

Aujourd'hui, des techniques avancées d'inscription des FBG permettent la réalisation pratiquement toutes les formes spectrales souhaitées en contrôlant la phase. Par conséquent, les réseaux de Bragg en fibre sont d'excellents candidats pour l'avenir de

systèmes WDM complexes, mais il existe des filtres bon marché pour s'adapter à la situation de conception.

Les réseaux de Bragg à courte période réfléchissent la lumière près des longueurs d'onde de Bragg et être transparent avec les autres. Pour être utilisé dans un réseau, un réseau de Bragg doit être associé à un autre composant à entrées multiples et sorties pour extraire le signal utile. Habituellement, ce composant est un circulateur [52].

Cet exemple décrit une application d'un réseau de Bragg comme filtre associé à un Fabry Pérot.

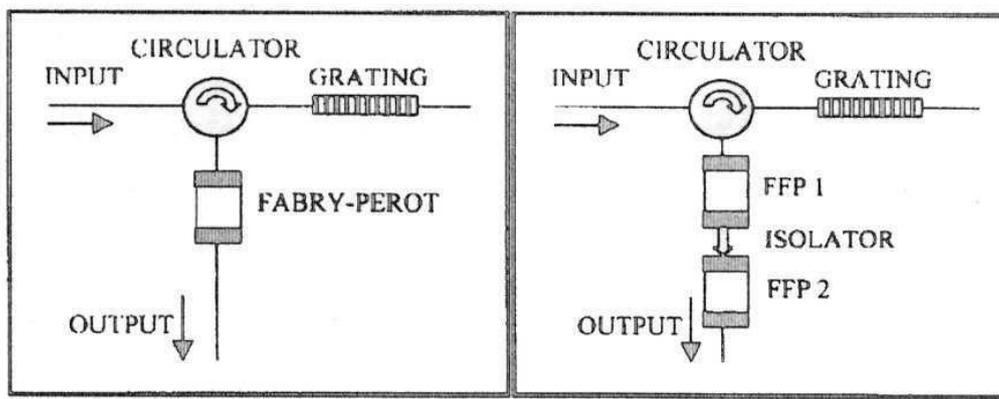


Figure II.15: Filtres optiques

- (a) association d'un réseau de Bragg et d'un FFP
- (b) association d'un réseau de Bragg et deux FFP

II.7.2 Multiplexage et démultiplexage en longueur d'onde

Le multiplexage en longueur d'onde (WDM) est une technologie qui utilisée dans les communications optiques permet à plusieurs ondes de différentes longueurs d'onde de passer à travers une seule fibre, en utilisant un multiplexeur (MUX) pour les mélanger à l'entrée, WDM sépare chaque canal de 0,8 nm, DWDM sépare chaque canal de 0,2 nm et la sortie différentes ondes en séparant chaque canal à travers un démultiplexeur (DEMUX). Un MUX peut utiliser plusieurs ports d'entrée, chacun utilisant un réseau de Bragg à pas variable "chirpé" et utilisant des circulateurs optiques pour permettre à des longueurs d'onde individuelles (coupleurs) de passer à travers une seule fibre.

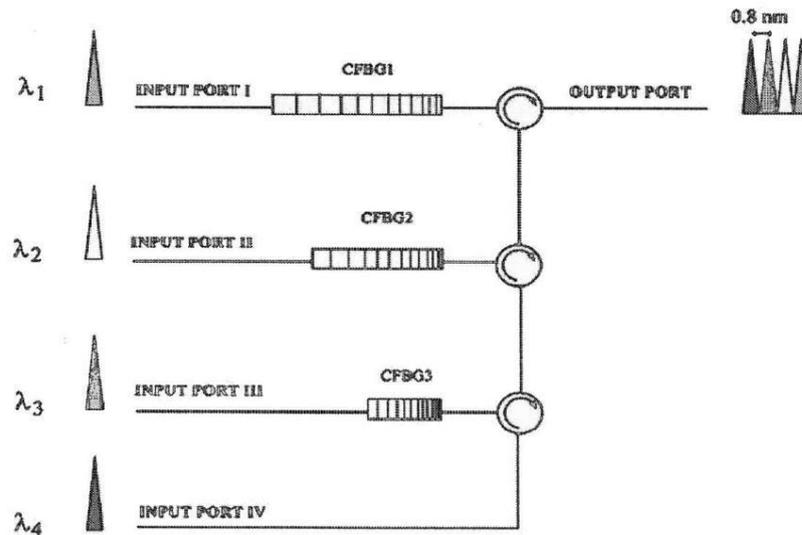


Figure II.16: Multiplexeur optique à l'aide des réseaux de Bragg [73]

Côté sortie on fait du reverse opération, du multiplexage, on a plusieurs ports de sortis, chaque port contient un circulateur et un réseau de Bragg qui ne laisse passer que la longueur d'onde appropriée (figure II.17).

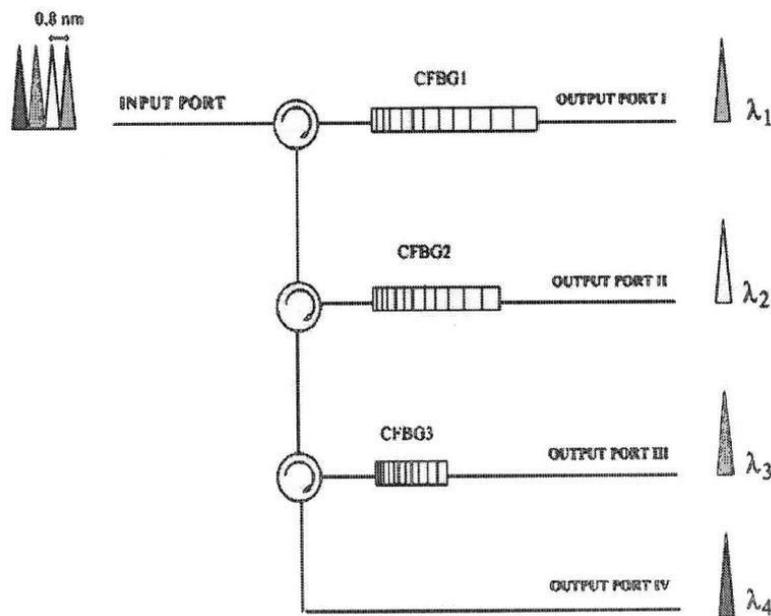


Figure II.17 : Démultiplexeur optique à l'aide des réseaux de Bragg [73]

II.7.3 Compensation de dispersion chromatique

Dans les fibres monomodes, différentes fréquences du spectre des impulsions se propagent à des vitesses différentes, ce qui conduit à un élargissement temporel des impulsions, notamment dans les systèmes de télécommunication. Pour ce faire, nous utilisons des réseaux de Bragg à pas variable "chirpés" pour compenser la dispersion.

Les grandes longueurs d'onde sont immédiatement réfléchies, tandis que les petites longueurs d'onde se propagent un peu plus.

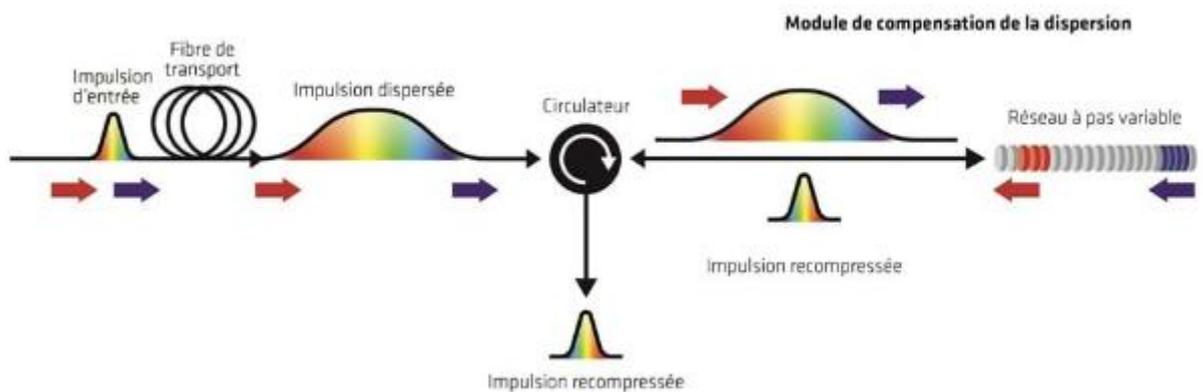


Figure II.18: Compensation de la dispersion chromatique basée sur le réseau de Bragg chirpé [74]

Conclusion

Dans ce chapitre, nous introduisons brièvement l'histoire des réseaux de Bragg, puis nous définissons ce qu'est un réseau de Bragg, qui est considéré comme une petite perturbation qui se produit entre le mode aller et le mode retour ou entre le mode aller et le mode cœur du couplage central. Le mode dans lequel la gaine se propage dans le guide d'ondes.

Par conséquent, nous introduisons différents types de réseaux, différentes techniques de mise en œuvre, y compris des techniques qui sont encore au stade de la recherche et de l'expérimentation. Nous terminons par une rubrique expliquant les différents domaines d'application des réseaux de Bragg.

Les réseaux de Bragg sont des composants des systèmes de télécommunication, sa flexibilité et sa conception exceptionnelles le rendent idéal pour les applications personnalisées par l'utilisateur telles que la compensation de dispersion et le filtrage.

Chapitre III

Modélisation de réseau de Bragg par la méthode de mode couplé

III.1 Introduction

L'application de ces composants dans les systèmes de communication optique s'étend plus largement à la compensation de dispersion chromatique, au multiplexage par répartition en longueur d'onde WDM, aux lasers spéciaux à bande étroite, aux filtres sélectifs en longueur d'onde [75].

Au cours de ce chapitre, nous nous efforcerons ici d'apprendre les bases nécessaires pour souligner les paramètres importants des réseaux de Bragg et leur utilité dans différentes structures optiques.

Certains composants de transmission optique modernes utilisent des réseaux de Bragg, tels que des amplificateurs dopés à l'erbium (EDFA) et des lasers semi-conducteurs DFB (Distributed Feedback) et DBR (Distributed Bragg Reflector), et des fibres avec des réseaux de photo Bragg inscrits avec des FBG, multiplexage et démultiplexage [76-77]. Ils sont directement connectés à la fibre de transmission, sont peu coûteux à fabriquer et permettent de réaliser un grand nombre d'autres fonctions [78].

Nous allons dans un premier temps présenter des résultats importants pour l'analyse des réseaux uniformes par la théorie des modes couplés après la généralisation qui permette de définir le réseau de Bragg.

Ensuite, nous aborderons le coefficient de réflexion et l'effet du couplage, la longueur du réseau, nombre de couches, profondeur, le pas de réseau (période), la différence d'indice, choix de matériau, l'angle incidente sur celui-ci.

A la fin de ce chapitre, nous montrons les résultats obtenus à partir de miroirs de Bragg par simulation sur un réseau de Bragg échantillonné.

III.2 Généralités sur les réseaux de Bragg

Un réseau photo inscrit dans la fibre (modulation périodique de son indice) en éclairant le cœur avec de la lumière ultraviolette sont aujourd'hui une partie importante du développement des systèmes de télécommunication optique. Plusieurs paramètres physiques de ces réseaux peuvent être modifiés, tels que l'indice de réfraction, la longueur, la profondeur des réseaux, etc...

La modulation périodique de l'indice de réfraction $\Delta n(z)$ du cœur de la fibre selon l'axe de propagation z constitue un réseau de Bragg. Cette perturbation de l'indice de réfraction peut être exprimée comme suit :

$$\Delta n(z) = \Delta n_{\text{moy}}(z) \left\{ 1 + v(z) \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z + \varphi(z)\right) \right\}. \quad (\text{III.1})$$

$\Delta n_{\text{moy}}(z)$: la modulation moyenne de l'indice,

$v(z)$: la visibilité ou l'apodisation de la modulation.

Un réseau de Bragg peut être considéré comme un réseau de diffraction unidimensionnel qui diffracte la lumière d'un mode aller vers un mode retour. Les conditions dans lesquelles la diffraction se produit à partir du mode arrière sont appelées conditions de Bragg. Pour que la lumière se diffracte efficacement dans des directions opposées, les réflexions de chaque période fondamentale doivent interférer de manière constructive. Cela signifie que le réseau réfléchit les longueurs d'onde satisfaisant la loi de Bragg [79].

$$\lambda_B = 2n_{\text{eff}}\Lambda \Rightarrow \Lambda = \frac{\lambda_B}{2n_{\text{eff}}} \quad (\text{III.2})$$

λ_B : longueur d'onde de Bragg,

n_{eff} : l'indice effectif du mode optique fondamental ;

Λ : la période de modulation de Bragg [80].

Dans une surface uniforme du guide d'ondes des fines corrugations périodiques gravées, créent un couplage entre la lumière se propageant dans le sens aller et la lumière se propageant dans le sens retour. Le réseau ressemble alors à un miroir constitué d'un empilement périodique de couches diélectriques d'indices de réfraction différents.

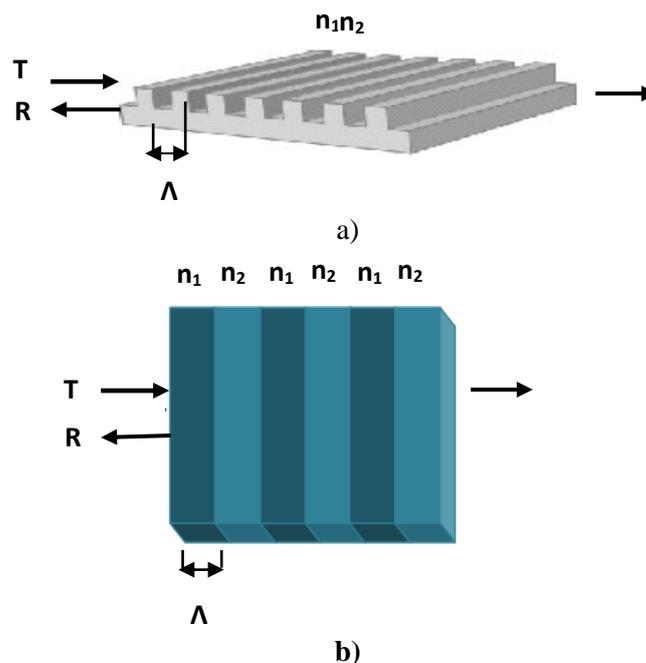


Figure III.1 :(a) Schéma d'un réseau surfacique intégré dans un guide d'onde
(b) Le miroir de Bragg d'empilement de N couches

Un réseau photo inscrit dans une fibre peut être assimilé à un réseau de diffraction optique.

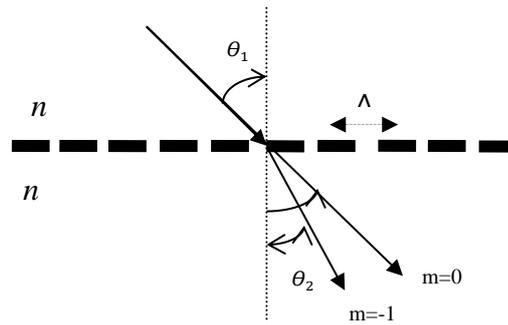


Figure III.2: Diffraction d’une onde dans un réseau photo inscrit

Ainsi, l’effet d’une onde incidente d’angle d’incidence Θ_1 sur le réseau peut être décrit par l’équation suivante :

$$n \sin(\Theta_2) = n \sin(\Theta_1) + m \frac{\lambda}{\Lambda} \tag{III.3}$$

Θ_2 : est l’angle de diffraction,

m : l’ordre de diffraction .

Cette équation nous permet de connaître la direction Θ_2 selon laquelle les interférences constructives existent. Le couplage inverse d’un mode se propageant selon l’angle Θ_1 au même mode se propageant dans la direction opposée à l’angle $\Theta_2 = -\Theta_1$ a une constante de propagation:

$$\beta_2 = -\beta_1 \tag{III.4}$$

Sachant que la constante de propagation d’un mode est égale à :

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{eff}} \text{ où } n_{\text{eff}} = n \sin \Theta \tag{III.5}$$

La figure III.3 représente le couplage entre les modes dans une fibre optique :

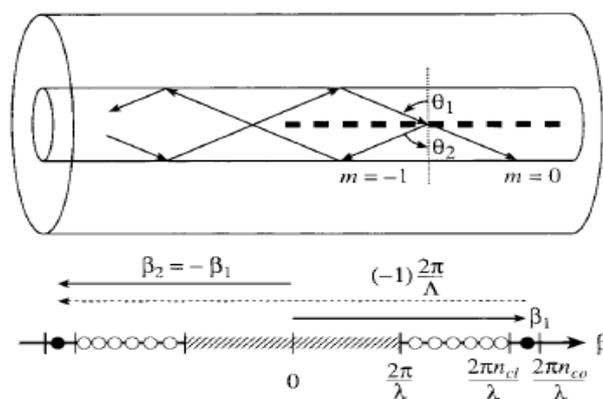


Figure III.3: Couplage entre modes dans une fibre optique [81]

On peut réécrire l'équation (II.3) comme suit :

$$\beta_2 = \beta_1 + m \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (\text{III.6})$$

La période de réseau à utiliser peut-être défini à partir de la relation de Bragg si l'on considère qu'un grand nombre de réseaux sont destinés à fonctionner à une longueur d'onde d'environ 1,55 μm . Le tableau donne quelques exemples des matériaux utilisés.

Matériaux	Inp	GaAs	Si	AlAs	AlAsSb	TiO ₂
Indice de réfraction	3.17	3.37	3.5	2.91	3.1	2.44
Λ (période)	244nm	230nm	221nm	240 nm	241 nm	243 nm

Tableau III.1: Propriétés optiques de différents matériaux semi-conducteurs pour les réseaux de Bragg à 1,55 μm . [82]

Un réseau d'ordre supérieur présente l'avantage d'avoir des périodes plus grandes.

$$\Lambda = \frac{m\lambda_B}{2n_{\text{eff}}} \quad (\text{III.7})$$

III.3 La théorie des modes couplés

La théorie des modes couplés permet d'obtenir des informations quantitatives sur l'efficacité spectrale d'un réseau de Bragg [83-84-85].

La théorie des modes couplés est une approche très courante pour décrire les phénomènes physiques se produisant dans les réseaux de Bragg [86].

Le réseau est considéré comme une petite perturbation qui produit le couplage entre les modes aller et les modes retour qui sont propagés dans la structure.

Lorsque le guide d'onde présente d'invariance de translation, il est appelé perturber. La solution n'est plus invariante selon z , et la puissance délivrée par les différents modes peut être permutée d'un mode à l'autre. Nous décrivons cet échange en faisant varier les amplitudes des différents modes avec z [87-88]. La figure (III.4) illustre un réseau de Bragg de longueur L et de pas Λ . Le champ électrique d'une onde se propageant peut-être exprimé par les équations(III.8, III.9) [89-90] :

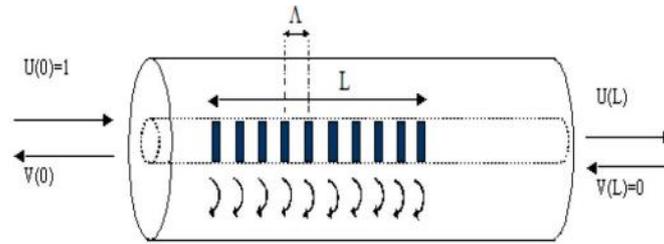


Figure III.4: Propagation des ondes dans un réseau de Bragg [90]

Un réseau périodique photo inscrit suivant l'axe longitudinal d'une fibre sur une longueur L. Soit E_1 , E_2 deux modes de la fibre optique décrits par :

$$E_1(x, y, z) = A(z) \exp(-\beta_1 z) \Psi_1(x, y) \tag{III.8}$$

$$E_2(x, y, z) = B(z) \exp(-\beta_2 z) \Psi_2(x, y) \tag{III.9}$$

Ψ_1 et Ψ_2 : les profils transverses ;

β_1 et β_2 : les constantes de propagation des deux modes ;

$A(z)$ et $B(z)$: les amplitudes des deux modes

Avec :

$$\beta_1 = kn_1 = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 \text{ et } \beta_2 = kn_2 = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 \tag{III.10}$$

n_1, n_2 : les indices de réfraction relatifs aux deux ondes.

k : le vecteur d'onde de la longueur d'onde dans le vide.

Selon la théorie mode couplée considérant le couplage en sens inverse, l'équation mode couplée résolue est :

$$\frac{dA(z)}{dz} = jB(z)K \exp[j(\beta_1 - \beta_2)z] \tag{III.11}$$

$$\frac{dB(z)}{dz} = jA(z)K^* \exp[-j(\beta_1 - \beta_2)z]. \tag{III.12}$$

Où

K : le coefficient de couplage entre les deux modes. En ne considérant que la composante résonante, peut s'écrire comme suit :

$$K = \kappa \exp \left[-j \left(\frac{2\pi}{\Lambda} z + \varphi \right) \right] \tag{III.13}$$

Λ : le pas du réseau,

φ : la phase introduite par ce réseau

κ : constante de couplage.

Pour le couplage inverse, les champs de couplage considérés sont le mode fondamental direct $A(z)$ et le mode fondamental inverse $B(z)$. Dans ce cas, la constante de couplage dépend de la fraction d'énergie du mode fondamental confiné dans le cœur. La constante de couplage s'écrit :

$$\kappa = \frac{\pi \Delta n}{\lambda} \quad (\text{III.14})$$

La propagation de la lumière dans le guide d'ondes non perturbé et les modes direct et inverse sont complètement indépendants l'un de l'autre et peuvent être décrits par des équations :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = j\beta_1 A \quad (\text{III.15})$$

$$\frac{\partial B}{\partial z} = j\beta_2 B \quad (\text{III.16})$$

La résolution de ce système donne un pair d'onde sous la forme suivante :

$$A(z) = A(0) \exp(j\beta_1 z) \quad (\text{III.17})$$

$$B(z) = B(0) \exp(j\beta_2 z) \quad (\text{III.18})$$

On peut résumer des modes non couplés sous la forme d'une égalité matricielle.

$$-i \frac{d}{dz} \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \beta_1 & 0 \\ 0 & \beta_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix} \quad (\text{III.19})$$

La solution de ces les équations s'écrit :

$$\begin{bmatrix} A(z) \\ B(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \exp(i\beta_1 z) & 0 \\ 0 & \exp(i\beta_2 z) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A(0) \\ B(0) \end{bmatrix} \quad (\text{III.20})$$

Le système différentiel de la propagation de modes couplés s'écrit sous la forme matricielle :

$$-j \frac{\partial}{\partial z} \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \beta_1 & k_{12} \\ k_{21} & \beta_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix} \quad (\text{III.21})$$

De sorte que les solutions s'écrivent sous la forme matricielle.

$$\begin{bmatrix} A(z) \\ B(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \exp\left[+\frac{j}{2}k_g z\right] & 0 \\ 0 & \exp\left[-\frac{j}{2}k_g z\right] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cosh(\gamma z) + j\frac{\delta}{\gamma}\sinh(\gamma z) & \frac{k}{\gamma}\sinh(\gamma z) \\ \frac{k^*}{\gamma}\sinh(\gamma z) & \cosh(\gamma z) - j\frac{\delta}{\gamma}\sinh(\gamma z) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A(0) \\ B(0) \end{bmatrix} \quad (\text{III.22})$$

Où :

$$\gamma = \sqrt{|k|^2 - \delta^2} \quad ; \quad \delta = \beta - \frac{\pi}{\Lambda}$$

III.3.1 Coefficient de réflexion d'un réseau de Bragg

Le mode contre propageant n'est pas présent à la sortie, ce qui donne : $B(L)=0$; et le mode aller n'est pas couplé à l'entrée du réseau, c'est à dire que : $A(0)=1$ (puissance incidente).

Le coefficient de réflexion en amplitude pour un réseau de longueur L et de pas Λ obtenu par le rapport des amplitudes A et B au point $z=0$: $r = \frac{B(0)}{A(0)}$

➤ Pour : $|\kappa| > |\Delta\beta|$.

$$r(\lambda) = \frac{B(z=0)}{A(z=0)} = \frac{-kL\sinh\left(L\sqrt{|k|^2 - \Delta\beta^2}\right)}{-\Delta\beta\sinh\left(L\sqrt{|k|^2 - \Delta\beta^2}\right) + j\sqrt{|k|^2 - \Delta\beta^2}\cosh\left(L\sqrt{|k|^2 - \Delta\beta^2}\right)} \quad (\text{III.23})$$

Le facteur de réflexion en intensité est :

$$R(\lambda) = |r(\lambda)|^2 \quad (\text{III.24})$$

➤ Pour : $|\kappa| < |\Delta\beta|$.

$$R = |r|^2 = \frac{(\kappa L)^2 \sin^2\left(L\sqrt{|k|^2 - \Delta\beta^2}\right)}{(\Delta\beta L)^2 \sin^2\left(L\sqrt{|k|^2 - \Delta\beta^2}\right) - \left(L\sqrt{|k|^2 - \Delta\beta^2}\right)^2 \cos^2\left(L\sqrt{|k|^2 - \Delta\beta^2}\right)} \quad (\text{III.25})$$

$$\Delta\beta = 2\pi n_{eff} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_B}\right) \quad , \quad \kappa = \frac{2\Delta n}{\lambda}$$

La réflectivité maximale et la transmission minimale d'un réseau de Bragg uniforme pressente pour la longueur d'onde vérifiant la condition de Bragg, avec $\Delta\beta = 0$ exprimées par les relations suivantes :

$$R_{\max} = \tanh^2(\kappa L) \quad , \quad T_{\min} = \frac{1}{\cosh^2(\kappa L)} \quad (\text{III.26})$$

$$\lambda_{\max} = \left(1 + \frac{\Delta n}{n_{\text{eff}}}\right) \lambda_B \quad (\text{III.27})$$

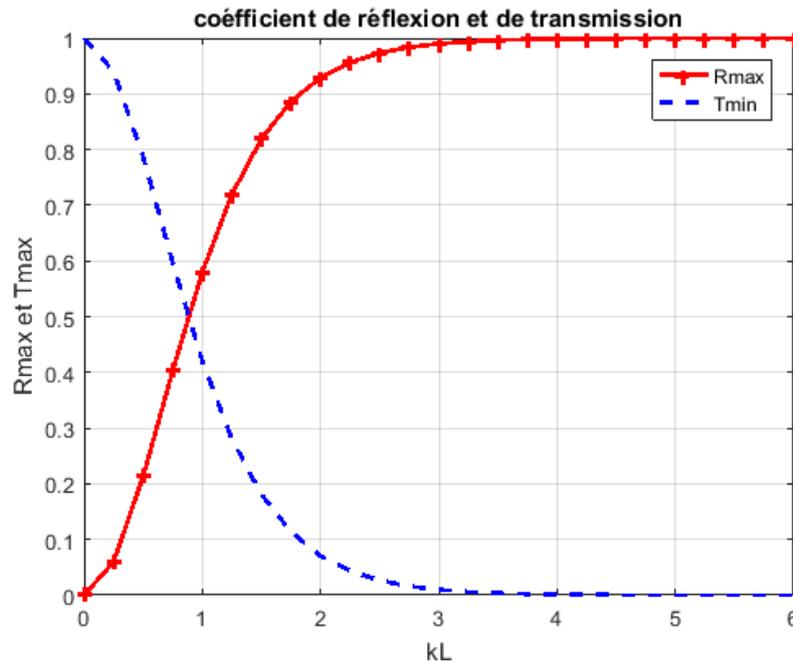


Figure III.5 : Variation de la réflectivité maximale R_{\max} et la transmission T_{\min} à la longueur d'onde de Bragg en fonction du coefficient de couplage κL

La figure (III.5) illustre que le facteur de réflexion soit plus proche possible de l'unité (1) pour des valeurs de κL plus élevées. Le coefficient de réflexion est de l'ordre de 99 % pour la valeur de $\kappa L=3$. Cependant, le coefficient de transmission soit plus proche de 0 avec le croisement de valeurs de κL . Le minimum de transmission qui correspond à un maximum de réflexion à la condition de résonance $\Delta=0$ soit $\gamma = \kappa$.

III.3.2 Le coefficient de couplage

Le coefficient de couplage est un paramètre fondamental du réseau. Il convertit la portion de puissance par unité de longueur du mode aller au mode retour. Elle dépend directement des paramètres physiques du réseau, à savoir son profil, sa profondeur, sa période, sa distance à la couche guidante, la composition de celle-ci et de la couche de confinement. Il est difficile de trouver une expression exacte du coefficient de couplage dans la littérature, et nous verrons ci-dessous plusieurs propositions très différentes. Une expression du coefficient de couplage dérivée de la théorie des modes couplés donné par [91], qui met l'accent sur sa dépendance aux

paramètres du guide d'onde. Le coefficient de couplage d'un guide d'onde symétrique perturbé par un réseau rectangulaire donné par :

$$k = \frac{2\pi^2(n_2^2 - n_1^2)}{3\lambda n_2} \left(\frac{a}{t}\right)^3 \left[1 + \frac{3}{2\pi} \frac{\lambda/a}{\sqrt{(n_2^2 - n_1^2)}} + \frac{3}{4\pi^2} \frac{(\lambda/a)^2}{(n_2^2 - n_1^2)} \right] \quad (\text{III.28})$$

Par conséquent, le coefficient de couplage causé par la variation d'indice est défini par Kogelnik [92]:

$$k = \frac{\pi \Delta n}{\lambda} \quad (\text{III.29})$$

Avec :

$$\Delta n = n_h - n_b \quad (\text{III.30})$$

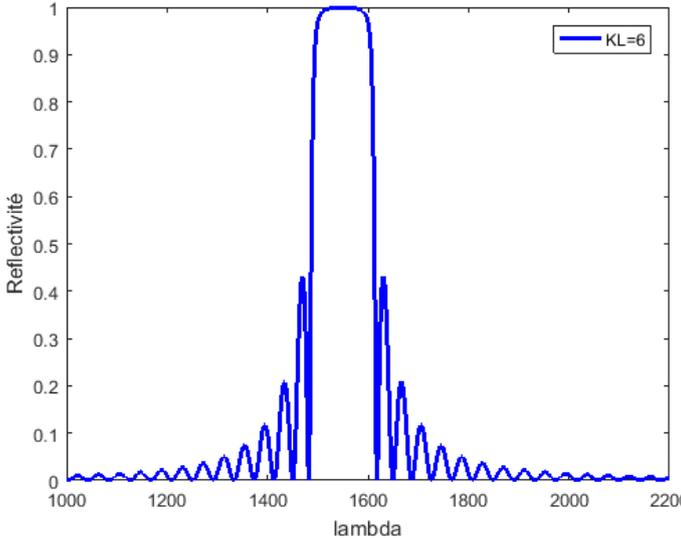
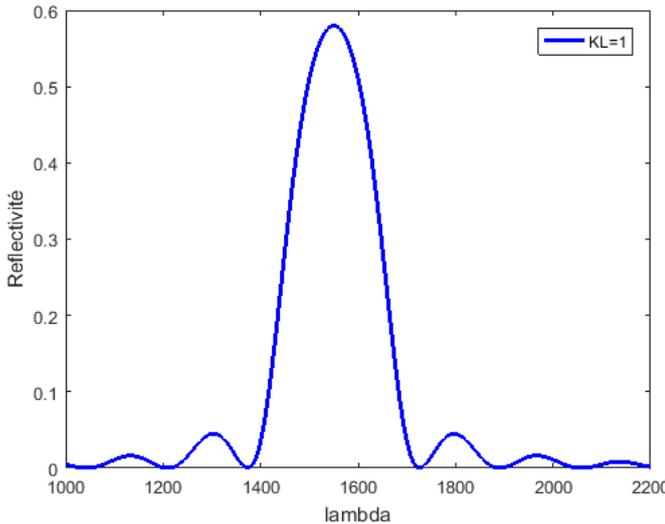
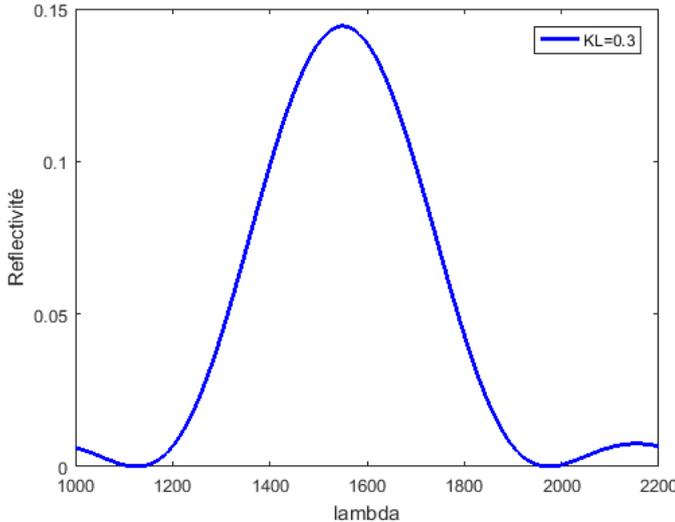
Une autre définition rapportée pour le coefficient de couplage des réseaux à sections rectangulaires par :

$$k = \frac{2\Delta n}{\lambda} \quad (\text{III.31})$$

Comme nous l'avons vu, il existe différentes expressions théoriques du coefficient de couplage, pour donner l'estimation la plus exacte et plus proche de la valeur expérimentale.

Considérant un réseau de longueur fixe L et on fait varier la valeur du coefficient de couplage.

La réflectivité de réseau de Bragg uniforme pour les différentes valeurs kL sont représentés par la figure II.4..... :



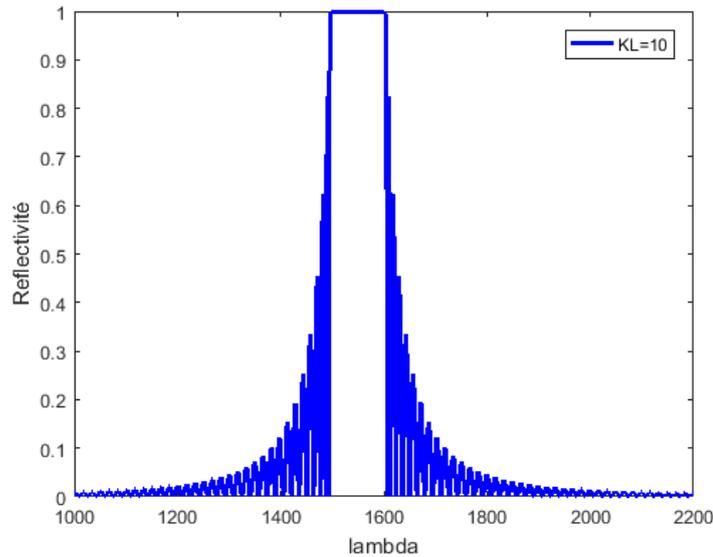


Figure III.6 : Spectre en réflexion d'un réseau de Bragg pour un coefficient du couplage variable $kL = (0.3, 1, 6, 10)$

La réflectivité maximale dépend directement de la valeur du produit kL . Nous remarquons que nous obtenons une réflectivité plus importante et une largeur spectrale plus sélective en augmentant la valeur du coefficient de couplage. À partir de là on peut définir deux types de réseaux :

- si le produit kL est inférieur à 1, la réflectivité du réseau de Bragg présente un profil proche du carré de la fonction sinus cardinal centré sur la fréquence de Bragg. Ce type de réseau est appelé réseau de Bragg à faible couplage car il ne réfléchit qu'une petite fraction de la lumière incidente.

- si le produit kL est éloigné de 1, la réflectivité se rapproche de 1, donc très élevée. Apparaît également une bande de longueurs d'onde, dite bande interdite, pour laquelle la lumière est considérée comme totalement réfléchie. Celle-ci est centrée sur la longueur d'onde de Bragg., les réponses spectrales présentent en dehors de cette bande fondamentale des lobes secondaires (oscillations) qui décroissent à mesure qu'elles s'éloignent de la longueur d'onde de Bragg. La réflectivité tend à devenir nulle ($R \rightarrow 0$) loin de ces oscillations.

La largeur de bande interdite $\Delta\lambda$ est proportionnelle au coefficient de couplage kL suivant la relation :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{\pi n_g} \sqrt{k^2 + \frac{\pi^2}{L_{\text{Tot}}^2}} \quad (\text{III.32})$$

III.3.3 la réflectivité et la bande passante d'un miroir de Bragg

Si l'on considère deux matériaux, l'un à faible indice de réfraction n_1 (n_L) et l'autre à indice de réfraction supérieur n_2 (n_H), le maximum de réflexion est obtenu pour la longueur d'onde dite de Bragg λ_{Bragg} si l'épaisseur est fixée à $e_i = \lambda_{Bragg}/4n_i$ est utilisé pour chaque couche d'indice n_i . En effet, pour ces épaisseurs précises, le déphasage subi par une onde traversant l'épaisseur optique est exactement égal à $2\pi/\lambda_{Bragg}e_i n_i = \pi/2$.

Ainsi, un miroir de Bragg est construit pour une longueur d'onde donnée et une température donnée, avec une épaisseur variable. Considérons deux milieux non absorbants 1 et 2 tels que $n_1 < n_2$ et agencés selon un empilement $1|2|1|2|...$.

L'intérêt du miroir de Bragg est basé sur les attributs suivants :

- Pour une onde se propageant d'un milieu à haut indice de réfraction vers un autre milieu à bas indice de réfraction, aucun déphasage n'est provoqué par des réflexions à l'interface.
- Pour une onde se propageant d'un milieu d'indice de réfraction plus faible vers un autre milieu d'indice de réfraction plus élevé, les réflexions à l'interface provoquent un déphasage de π .

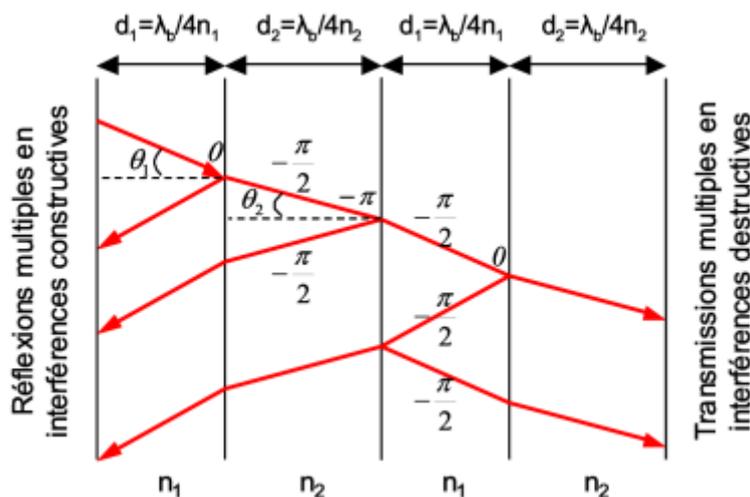


Figure III.7: Miroir de Bragg a empilement de couches diélectrique [93]

Le coefficient de couplage d'un miroir de Bragg donné par la relation suivante :

$$kL = \frac{2\Delta n}{\lambda_B} L \tag{III.33}$$

Avec :

$\Delta n = n_H - n_L$: Difference d'indice

$n_{\text{eff}}^2 = n_H^2 + n_L^2$: Indice effectif

$L = N(\lambda_B/2n_{\text{eff}})$: Longueur totale de réseau

$$kL = \frac{N(n_H+n_L)}{\sqrt{n_H^2+n_L^2}} \quad (\text{III.34})$$

L'interférence constructive conduit à une réflectivité importante près de la longueur d'onde de Bragg λ_B . Le domaine spectral $\Delta\lambda$ de la forte réflexion du miroir de Bragg est appelé "stop bande ". Nous allons maintenant comprendre comment le contraste d'indice de réfraction entre les matériaux utilisés, défini par $\Delta n = n_1 - n_2$, et comment le nombre de périodes utilisées affecte les propriétés du miroir de Bragg. La réflectance maximale R_{max} correspond à la longueur d'onde λ_{Bragg} et peut être exprimée analytiquement comme [94] :

$$R_{\text{max}} = \left[\frac{1 - \frac{n_S}{n_0} \left(\frac{n_L}{n_H} \right)^{2N}}{1 + \frac{n_S}{n_0} \left(\frac{n_L}{n_H} \right)^{2N}} \right]^2 \quad (\text{III.35})$$

Où :

N : le nombre de période,

n_S : l'indice du substrat

n_0 : l'indice du milieu incident.

Cette expression n'est valable que dans le cas de matériaux non absorbants. Les pertes d'absorption dans le matériau du miroir entraînent une diminution de sa réflectivité, qui à son tour entraîne une diminution de R_{max} . Néanmoins, cette expression indique que la réflectivité deviendra plus élevée avec l'augmentation du nombre de périodes et une plus grande différence d'indice de réfraction Δn sera forte.

$$\Delta n = n_H - n_L \quad (\text{III.36})$$

La largeur de la plate-forme dépend également du contraste de l'indice. L'augmentation de Δn a un effet sur l'augmentation de la largeur. Dans l'approximation des miroirs infinis et du faible contraste d'indice de réfraction, la largeur du plateau peut être obtenue par cette formule approchée [79].

$$\text{Largeur} = \lambda \frac{4}{\pi} \left[\frac{1 - \left(\frac{n_L}{n_H}\right)}{1 + \left(\frac{n_L}{n_H}\right)} \right] \quad (\text{III.37})$$

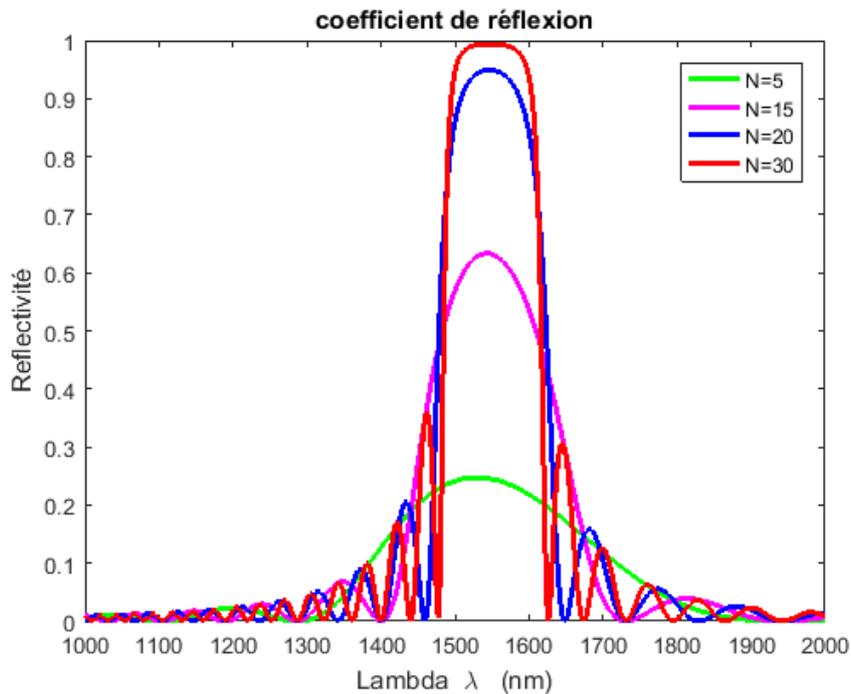


Figure III.8 : L'évolution de spectre en réflexion d'un mémoire de Bragg pour un nombre de périodes variable

La figure (III.8) illustre l'effet du paramètre du nombre de couches. Le nombre de périodes plus grand a pour effet d'augmenter la réflectivité, mais cela se traduit par des temps de croissance ou de dépôt plus longs et dans ce cas l'injection électrique à travers des miroirs augmente la résistance série du composant. Cela crée également une résistance thermique élevée, qui n'est pas propice à la dissipation de la chaleur. Par conséquent, il est parfois avantageux d'essayer de maximiser la différence d'indice de réfraction entre les deux matériaux.

III.3.4 La différence d'indice de réfraction

Les caractéristiques optiques d'un miroir sont directement liées aux matériaux qui le composent (l'indice de réfraction). Pour des raisons technologiques, la liste de matériaux à notre disposition pour la réalisation des miroirs est restreinte.

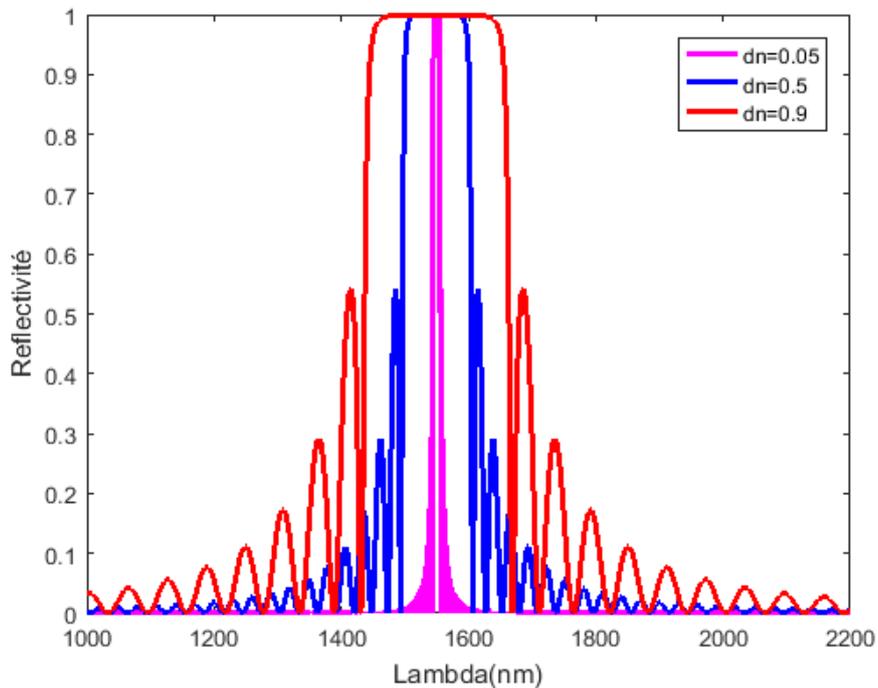


Figure III.9 : L'évolution de spectre de réflexion d'un miroir de Bragg pour la différence d'indice variable

Par conséquent, il est parfois avantageux d'essayer de maximiser la différence d'indice de réfraction entre les deux matériaux. La figure (III.9) montre que pour un nombre donné de couches la réflectivité est plus élevée si la différence d'indice de réfraction est élevée. Cette augmentation de la différence d'indice de réfraction est également bénéfique pour étendre le plateau de réflectivité maximale.

Cette largeur de bande est caractérisée par sa largeur à mi-hauteur, exprimée par [95] :

$$\Delta\lambda = \left[\frac{\frac{4\lambda_0}{\pi} \sin^{-1}\left(\frac{n_H - n_L}{n_H + n_L}\right)}{1 - \left(\frac{4\lambda_0}{\pi} \sin^{-1}\left(\frac{n_H - n_L}{n_H + n_L}\right)\right)} \right] \quad (\text{III.38})$$

La prise en compte de la pénétration des ondes est importante lorsqu'on veut accéder aux longueurs que les ondes voient réellement dans des structures à cavités verticales afin d'estimer, par exemple, des propriétés dynamiques. Toutes les grandeurs précédemment décrites sont données pour un angle d'incidence nul par rapport à la normale du miroir. Dans le cas de VCSEL, on se place dans cette configuration. Cependant, il est important de noter que ces grandeurs peuvent varier avec l'angle d'incidence.

Pour des miroirs d'épaisseur optique n_1d_1 et n_2d_2 par couche, la longueur d'onde de réflectivité maximale se décalera et est donnée par :

$$n_1d_1 \cos\theta_1 + n_2d_2 \cos\theta_2 = \frac{\lambda_0}{2} \quad (\text{III.39})$$

Pour un indice de réfraction et une épaisseur de couche donnés, la longueur d'onde de fonctionnement λ_0 du miroir va donc décroître comme le cosinus de l'angle de la lumière dans la structure.

III.3.5 Choix de matériau

Le paramètre Δn correspond à la différence d'indice entre un couple de matériaux constituant le miroir. Comme nous l'avons souligné, pour un nombre de paires donné, à la fois la réflectivité et la largeur de la bande de réflecteur de Bragg augmentent avec Δn . Par ce fait, le système AlGaAsSb/AlAsSb est le plus avantageux.

Le système InGaAlAs/InAlAs a également été étudié [96] car il ne fait intervenir qu'un seul élément V (As). Ensuite sa croissance est encore possible car il est plus facile de contrôler la composition en élément III ternaire et quaternaire.

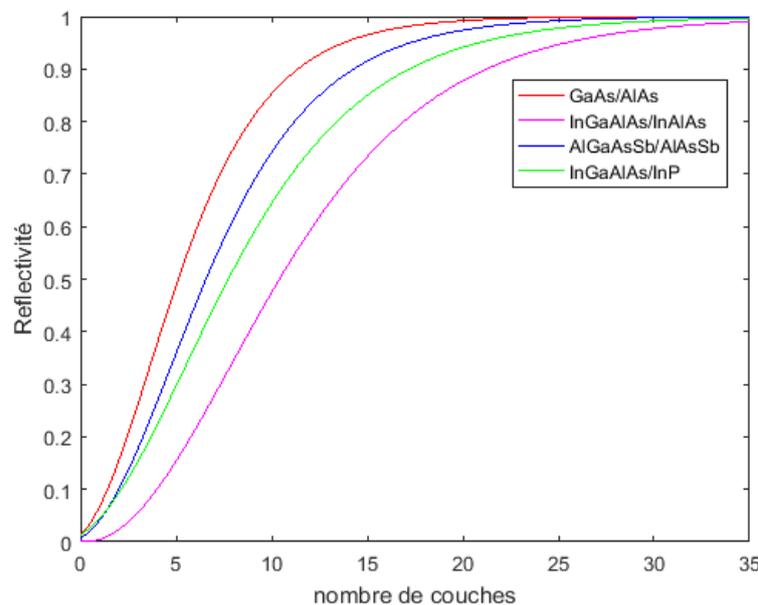


Figure III.10: L'évolution de réflectivité maximale d'un miroir de Bragg en fonction du nombre de couches, pour 4 systèmes de matériaux

La figure (III.10) montre la réflectivité de Bragg en fonction du nombre de couches pour les quatre paires de matériaux. A titre de comparaison, nous montrons également des courbes obtenues à partir des propriétés optiques de 4 systèmes. Ainsi, pour obtenir une réflectivité

supérieure à 99,5%, il faut plus de 35 couches d'empilements de InGaAlAs/InAlAs. Par contre, les courbes associées au système AlGaAsSb/AlAsSb sont très proches du système GaAs/AlAs. Pour ce système, 20 couches pour GaAs/AlAs et 25 couches pour AlGaAsSb/AlAsSb suffisent pour atteindre une réflectivité de 99,5 %. Par conséquent, ces résultats montrent clairement que InAlAs nécessite un nombre de périodes plus élevé pour atteindre une réflectivité donnée. En raison du grand nombre de période à empiler, Cela se traduit par des miroirs plus épais et des temps de croissance plus longs. De plus, les matériaux ternaires et quaternaires utilisés doivent avoir une composition parfaitement maîtrisée pendant toute la phase de croissance afin de conserver l'accord de maille sur toute l'épaisseur du miroir. Cette contrainte n'existe pas sur GaAs, puisque les matériaux utilisés sont des binaires dont les compositions et par conséquent leurs paramètres de maille ne peuvent pas varier pendant la phase de croissance (l'AlAs possède quasiment le même paramètre de maille que le GaAs).

III.3.6 La période de réseau (pas)

Pour un réseau soit surfacique, perpendiculaire ou apodisé, le pas du réseau peut être comparée à une constante. Pour une épitaxie et une longueur d'onde de fonctionnement données, le période de réseau (pas) est toujours le même et directement lié à l'indice de réfraction effectif de la structure avec la relation.

$$\Lambda = \frac{\lambda_B}{2n_{\text{eff}}} \quad (\text{III.40})$$

L'indice de réfraction effectif moyen est de 3.2 pour un travail de 1,3 ou 1,55 μm considérant ici un système de matériaux GaAs /AlAs

Un réseau surfacique ou vertical à produire consiste en des crêtes et des creux alternants périodiquement, avec une période d'environ 200 à 240 nm, chacune d'environ 120 nm.

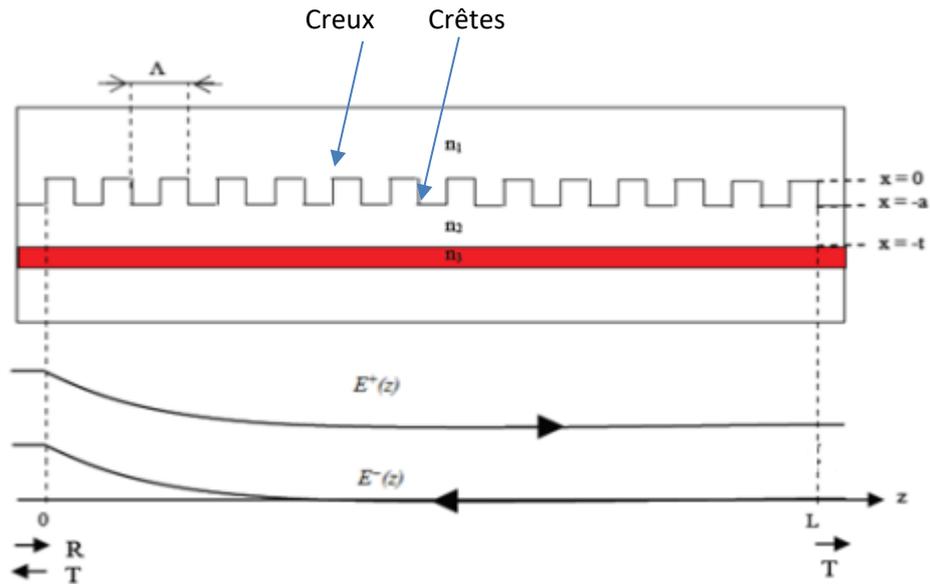


Figure III.11: Réseau de Bragg uniforme ; a et Λ représentent respectivement la profondeur et la période du réseau [97]

En considérant un réseau de Bragg uniforme de la longueur L , modifier la valeur du pas, modifier donc la valeur de l'indice effective du réseau.

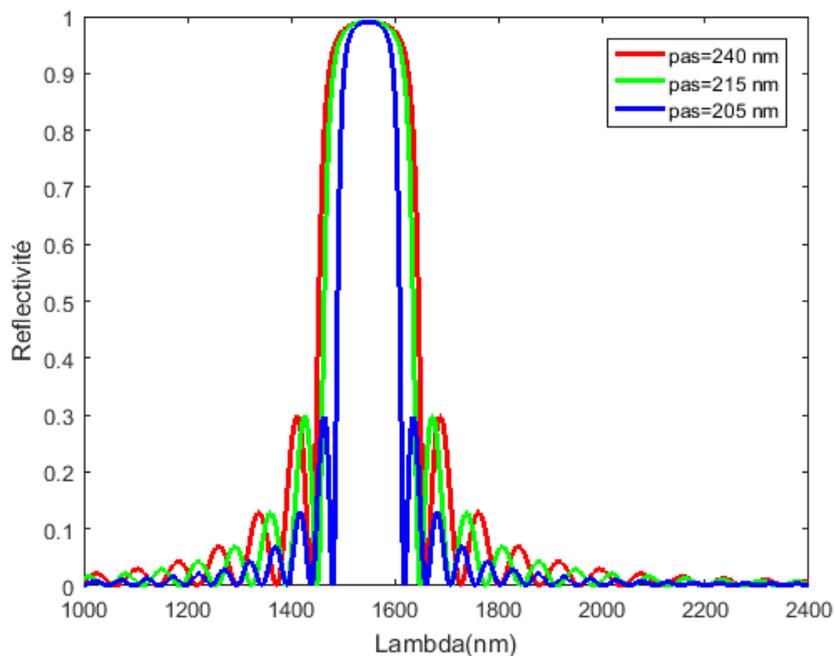


Figure III.12 : L'évolution de spectre de réflexion d'un miroir de Bragg pour un pas de réseau variable

Comme nous pouvons le voir clairement dans la figure (III.12), la forme des réponses est identique. Le niveau d'amplitude de coefficient de réflectivité est proportionnel au pas (Λ) et les positions de longueur de Bragg (où la réflectivité est maximale) sont légèrement fixes. De plus, les résultats montrent que variation de pas de réseau affecte également la largeur de bande spectrale. L'augmentation de pas provoque l'augmentation de de la bande passante et diminué les nombres de lobes secondaires ce qui donne un filtre plus étroit, ce qui est très souhaitable pour la réflexion de FBG et de multiplexage. Tout petit changement de l'ordre de 5 nm dans la valeur de pas entraîne un changement de la longueur d'onde de fonctionnement. Par conséquent, il est nécessaire de respecter la valeur du pas de réseau avec une extrême prudence tout au long du processus technique et de la vérifier couramment pour empêcher tout écart.

III.3.7 Profondeur de réseau

La profondeur est une autre dimension importante d'un réseau de Bragg. Il détermine la valeur du coefficient de couplage, autrement dit la force du réseau à réfléchir. Il convient de rappeler que ceci est directement lié à la variation de l'indice de réfraction provoquée par l'alternance des pics et des creux. Par conséquent, la valeur du coefficient de couplage que nous voulons atteindre pour notre structure fixe la profondeur du réseau. Ici on ne peut plus parler de constantes d'un réseau à l'autre. Selon le type de réseau en surface ou vertical, sa profondeur est plus ou moins grande selon l'effet recherché.

En raison des différentes couches épitaxiales, si la profondeur du réseau est d'au moins 0,1 μm , la profondeur de gravure du matériau peut atteindre plus de 1 μm . Par conséquent, la technique de gravure choisie doit tenir compte de ces rapports d'aspect tout en conservant le contour le plus droit et le plus propre possible. Pour atteindre la même valeur de coefficient de couplage, il faut plus ou moins de profondeur si le réseau est bien en surface du ruban non recouvert ou recouvert d'une autre couche de matériau semi-conducteur. La profondeur dépendra de l'épitaxie sur laquelle nous travaillons.

En règle générale, les réseaux de surface qui nous intéressent ne dépassent pas un micron de profondeur. Il est donc nécessaire d'utiliser un procédé de gravure qui permette d'atteindre correctement ces profondeurs et de les contrôler facilement.

Le coefficient de couplage est lié à la profondeur du réseau et également à l'indice de réfraction effectif, s'exprime comme suit :

$$k = \frac{2\pi^2(n_2^2 - n_1^2)}{3\lambda n_2} \left(\frac{a}{t}\right)^3 \left[1 + \frac{3}{2\pi} \frac{\lambda/a}{\sqrt{(n_2^2 - n_1^2)}} + \frac{3}{4\pi^2} \frac{(\lambda/a)^2}{(n_2^2 - n_1^2)} \right] \quad (\text{III.41})$$

On considère un réseau de la longueur L et de pas Λ , En modifiant la profondeur du réseau, donc l'indice de réfraction effectif et le coefficient de couplage peuvent être modifiés.

La figure (III.13) indique comment le coefficient de réflexion varie en fonction de la valeur de profondeur.

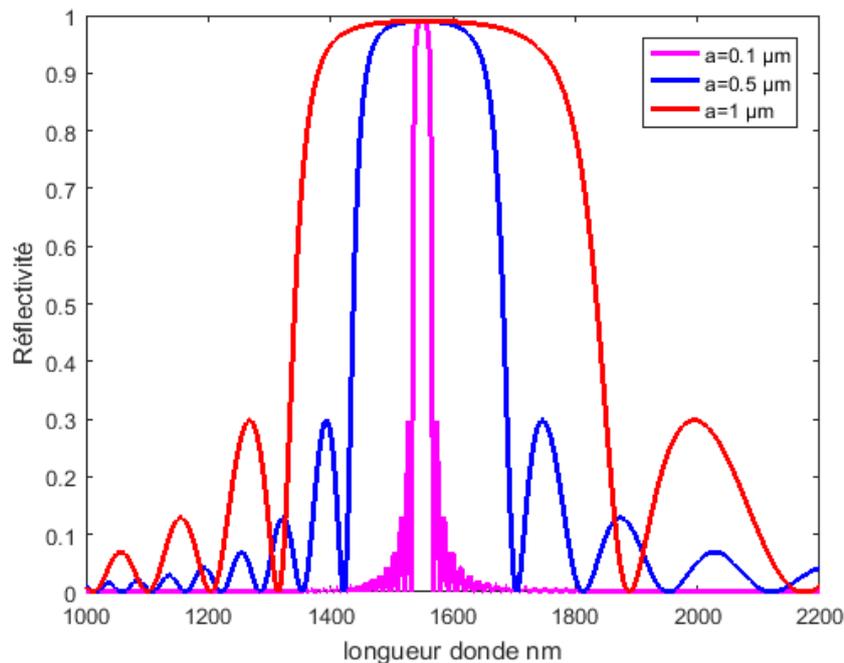


Figure III.13: L'évolution de spectre de réflexion d'un miroir de Bragg pour la profondeur de réseau variable

On note que la réflectivité maximale reste constante pour les différentes valeurs de profondeur, et nous voyons la largeur de bande de pic plus large à des profondeurs plus importantes de l'ordre de 160 nm.

De point de vue technologie doivent être choisis avec le plus de soin possible les paramètres du réseau, en gardant toujours à l'esprit les limites inhérentes au réseau à créer.

III.3.8 Angle d'incidence

La réflectivité des DBR dépend également fortement de l'angle d'incidence (θ_{inc}) de la lumière.

La lumière incidente à un angle θ_i est en fait incidente à $\theta_B = \theta_i + \theta_{\text{slant}}$ par rapport à la surface latérale des lignes de réseau. Si nous regardons la diffraction dans la direction du faisceau B qui est symétrique du faisceau lumineux incident par rapport à la surface, qui peut être définie comme l'angle de Bragg, la condition de diffraction peut s'écrire :

$$2n_{\text{eff}}\Lambda\sin\theta_B = \lambda \quad (\text{III.42})$$

n_{eff} : l'indice effectif de réfraction de réseau,

θ_B : l'angle de Bragg à la longueur d'onde de résonance de la diffraction.

De toute évidence, la valeur de n_{eff} dépend non seulement du rapport cyclique du réseau et de la longueur d'onde de la lumière incidente, mais également de la forme du profil du réseau et de la façon dont la lumière est incidente sur le réseau.

A une incidence normale, aucune onde de Bloch à ω_0 (centre de la bande interdite) ne se propage dans la structure. Cependant, un faisceau ayant un angle d'incidence θ_{inc} possède un chemin optique plus grand entre chaque interface. L'onde voit une période de $\Lambda\cos\theta_{\text{inc}}$ au lieu de Λ . La résonance aura donc lieu à une longueur d'onde plus petite et la position spectrale de la bande interdite sera en fonction de cet angle.

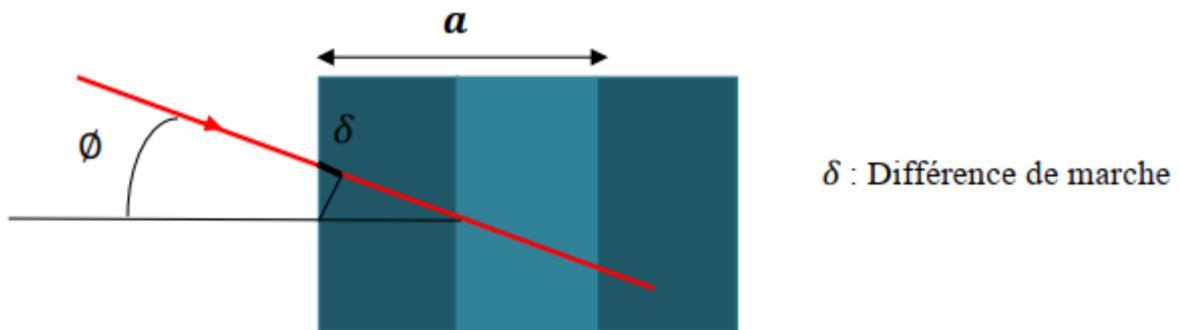


Figure III.14 : Influence de l'incidence du faisceau [98]

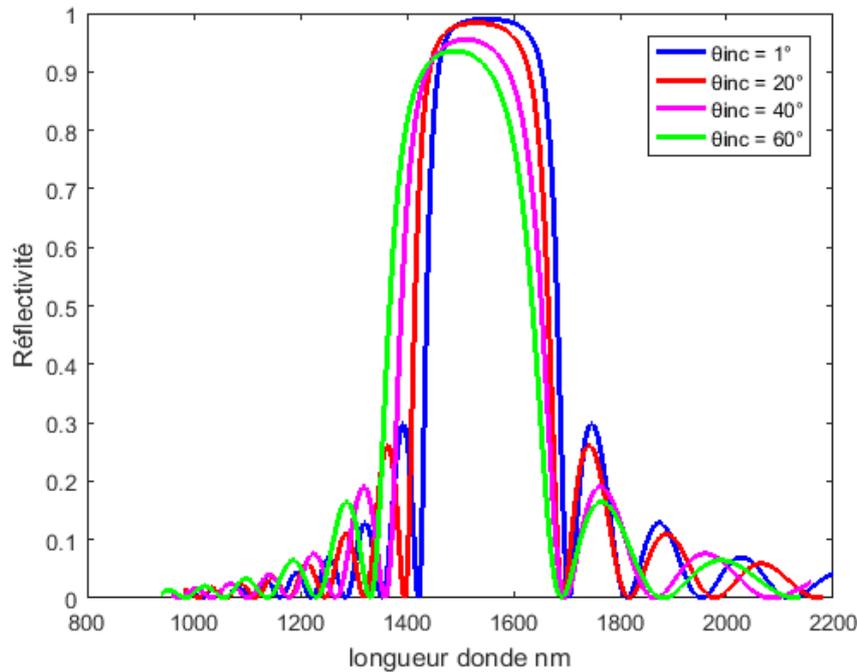


Figure III.15: L'évolution de spectre de réflexion d'un miroir de Bragg pour un angle d'incidence variable

La figure (III.15) montre les spectres de réflectance d'un miroir de Bragg pour différents angles d'incidence à $\theta_{inc} = 1- 60^\circ$. Plus cet angle est grand, plus réflectivité est faible et centrée sur des longueurs d'onde plus courtes, indiquant que les valeurs de la réflectivité maximale d'environ 99 % à $\lambda = 1550$ nm avec $\theta_{inc} = 1^\circ$ et 50 % à $\lambda = 1490$ nm avec $\theta_{inc} = 60^\circ$. Cela peut être dû à la variation de l'épaisseur du film pour les lumières incidentes inclinées [99].

III.3.9 L'ordre d'interférence

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

$$\Lambda = \frac{\lambda_B m}{n_{eff}} \quad (III.43)$$

Où :

Λ : la période de la modulation ;

n_{eff} : l'indice effectif de la fibre ;

λ_B : la longueur d'onde de Bragg ;

m : l'ordre d'interférence.

En effet, L'ordre d'interférence du réseau de Bragg m joue un rôle important sur la réflectivité maximale de réseau, ainsi le coefficient de couplage s'exprime par la relation suivante :

$$k = 2\Delta n/m\lambda \quad (\text{III.44})$$

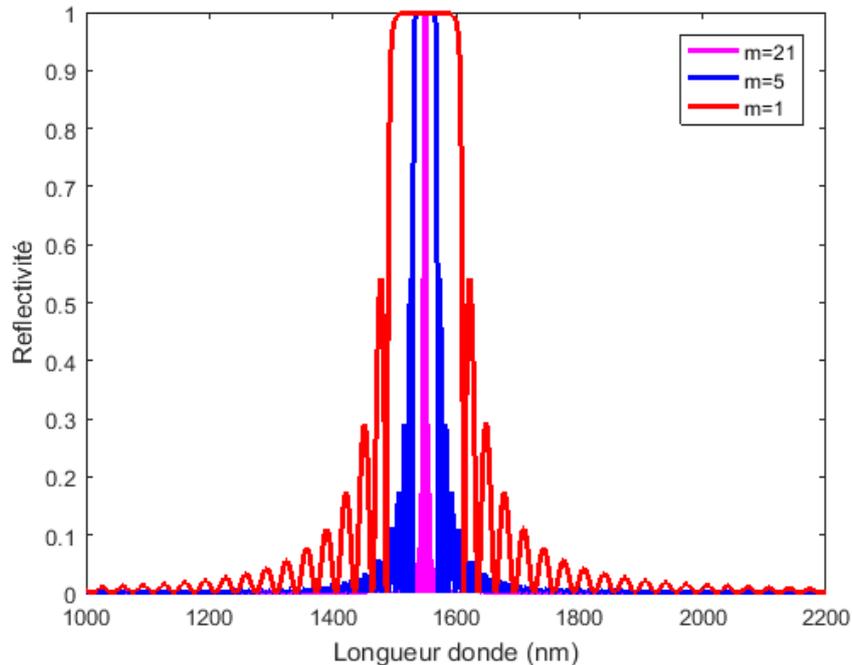


Figure III.16 : L'évolution de spectre de réflexion d'un miroir de Bragg pour un nombre d'ordre variable

La figure (III.16) illustre clairement que l'augmentation de nombre d'ordre donne un filtre très sélectif. Ce qu'est intéressant dans le système de multiplexage et de démultiplexage (DWDM)

III.3.10 Sensibilité du réseau de Bragg à la température

Lorsqu'un réseau est soumis à une variation de température, il se dilate ou se contracte, ce qui modifie son pas et son indice de réfraction. Négligeant l'effet de la température sur le diamètre du cœur [100], la variation de la longueur d'onde peut s'écrire.

$$\Delta\lambda_B = \Delta\lambda_B^S + \Delta\lambda_B^T \quad (\text{III.45})$$

Avec :

$\Delta\lambda_B^S$: Effet de l'étirement sur les fibres optiques, correspondant aux changements d'espacement des réseaux et aux changements induits de l'indice de réfraction.

$\Delta\lambda_B^T$: la variation de la longueur d'onde à la sensibilité de température.

$$\Delta\lambda_B^S = \lambda_B(1 - p_e)\varepsilon_z \quad (\text{III.46})$$

p_e : constante effective qui dépend, entre autres, du coefficient de poisson et de l'indice du cœur [94].

ε_z : l'étirement relatif le long de l'axe de propagation z (Loi de Hooke).

$$\varepsilon_z = \frac{\Delta L}{L} \quad (\text{III.47})$$

L : la longueur de la fibre

ΔL : la variation relative de cette longueur.

la variation de la longueur d'onde à la sensibilité de température donne par la relation suivante :

$$\Delta\lambda_B^T = \lambda_B(\alpha - \zeta)\Delta T \quad (\text{III.48})$$

Où :

$\alpha = \frac{1}{\lambda} \frac{\partial \lambda}{\partial T}$: le coefficient de dilatation thermique du matériau de la fibre,

$\alpha = 0.55 \cdot 10^{-6} / ^\circ\text{C}$ pour la silice.

ζ : le coefficient "thermo-optique", $\zeta = 8.6 \cdot 10^{-6}$ pour une fibre dopée au Germanium.

Dans ces conditions la sensibilité à la température est d'environ de $13.7 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ à $\lambda_B = 1550 \text{ nm}$.

III.3.11 Sensibilité du réseau de Bragg à la pression hydrostatique

Pour les fibres optiques monomodes, l'influence de la variation de pression ΔP sur le diamètre est négligeable devant le changement de son indice de réfraction et de la longueur physique [100]. On procède avec les mêmes étapes précédentes en tenant compte que :

$$\varepsilon_z = -(1 - 2\nu) \frac{\Delta P}{E} \quad (\text{III.49})$$

Le décalage de la longueur d'onde en fonction de la variation de pression considérée hydrostatique peut donc s'écrire comme suite :

$$\Delta\lambda_B = \lambda_B \left\{ -(1 - 2\nu) \left(1 - \frac{n_{\text{eff}}^2}{2} (p_{11} + 2p_{12}) \right) \frac{\Delta P}{E} \right\} \quad (\text{III.50})$$

Où :

E : le module de Young de la fibre.

Bilan de résultat :

Pour avoir un filtre sélectif avec une bonne réflectance spectrale, il faut prendre :

- Une profondeur du réseau petite.
- La période de réseau est aussi petite.
- Une variation d'indice importante.
- L'angle d'incidence normale
- Un ordre important pour inscrire le réseau.

III.4 Laser à réflecteur de Bragg distribué (DBR)

Les lasers à réflecteur de Bragg distribués (DBR) sont des lasers à semi-conducteur composés de plusieurs parties. Il a été démontré pour la première fois en 1971 [101]. La source accordable DBR se composait d'une partie active contenant un milieu de gain et d'une partie passive contenant un réseau de Bragg uniforme, comme illustré à la Figure (III.17) (a). Ces deux parties sont commandées par des courants indépendants. Comme les VCSEL, la longueur d'onde de sortie d'un DBR est déterminée par la longueur d'onde de Bragg du miroir. En appliquant un courant à la partie passive, on modifie son indice de réfraction, permettant à la longueur d'onde de Bragg de se décaler. Cependant, l'ajustement de ce DBR se fait selon un mode de saut plutôt que de manière continue. Pour surmonter ce problème, une troisième section passive appelée "section de phase" est introduite, comme le montre la Figure (III.17) (b) [102].

Cette partie est également contrôlée par le troisième courant. En effet, en injectant un courant dans la section de phase, cela permet de moduler la longueur optique de la cavité, ainsi en synchronisant le courant dans la section de Bragg avec celui dans la section de phase, on obtient une cohérence continue.

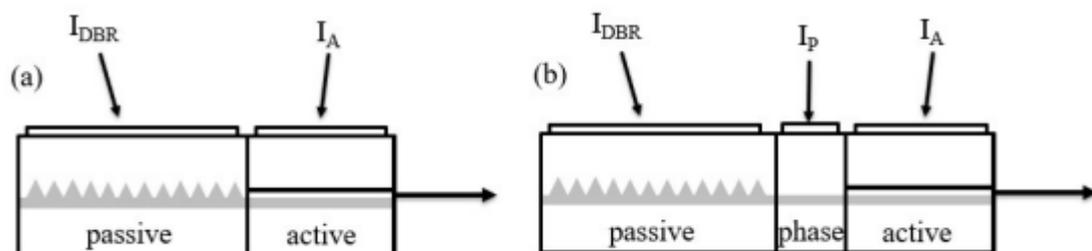


Figure III.17: (a) Schéma d'un laser DBR à 2 sections. (b) Schéma d'un laser DBR à 3 sections. [103]

La puissance de sortie des lasers DBR peut atteindre 20 mW avec SMSR > 40 dB. Cependant, la plage d'accord est limitée à 16 nm. Pour pallier cette limitation, plusieurs méthodes principalement basées sur l'effet vernier ont été proposées.

III.5 Le laser accordable à réseau échantillonné

La plage d'accord des lasers à réseau échantillonné (SG-DBR) [104] est bien au-delà des limites physiques des DBR. Il se compose de deux miroirs de Bragg échantillonnés (RBE) des deux côtés de la partie active et de la partie phase, comme illustré à la figure (III.18). Le RBE est obtenu en échantillonnant un miroir de Bragg uniforme à une fréquence d'échantillonnage fixe. Néanmoins, les deux RBE du SG-DBR sont espacés légèrement différemment, ce qui permet d'obtenir une coïncidence des pics de réflexion des deux miroirs à une même longueur d'onde. Par conséquent, SG-DBR émettra à cette longueur d'onde en raison de la perte la plus faible.

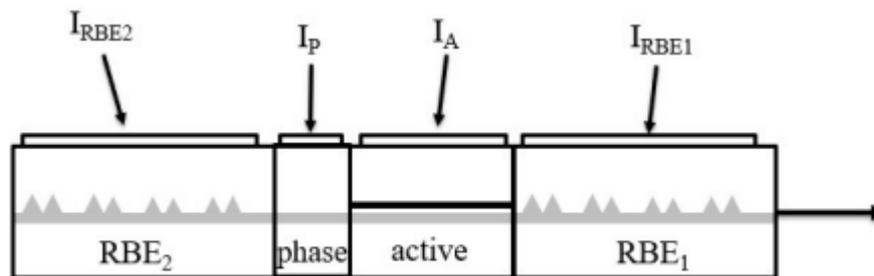


Figure III.18: Schéma du laser SG-DBR à 4 sections [104].

Comme le DBR, l'indice de réfraction du RBE peut être modifié en lui appliquant un courant électrique, ce qui a pour effet de décaler le pic de réflexion. Pour un accord continu du SGDBR, le courant est appliqué simultanément aux deux RBE ainsi qu'à la section de phase. La limite physique de l'accord est d'environ 10 nm, puis utilise l'effet vernier, qui consiste à déplacer un miroir par rapport à l'autre pour que les pics de réflexion coïncident à la nouvelle longueur d'onde. On obtient ainsi un saut de mode à cette longueur d'onde. En répétant ce processus, nous parvenons à un accord en quasi-continu sur une plage d'environ 50 nm [104].

III.5.1 Propriétés générales des réseaux de Bragg échantillonnés

Un réseau échantillonné est constitué d'un réseau droit multiplié par une fonction d'échantillonnage à une longueur d'onde préalablement définie. La réflectivité complexe des réseaux échantillonnés peut être modélisée selon la théorie des modes couplés ou la théorie des matrices de transfert, mais il faut définir des paramètres clés qui modifient leurs propriétés de phase et d'amplitude.

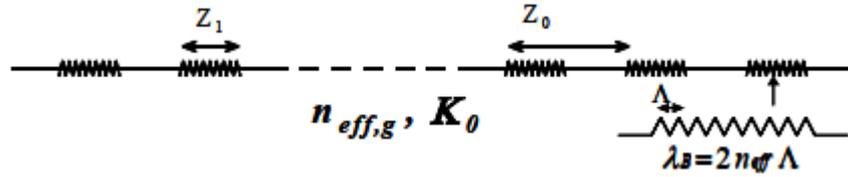


Figure III.19 : Réseau de Bragg échantillonné [105]

La longueur d'onde λ_B d'un réseau de Bragg définie par l'espacement Λ et l'indice effectif n_{eff} , le réseau est positionné sur la longueur Z_1 avec le coefficient de couplage [106]. Le réseau est alors répété m fois avec la période Z_0 . Par conséquent, la longueur totale du réseau d'échantillonnage est $L_{Tot} = mZ_0$. La réponse spectrale de ce réseau est la transformée de Fourier de son profil d'indice de réfraction. Les résultats sont donnés pour des peigne de réflecteurs de Bragg, régulièrement espacés à la fréquence d'échantillonnage ISL_{SBG} exprimée en GHz.

$$ISL_{SBG} = \frac{c}{2n_{eff}Z_0} \quad (III.51)$$

Par conséquent, la largeur individuelle à mi-hauteur du réseau est inversement proportionnelle à la longueur totale L_{tot} du réseau. Plus précisément, la théorie des modes couplés [107] définit la bande passante dans un réseau comme la différence entre les deux premiers minima du coefficient de réflexion, peut être définie en introduisant un rapport d'ouverture D pour définir la bande passante de pic à la longueur d'onde centrale λ_B dans le réseau échantillonné ($D=Z_1/Z_0$) de la manière suivante :

$$\Delta\lambda_{bw}(q) = \frac{\lambda_B^2}{\pi n_{eff}} \sqrt{k_0^2 D^2 + \frac{\pi^2}{L_{Tot}^2}} \quad (III.52)$$

La largeur est bornée par le rapport d'ouverture D et le coefficient de couplage k_0 . Il est donc intéressant de voir comment ces paramètres affectent le réseau (enveloppe, réflectivité maximale) pour optimiser ses caractéristiques.

La théorie de modes couplés prédit que la réflectivité joint à chaque composante de Fourier d'indice n , est proportionnelle à son coefficient de couplage du réseau $k(n)$. La composante de Fourier du coefficient de couplage du réseau échantillonné est alors déduite par analogie aux composantes de Fourier de la perturbation diélectrique. K_0 le coefficient de couplage d'un réseau de Bragg uniforme.

$$k(n) = k_0 \frac{Z_1}{Z_0} \frac{\sin(\pi n Z_1 / Z_0)}{\pi n Z_1 / Z_0} \exp[-j\pi n Z_1 / Z_0] \quad (III.53)$$

La théorie des modes couplés permet de caractériser la distribution du champ structurel avec une modulation périodique de l'indice. La réflectance complexe du réseau d'échantillonnage peut être connue en introduisant le coefficient de couplage $k(n)$ du réseau échantillonné.

$$r(\lambda) = \sum_{-n}^n \frac{jk(n) \sin(Q(n))L_{Tot}}{Q(n) \cos(Q(n)L_{Tot}) - j\Delta\beta(n) \sin(Q(n)L_{Tot})} \quad (\text{III.54})$$

$$\Delta\beta(n) = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} - \frac{\pi}{\Lambda} - \frac{\pi n}{Z_0} \quad ; \quad (Q(n))^2 = (\Delta\beta(n))^2 - |k(n)|^2$$

Le développement du champ dans une structure périodique est caractérisé par sa réflectivité complexe. Les paramètres qui modifient les caractéristiques spectrales sont la longueur totale de réseau L_{SBG} , le facteur de couplage $k(n)$, et le rapport d'ouverture D .

La simulation permet de calculer le spectre de réflexion en phase $\phi[\lambda] = \text{Arg}[r[\lambda]]$ et le spectre de réflexion en amplitude d'un réseau échantillonné par l'ajoute deux paramètres essentielles tel que le rapport d'ouverture D et la période d'échantillonnage Z_0 .

Les figures (III.20 , III.21) représentent respectivement le spectre en phase et en amplitude correspondant aux dimensions bien étudiées et optimisées $Z_0 = 450\mu\text{m}$, $k_0 = 250\text{cm}^{-1}$ et $D = 15\%$.

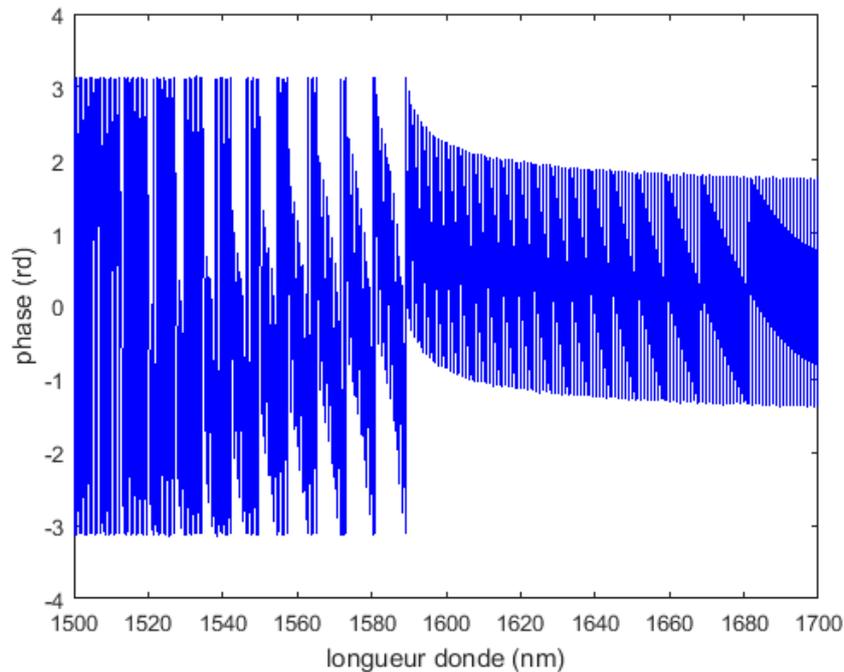


Figure III.20: Phase (rad) d'un réseau de Bragg échantillonné

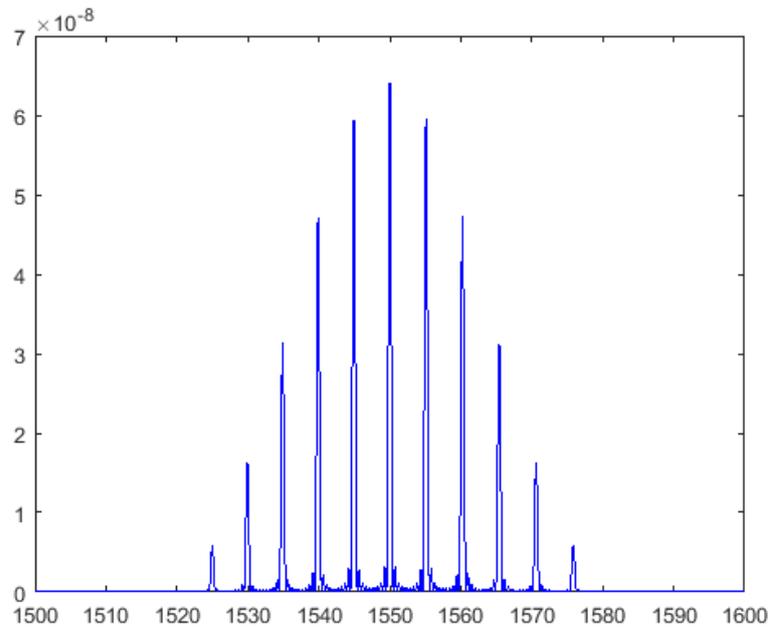


Figure III.21 : Spectre de réflexion d'un réseau de Bragg échantillonné en Amplitude

III.5.2 Effet de nombre de période sur la réflectivité

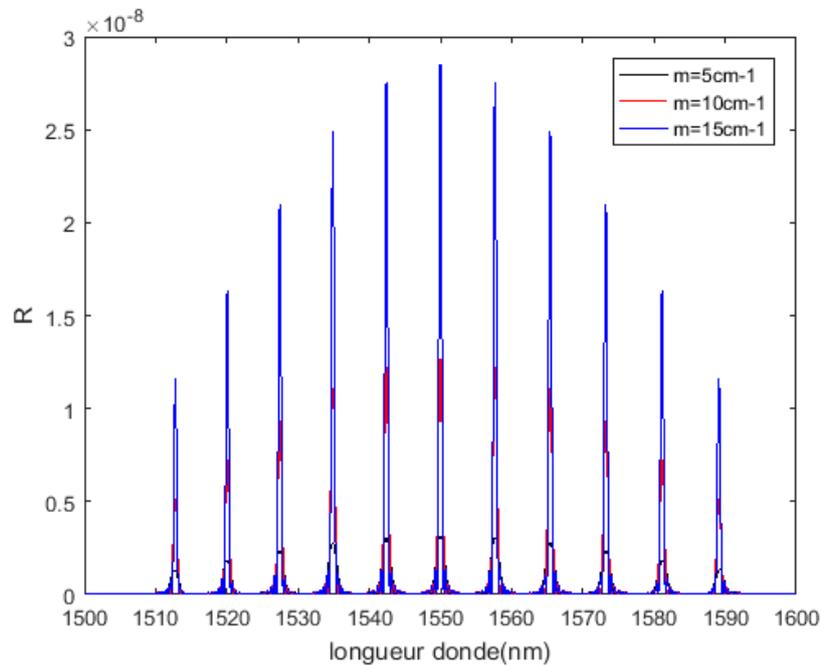


Figure III.22: L'évolution de spectre de réflexion d'un réseau de Bragg échantillonné pour un nombre de périodes d'échantillonnage variable ($m=5,10,15$)

La figure (III.22) illustre que plus la valeur de nombre de périodes (longueur de réseau) augmente et plus le coefficient de réflexion du réseau augmente et plus le pic très étroit.

III.5.3 L'effet de rapport d'ouverture sur la réflectivité

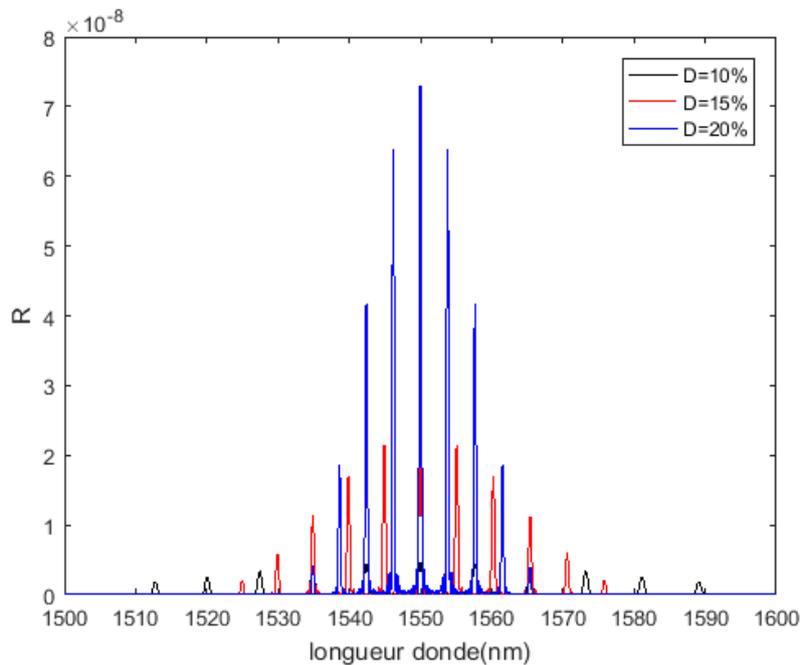


Figure III.23 : L'évolution de spectre de réflexion d'un réseau de Bragg échantillonné pour un rapport d'ouverture variable (10%,15%,20%)

La figure (III.23) montre que l'augmentation de rapport d'ouverture va améliorer la réflectivité et améliorer le nombre de pics dans l'enveloppe.

III.5.4 Effet de coefficient de couplage sur la réflectivité

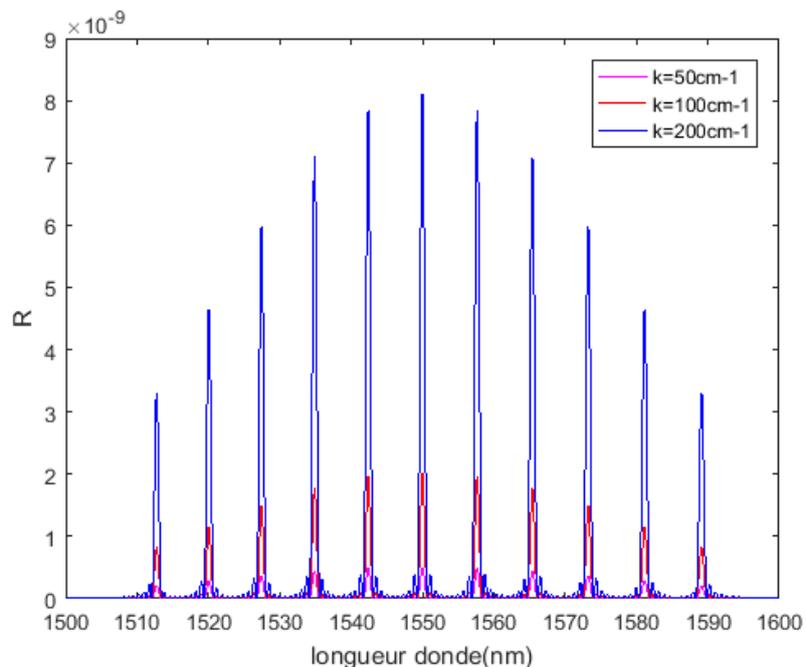


Figure III.24 : L'évolution de spectre de réflexion d'un réseau de Bragg échantillonné pour un coefficient de couplage variable

La figure (III.24) montre clairement que la réflectivité maximale des pics dépend du coefficient de couplage. Plus la valeur de celui-ci augmente et plus la réflectivité maximale et la largeur de pic augmente.

La modélisation permet de décrire l'évolution de spectre d'un réseau échantillonné en fonction de ses paramètres physiques, il est possible d'obtenir un réseau échantillonné sur fibre dont les propriétés correspondent à un réseau accordable. Ainsi, en prenant :

- Un coefficient de couplage faible
- Un rapport d'ouverture faible.
- Un nombre de périodes d'échantillonnages élevé.

Conclusion

Après une brève description des réseaux de Bragg, nous avons exposé la méthode permettant de modéliser les réseaux de Bragg dans les fibres. La méthode des modes couplés est plus adaptée aux différents types de réseaux.

Au cours de ce chapitre nous avons modélisé tous les types de réseaux de Bragg uniforme en fonction de leurs paramètres physiques et géométriques pour pouvoir les appliquer à l'optique intégrée (multiplexage, démultiplexage, système de codage ...).

Nous avons vu que le coefficient de la réflexion dépend directement des paramètres physiques, géométriques et thermiques du réseau tels que (coefficient de couplage, le nombre de période, la variation d'indice, le pas, la profondeur, l'angle incidence, l'ordre d'interférence, la température).

On remarque que le coefficient du couplage et le nombre de périodes ont un effet sur le facteur de réflexion, donc plus le coefficient du couplage et le nombre de périodes augmentent et plus la réflectivité s'approche de l'unité.

Le choix du matériau dépend de l'application voulu, si on veut obtenir une réflectivité maximale avec un minimum de périodes, on choisit l'empilement de couches AlGaSb/AlSb sur GaSb.

De plus, la réflectivité de réseau reste proche de l'unité, lorsqu'on augmente le pas, la profondeur et la différence d'indice de réseau, tandis que la bande passante de pic diminue, ainsi que le filtre deviendra sélectif.

Pour avoir un filtre sélectif avec une réflectivité maximale il faut prendre l'incidence à une angle normale avec nombre d'ordre supérieure.

Les lasers accordables demande des réseaux plus performants c'est pourquoi des réseaux particuliers comme des réseaux échantillonnés.

Il est possible d'obtenir un laser accordable dont les propriétés correspondent à un réseau échantillonnés. Ainsi, en prenant : Un coefficient de couplage faible, un rapport d'ouverture faible et un nombre de périodes d'échantillonnages élevé.

Conclusion générale

Conclusion générale

L'objectif de ce mémoire est d'étudier les réseaux de Bragg et de comprendre leur application dans le domaine de la télécommunication optique, et de simuler différents types de réseaux à l'aide d'un programme Matlab. Au terme de ce travail, le réseau de Bragg est un outil important pour la réalisation d'éléments optiques.

Tout d'abord, nous avons brièvement présenté les sources laser et les différents types de lasers. Nous nous intéressons à l'étude des dispositifs optiques passifs à base de matériaux semi-conducteurs. En particulier, on a tenté de constituer une bibliothèque de composants photoniques de base indispensables au bon fonctionnement des circuits photoniques.

Nous présentons une étude sur les réseaux de Bragg, donnant une idée de ce qu'est un réseau de Bragg, ses utilisations et ses avantages. Nous avons étudié différents types de réseaux, à savoir uniforme et particuliers (les réseaux chirpés, apodisés, échantillonnés) qui nous ont permis de voir les avantages que ces formes particulières peuvent apporter par rapport aux réseaux uniformes. Différentes techniques de mise en œuvre, y compris la recherche technologique et les phases expérimentales qui sont encore à l'étude. Nous concluons par une section expliquant les différents domaines d'application des réseaux de Bragg.

Ensuite, Nous donnons une caractérisation des réseaux de Bragg par la méthode des modes couplés, une méthode très courante pour décrire les phénomènes physiques qui se produisent dans ces réseaux. Nous avons vu que le facteur de réflexion dépend directement de paramètres spécifiques du réseau, tels que le coefficient de couplage k et sa longueur totale et sa longueur totale, correspond lui-même au nombre de période. Ainsi, plus ce nombre augmente, plus le facteur de réflexion est proche de l'unité.

Comme nous l'avons montré, pour un nombre de couches donné, la réflectivité est d'autant plus élevée que la différence d'indice est élevée. Par conséquent, l'augmentation de pas des réseaux entraîne une augmentation de la bande passante et une réduction du nombre de lobes secondaires, ce qui se traduit par un filtre plus étroit, idéal pour la réflexion FBG et le multiplexage.

Notez également que la bande passante du pic de réflectivité est plus large à des profondeurs plus importantes.

Ensuite, on a démontré que le coefficient de réflexion dépend directement d'angle d'incidence, plus cet angle proche à l'incidence normale plus la réflectivité est maximale et est centrée sur la longueur de Bragg.

Le respect des dimensions du réseau est essentiel, c'est pourquoi tous les outils techniques doivent être choisis avec le plus grand soin possible, en gardant toujours à l'esprit les limites inhérentes au réseau à réaliser.

La dernière partie de notre travail est basé sur l'étude théorique de lasers accordables basé sur réseaux de Bragg échantillonné.

Des sources monomodes agiles en longueur d'onde peuvent être obtenues à l'aide des lasers à base des réseaux de Bragg.

Références

- [1] L. Esaki, R. Tsu, « Superlattice and Negative Differential Conductivity in Semiconductors », IBM J. Res. Dev. 14, 61,1970.
- [2] S. H. Park, Yong-Tae Moon, Dae-Seob Han, Joong Seo Park, Myeong-Seok Oh and Doyeol Ahn, «Light emission enhancement in blue InGaAlN/InGaN quantum well structures», Appl. Phys. Lett. 99, 181101 (2011)
- [3] S. Nakamura, G. Fasol, «The blue laser diode», Springer, Berlin, 1997.
- [4] T. H. Maiman « Stimulated optical radiation in ruby», Nature 187:493, 1960
- [5] Ali Javan, W.R.Bennett Jr., and D.R.Herriott « Population inversion and continuous optical maser oscillation in a gas discharge containing a He-Ne mixture », Physical Review Letters 6:106, 1961.
- [6] R. W. G. Brown, E.R. Pike «A history of optical and optoelectronic physics in the twentieth century », Brown, L.M., Pais, A., Pippard, B., (eds.), in: Twentieth Century Physics, Vol. III, Bristol, Philadelphia: IOP Publishing, and New York: AIP Press, p. 1385, 1995.
- [7] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson, Phys. Rev. Lett., 9, 366,1962.
- [8] P.Sorokin and J.R.Lankard «Stimulated emission observed from an organic dye, chloro aluminum phthalocyanine », IBM Journal of Research & Development 10: 162,1966.
- [9] H. C. Casey, Jr, and M. B. Panish, « Heterostructure Lasers", Academic Press, New York, 1978.
- [10] W. W. Chow, S. W. Koch, and M. Sergeant « Semiconductor Laser Physics », Springer, Berlin (1993).
- [11] Japan Society of Applied Physics (ed.), K. Iga (ed.) « Semiconductor Lasers» (in Japanese), Ohmsha, Tokyo (1994).
- [12] L. A. Coldren and S. W. Corzine « Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits », John Wiley, New York (1995).
- [13] K. Iga and F. Koyama, « Surface Emitting Lasers », (in Japanese), Ohmsha (1990).
- [14] [15] D. Dangoisse, D. Hennequin et V. Zehnlé-Dhaoui, Les lasers, Dunod, 2004.
- [15] ROMAIN MACIEJKO, Optoélectronique, Montréal, Presse internationale Polytechnique, 2002.

- [16] J.C. Dainty « Laser Speckle and Related Phenomena », 2d ed., Springer-Verlag, Berlin and New York, 1984.
- [17] K. Thyagarajan and A.K.Ghatak « Lasers Theory & Application », Plenum, New York, pp. 365–402, 1982.
- [18] P.W. Milonni and J.H.Eberly: "Lasers", Wiley-Interscience, New York, 1988.
- [19] K. Shimoda « Introduction to Laser Physics », Springer-Verlag, Berlin and New York, 1984.
- [20] G.Hincelin « LASER ET DIODE LASER. Première partie : Les bases ».
- [21] S. Rebiai Benahmad, « Composants optoélectroniques ». Cours
- [22] D. Dangoisse, D. Hennequin, V. Zehnle-Dhaoui, « Les lasers », Edition MASSON, 1998.
- [23] C. Schwob, L. Julien, « Le laser : principe de fonctionnement ». Revue Reflets de la Physique n° 21.
- [24] D. Jean-Christophe « Génération d’impulsions ultracourtes ». RIVIERE Nicolas.
- [25] B. Cremoux « Les diodes laser : des principes aux développements récents ».
- [26] G. Hincelin, « Optoélectronique - laser et diode laser », CNAM/MEDIA, 1993.
- [27] V. Jean-Louis « Simulation de systèmes de télécommunications par fibre optique à 40 Gbits/s ». Université de LIMOGES. 2003.
- [28] « Aspects théoriques du laser Hélium Néon –Laser, Matériau, Milieux Biologiques » 6 novembre 2007.
- [29] Benkelfat. Badre Eddine, « Les systèmes multiplexés en longueur d’onde » cours de Magister, Université de Tlemcen, 2008.
- [30] Technique de l’ingénieur
- [31] B. Amana, CH. Richter et O. Heckmann « LASER A SEMI-CONDUCTEUR (DIODE LASER) ». Cours de l’Université de Cergy-Pontoise Master 1 Physique,
- [32] A. Risson « Caractérisation et modélisation optoélectronique de diode laser a cavité verticale émettant par la surface (VCSEL) », Thèse de doctorat, 2003
- [33] C. Cayron, « Etude théorique et expérimentale de diodes lasers, pour horloges Rubidium et Césium, refroidissement d’atomes et capteurs inertiels », Université Pierre et Marie Curie - Paris. Thèse de Doctorat, 2011.
- [34] Yoan Di Maio, « Etude de l’interaction laser-matière en régime d’impulsions ultracourtes : application au micro-usinage de matériaux à destination de senseurs », Université Jean Monnet - Saint- Etienne. Thèse de doctorat, 2014.

- [35] D. Berkane, D. Benatia, « Etude de la propagation optique dans une structure de fibre optique en présence de microdéformations périodiques », Université de Batna – Algérie.
- [36] Un article de Wikipédia, l'encyclopédie libre ; [http// : www.wikipedia.fr](http://www.wikipedia.fr)
- [37] Encyclopédie des sciences industrielles Quillet, Nouvelle encyclopédie de mécanique, d'électricité et d'électronique, Publiée avec le concours du Centre National des Lettres, Dépôt légal : Novembre 1983.
- [38] N. Boudia, « étude d'un laser complètement fibré passivement Q déclenché en mode locking ». Mémoire de Magister de l'université de tizi Ouzou 2011.
- [39] G.P. Agrawal, « Applications of nonlinear fiber Optics », Academic Press, San Diego, CA. 2001.
- [40] A. Buck, John, « Fundamentals of Optical Fibers », 2nd edition, John Wiley and sons, Inc (Buck, 1995).
- [41] Kashyap. Raman, « Fiber Bragg Gratings », Elsevier Inc, 2010, ISBN: 978-0-12-372579-0
- [42] K. O. Hill et G. Meltz, « Lightwave applications of fiber Bragg gratings » IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. 15, pp. 1391–1404, 1997.
- [43] T. Erdogan, « Fiber grating spectra » IEEE Journal of Lightwave Technology, vol.15, pp. 1277–1294, 1997
- [44] MAGNÉ Julien, « Traitement optique du signal émis par un laser à fibre mode-locked passif », Thèse de doctorat, Université LAVAL, QUÉBEC, Septembre 2007.
- [45] Martin Bernier, « Inscription de réseaux de BRAGG à fibre optique à l'aide d'impulsions brèves et applications aux lasers à fibre », Thèse de doctorat, Université Laval, QUÉBEC, 2010.
- [46] S. Ginestar « Réalisation et caractérisation d'un laser DFB bimode pour applications radio sur fibre », Thèse de doctorat N d'ordre : 40147, Université de Lille1, France, 4 décembre 2009
- [47] Ihsan Fsaifes, « Encodage et décodage temporels 'toute optique' à réseaux de Bragg pour l'accès multiple », Thèse de doctorat, l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, Paris, 25 juin 2007.
- [48] Jebali Asma « Réalisation de réflecteurs de Bragg pour un laser à fibre » projet Hiver, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 2000.

- [49] B. Malo, S. Theriault, D.C. Johnson, F. Bilodeau, J. Albert et K. O. Hill « Apodised in-fibre Bragg grating reflectors photo-imprinted using a phase mask », *Electron. Lett.*, vol. 31, p. 223-225, 1995
- [50] A. Othonos, *Fiber Bragg Grating*, *Rev. Sci. Instrum.* 68, December 1997.
- [51] Henaf Jeannine, I. Verrier, « Composants à base de fibres optiques », Laboratoire H. Curien UMR 5516 Université de Saint-Étienne, 2012.
- [52] O. Gourmala, « Etude et Réalisation des Réseaux de Bragg pour des Applications Photoniques », mémoire de Magister, Université de Tlemcen, 2006
- [53] I.K.O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson and B. S. Kawasaki, « Photosensitivity in optical waveguides; application to reflection fiber fabrication, *Appl. Phys. Lett.* 32, (1978) 647-649
- [54] G. Meltz, W. W. Morey and W. H. Glenn, « Formation of Bragg gratings on optical fibers by a transverse holographic method », *Opt. Lett.* 14, (1989) 823-825
- [55] R. Kashyap, J. R. Armitage, R. Wyatt, S. T. Davey, and D. L. Williams, « All fibre narrow band reflection gratings at 1500nm », *Elec. Lett.* 26, (1990) 730.
- [56] B. Eggleton, P.A. Krug, and L. Poladin, « Dispersion compensation by using Bragg grating filters with self-induced chirp », *Comm. Conf. Tech. Digest Opt. Fib. OFC'94*, (1994) 227.
- [57] P. J. Lemaire, R. M. Atkins, V. Mizrahi and W. A. Reed, « High pressure H₂ loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO₂ doped optical fibres », *Electron. Lett.* 29, (1993) 1191-1193.
- [58] K.O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D. C. Johnson, et J. Albert, « Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask », *Applied Physics Letters*. 62, (1993) 1035-1037.
- [59] B. Malo, K. O. Hill, F. Bilodeau, D. C. Johnson and J. Albert, « Point-by-point fabrication of micro-Bragg gratings in photosensitive fibre using single excimer pulse refractive index modification techniques », *Electron. Lett.* 29, (1993) 1668-1669.
- [60] A. Martinez, M. Dubov, I. Khrushchev and I. Bennion, « Direct writing of fiber Bragg gratings by femtosecond laser », *Electron. Lett.* 40, (2004) 1170
- [61] A. Martinez, M. Dubov, I. Khrushchev and I. Bennion, « Photoinduced modifications in fiber gratings inscribed directly by infrared femtosecond irradiation », *IEEE Photon. Technol. Lett.* 18, (2006) 2266.

- [62] P. Y. Cortes, H. Fathallah, S. LaRoche, L.A. Rusch, and P. Loisel, « Writing of Bragg Gratings with Wavelength Flexibility using a Sagnac Type Interferometer and Application to FHCDMA », ECOC'98, (1998) 411-412
- [63] P. J. Lemaire, R. M. Atkins, V. Mizrahi, W. A. Reed, « High pressure H₂ loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO₂ doped optical fibers », Electron. Lett. 29, (1993) 1191-1192.
- [64] P. J. Lemaire, T. Erdogan, « Hydrogen-enhanced UV photosensitivity of optical fibers: Mechanisms and reliability », OSA conference BGPP'95, (1995).
- [65] R.M. Atkins, P. J. Lemaire, T. Erdogan, V. Mizrahi, « Mechanisms of enhanced UV photosensitivity via hydrogen loading in germanosilicate glasses », Electron. Lett. 29, (1993) 1234-1235.
- [66] E.M.Dianov, D.S.Starodubov, S.A.Vasiliev, A.A.Frolov, O.I.Medvedkov, « Near-UV photosensitivity of germanosilicate glass: application for fiber grating fabrication », Proc. 9th IEEE Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting, LEOS'96, paper TuCC2, 1996.
- [67] K. P Chen, P. R Herman et R.Tam : « Fabrication of long-period fiber gratings with 157- nm F₂ laser radiation » dans Optical Society of America, 2001.
- [68] Deblois Simon, « Description Analytique Des Impulsions Émises par un Laser Femtoseconde », Faculté des Sciences et de génie, Université LAVAL, Québec, Mars 1999
- [69] Y. Kondo, K. Nouchi, T. Mitsuyu, M. Watanabe, P. G. Kazansky, and K. Hirao, « Fabrication of long-period fiber gratings by focused irradiation of infrared femtosecond laser Pulses » Opt. Lett., vol. 24, no. 10, pp. 646–648, 1999.
- [70] D.D. Davis, T.K. Gaylord, E.N. Glytsis, S.G. Kosinski, S.C. Mettler et A.M. Vengsarkar « Long-period fiber grating fabrication with CO₂ laser pulses » dans Electronics letters / Vol. 34, No. 3, 5 février 1998.
- [71] Y. G. Han, H. S. Park, W. T. Han, B. H. Lee, U. C. Paek, Y. Chung et C. S. Kim: « Temperature stability and mechanical strength of long period fibre gratings fabricated with CO₂ laser » OFC 2000, TuB3, pp. 26 – 28, Mars.2000.
- [72] Y.Bouslimani, H.Hamam, O.Latry and M.Ketata, « CO₂ Laser beam based technique for producing optical fiber components », Applications of Photonic Technology 6, SPIE Volume 5260, 12/2003.

- [73] R. Bouila, S. Haouche « Etude des différents multiplexages dans les liaisons par fibre optique ». Mémoire de master, université Saad Dahlab, Blida 2012
- [74] A. Ouadgui « Contrôle de la dispersion chromatique dans les fibres optiques à cristaux photoniques à profil d'indice non standard ». Mémoire de master, Université Abd El Malek Assaadi, 2010
- [75] C. R. Giles « Lightwave Applications of Fiber Bragg Gratings », IEEE, Journal of lightwave Technology, Vol. 15, pp.1391-1404, 1997.
- [76] K. Raman « Fiber Bragg Grating, Academic Press 1999.
- [77] Stamatios, Kartalopoulos « Introduction to DWDM technology », IEEE Press.
- [78] M. Joidot « Les télécommunications par fibres optiques ». Dunod, Paris, 1996.
- [79] S. Garidel « Fabrication des réseaux de Bragg particuliers par lithographie électronique : application à la réalisation de dispositifs photoniques et optoélectroniques sur matériaux de la filière InP », Thèse de doctorat, Lille, 2004.
- [80] C. Subran, F. Delage, « Photonique : la revue des solutions optiques » Numéro3, septembre 2001.
- [81] I. Fsaïfes « encodage et décodage temporels tout optique a réseaux de Bragg pour l'accès multiple ». Thèse de doctorat, Paris, juillet 2007.
- [82] C. Levallois « Étude et réalisation de lasers à cavité verticale mono et multi-longueurs d'onde émettant à 1,55 μm ». Thèse de doctorat, Paris, juillet 2006.
- [83] A. Yariv, « Coupled-Mode Theory for Guided-Wave Optics », IEEE, Quantum Electronics, Vol. 09, pp. 919-933, 1973.
- [84] A. Herma, W. Hugang « Coupled-Mode Theory », IEEE, Proceedings Of the IEEE, Vol. 19, pp. 1505-1518, 1991.
- [85] H. A. Haus, W. P. Huang, S. Kawakami, and N. A. Whitaker « Coupled-Mode Theory of Optical Waveguides », IEEE, Journal of Ligth Tech, Vol. 05, pp. 16-23, 1987.
- [86] H. Tai « Theory of Fiber Optical Bragg Grating- Revisited », Langley Research Center, NASA, Hampton VA 23681.
- [87] H. A. Haus, W. Huang, « Coupled mode theory », Proceedinfs of the IEEE, Vol.79, No10, 1505-1515, October 1991.
- [88] H. A. Haus, W. P. Huang, S. Kawakami, N. A. Whitaker, « Coupled mode theory of optical waveguides », Journal of light wave technology, Vol.LT5, No.1, 16-23, January 1987.

- [89] T.Erdogan « Fiber Grating Spectra. Journal of Light wave Technology », Vol. 15, No 8, August 1997.
- [90] P . Sunita, Ugale, V. Mishra « Optimization of Fiber Bragg Grating Length for maximum reflectivity». ICCSP2011, NIT, Calicut.
- [91] A. Yariv «Coupled-mode theory for guided wave optics IEEE J». Quantum Electron. QE 9(9), Sep. 1973.
- [92] H. Kogelnik, C.V. Shank « Coupled-wave theory of distributed feedback lasers» Journal of Applied Physics, 43(5), p. 2327-2335, Mai 1972.
- [93] N. Izanoutene « Calcul du temps de déclenchement d'un laser entièrement fibré passivement Q-déclenché ». Mémoire de master, Tizi-Ouzou 2014.
- [94] M. Born, E Wolf « Principles of Optics». Pergamon Press, New York, 1970.
- [95] Macleod.H.A. « Thin-film optical filters (second edition) ». Bristol: Hilger Ltd, 1986.
- [96] S.W.Choi, H.M.Park « Highly Reflective 1.55 μm In $_{1-x-y}$ GaxAlyAs/In $_{1-z}$ AlzAs Quaternary Bragg Mirrors Grown by MOCVD». Japanese Jour. of Appl. Phys., vol. 36, p. L740-L742, 1997.
- [97] I.Osmani « Etude de la rétro-injection optique dans les lasers (solide, semi-conducteur : DFB, DBR) ». Mémoire de magistère, université Ferhat Abbas Sétif, mars 2012.
- [98] L. BOUKERZAZA « Influence des paramètres physiques sur la bande interdite Photonique d'un cristal photonique bidimensionnel à réseau hexagonal », Thèse Magister, Constantine, 2008.
- [99] K. M. Chen, A. W. Sparks, H. C. Luan, D. R. Lim, K. Wada, L. C. Kimerling, SiO $_2$ /TiO $_2$ omnidirectional reflector and microcavity resonator via the sol-gel method, ». Appl. Phys. Lett. 75(24), 3805–3807 (1999).
- [100] A. Orthonos, K. Kalli, Fiber Bragg Grating: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing, » Boston: Artech House, 1999.
- [101] H. Kogelnik, C. V. Shank. Stimulated emission in a periodic structure. Applied Physics Letters 18.4 (1971): 152-154.
- [102] O.Ishida, , Y. Tada, H. Ishii. « Tuning-current splitting network for three-section DBR lasers. ». Electronics Letters 30.3 (1994): 241-242.
- [103] M. KORTI « Contribution à la caractérisation des impulsions ultra-courtes à l'aide de sources laser rapidement accordables ». Thèse de doctorat, novembre 2018, paris.

- [104] M. Beck, al. « Design of sampled grating DBR lasers with integrated semiconductor optical amplifiers. » IEEE Photonics Technology Letters 12.7 (2000): 762-764.
- [105] Aurélien Bergonzo « étude des lasers accordables à réseau de Bragg échantillonnés ou à pas variables ». Thèse de doctorat, décembre 2003, université des science et technologies de Lille.
- [106] P. Brosson, C. Arigue, B. Fernier, D. Leclerc, J. Jacquet, « simple determination of coupling coefficient in DFB waveguide structures ». Volume 24, issue 16, electronics letters, 4 Aug 1988 :990-991.
- [107] H. Kogelnik., C.V.Shank « coupled wave theory of distributed feedback lasers» journal of applied physics, volume 43, page: 2327-2335,1972.