

Université des Sciences et Technologies de Lille

Thèse

Pour obtenir le titre de

Docteur de l'Université des Sciences et Technologies de Lille

Ecole doctorale de Sciences pour l'Ingénieur

Spécialité Électronique

Aurélien Bergonzo

**Étude des Lasers Accordables
à Réseaux de Bragg Échantillonnés
ou à Pas Variables**

Soutenue Publiquement le 18 Décembre 2003 devant la commission d'examen
composée de :

Pr. Alain CAPPY	IEMN (Lille, France)	Président
Dr. Joël JACQUET	Alcatel R&I (Marcoussis, France)	Directeur de thèse
Pr. Didier DECOSTER	IEMN (Lille, France)	Co-Directeur de thèse
Dr. Laurent CHUSSEAU	CEM2 (Montpellier, France)	Rapporteur
Pr. Jean LE BIHAN	ENIB (Brest, France)	Rapporteur
Dr. Monique RENAUD	Avanex ² (Nozay, France)	Examinateur
Dr. Guang-Hua DUAN	Alcatel R&I (Marcoussis, France)	Examinateur

A la mémoire de mon grand père,

Remerciements

Merci à Anne mon amie avec qui j'ai partagé les bons et les mauvais moments de 3 années de thèse. Merci pour son soutien sans faille.

Merci à mes parents à qui je dois tout, sans qui toutes ses lignes n'auraient jamais été écrites. Mais tout comme l'optique, la vie est parfois non-linéaire et c'est pourquoi je souhaite aussi remercier Janine et Serge ainsi que leurs enfants respectifs Jennifer, Claudia et Anne-Sophie.

Merci à ma sœur Clélia sans qui l'aventure à Alcatel n'aurait jamais commencé en décembre 1999. Merci pour sa bonne humeur qui m'a permis de me changer les idées lors de nombreux éclats de rire. Merci aussi à son ami Ludo pour sa joie de vivre et tout l'intérêt qu'il a présenté pour mes travaux de thèse.

Merci à mon frère Alex pour ces presque 3 années passées sous le même toit et par conséquent pour tous les bons moments échangés. Merci aussi à son amie Marie Mélodie.

Merci à ma grand-mère qui m'a toujours soutenu et qui a permis que je sois toujours présentable.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de Thèse, Joël Jacquet sans qui tout ce travail n'aurait été possible. Précurseur dans une conjoncture économique difficile, il m'a initié aux joies des nouveaux matériaux et a su me motiver au travers de toutes les épreuves difficiles que nous avons affrontées. « Dans chaque blague, il existe un fond de vérité. »

Cette thèse a été réalisée au sein de l'unité de recherche sur les composants photoniques de Alcatel R&I dirigée par François Brillouet. Je tiens donc à le remercier de m'avoir accueilli dans son laboratoire pendant ces presque 3 années. Loin des salles blanches de Marcoussis, à Villeneuve d'Ascq, le professeur Didier Decoster a accepté de diriger ma thèse au sein de l'IEMN. Je souhaite le remercier chaleureusement pour tout le soutien qu'il m'a témoigné.

J'exprime mes sincères remerciements au professeur Jean Le Bihan et au directeur de recherche Laurent Chusseau qui ont accepté le difficile travail de rapporteur de mon manuscrit de thèse. Merci au professeur Alain Cappy d'avoir accepté de présider le jury. Merci aussi à Guang-Hua Duan et Monique Renaud pour leurs travaux d'examineur.

Merci encore à Duan pour la patience avec laquelle il a répondu à toutes mes questions ainsi que pour ses conseils et encouragements.

Je souhaite remercier Romain pour son aide discrète mais efficace tout au long de la thèse mais aussi pour tous les autres bons moments « à la Brenard » partagés hors du travail. Enormes mercis à Sarah qui a éclairé le bureau de sa bonne humeur (encore désolé d'avoir oublié d'arroser les plantes!!!) et qui éclaire à présent d'autres bureaux sous le soleil de vendée.

Merci à Francis pour toute sa grande expérience sur la technologie qu'il a accepté de partager au début de la thèse et par la suite pour tous les « café-cloppes » et autres repas me permettant de m'évader un peu.

Parmi le grand nombre de personnes que j'ai eu la chance de côtoyer et auprès de qui j'ai beaucoup appris, il faut noter Hélène et Nina, ambassadrices de charme du laser DBR qui ont bien voulu me supporter au sein de leur étude et me permettre de profiter de leur expérience.

Au sein du groupe WDM, j'ai pu profiter du savoir faire d'un grand nombre de personnes et je souhaite donc les remercier vivement : Parmi ces personnes sans lesquelles les composants ne pourraient fonctionner, je tiens à remercier sincèrement Alice pour le soin qu'elle a apporté aux plaques, Odile et Thierry pour la précision de leurs clivages et montages et enfin Julien et Damien pour leur aide précieuse sur les bancs de manipulation. Merci à Sylvie et Alain pour m'avoir redonné goût à la chimie, mais notre collaboration est restée trop brève. Merci aussi à Jean (bien que d'un autre groupe) pour le travail d'orfèvre réalisé sur les réseaux de Bragg.

Merci à Olivier Durand et à Estelle Gohin de l'unité des fibres qui m'ont permis d'avoir les précieux réseaux de Bragg échantillonnés ou à pas variables, utilisés pendant la thèse.

Merci au groupe des buveurs de café avec qui j'ai pu apprendre énormément sur le process et le design des composants ainsi que sur divers process tel que celui du bon café ou pour trouver un bon restaurant dans Paris. Parmi eux, Ali, Andrea, François, Jérémie, Mathieu, Nicolas, Vincent...

Merci à Bernadette pour son aide précieuse me permettant de ne pas me noyer dans les démarches administratives et autres demandes de billet de train ou de chambre d'hôtel.

Merci au groupe du bout du couloir avec qui j'ai pu discuter d'un grand nombre de sujets allant de la réalisation de masques de photolithographie à la réalisation de cake au concombre : Merci donc à Nadine, Fabienne, Estelle, Christine, Olivier, Alexandre, Lionel...

Merci à Christophe d'avoir accepté de m'héberger en intérim dans son groupe et pour le fort soutien qu'il m'a apporté...

Et enfin merci à tous les autres, anciens et nouveaux collègues, pour leur soutien et leur gentillesse : Bertrand, Jean-René, Cornélia, Mohand, Bouzid, Fabienne, Simon, Florence Jean-Guy, Arnaud, Shafik, Frédéric, Jean-Luc, Frédéric, Bernard, Christophe... et tous ceux que j'ai honteusement oublié...

Sommaire :

1	Introduction	5
1.1	Les composants optoélectroniques	5
1.2	Objectifs de la thèse	5
1.3	Plan de l'exposé	6
2	Physique de base des lasers accordables	8
2.1	Principes de base des Lasers	8
2.2	Lasers à Réseau de Bragg	9
2.2.1	Le DBR	10
2.2.2	Le Laser à réseau échantillonné	12
2.2.3	Le Laser à Réseau Super Structuré	13
2.2.4	Les limites d'accord des SSGDBR et SGDBR: Le GCSR	14
2.3	Etat de l'art des lasers accordables	15
2.4	Positionnement de la Thèse	17
3	Cavité Largement et Rapidement Accordable : Modélisation	19
3.1	Simulation de Réseaux de Bragg Echantillonnés	19
3.1.1	Propriétés générales des réseaux de Bragg échantillonnés	19
3.1.1.1	Largeur à mi-hauteur individuelle d'un réflecteur: $FWHM_{SG}$	19
3.1.1.2	Enveloppe du réseau échantillonné	20
3.1.1.3	Réflexivité maximale	21
3.1.1.4	Synthèse des propriétés générales des réseaux de Bragg	21
3.1.2	Théorie des Modes Couplés	22
3.1.2.1	Description du modèle	22
3.1.2.2	Propriétés d'un réseau de Bragg « Simple »	23
3.1.2.3	Propriétés d'un réseau de Bragg échantillonné (Modes couplés)	24
3.1.2.4	Cas des faibles ISL (50GHz, 100GHz, 200GHz)	27
3.1.2.5	Limites de la modélisation par la théorie des modes couplés	28
3.1.3	Théorie des Matrices de Transfert	29
3.1.3.1	Description du modèle	29
3.1.3.2	Propriétés d'un réseau de Bragg échantillonné (Mat. de Transfert)	31
3.2	Modélisation de la cavité laser	32
3.2.1	Modèle simplifié: Principe d'accordabilité et Limitations	33
3.2.1.1	Limite d'accordabilité	33
3.2.1.2	Accordabilité maximale	34
3.2.2	Modèle complexe: Optimisation de l'Accordabilité	37
3.2.2.1	Réflexivité Equivalente	37
3.2.2.2	Influence de la cavité externe sur l'enveloppe de R_{eq}	38
3.2.2.3	Influence de la cavité externe sur R_{eq}	40
3.2.3	Condition d'oscillation complexe: Modélisation de l'accordabilité	43
3.2.3.1	Description de l'algorithme	43
3.2.3.2	Résolution des conditions d'oscillation complexe	45
3.2.3.3	Simulation de la courbe d'accord	47
3.3	Synthèses des résultats de simulations et perspectives	49
4	Cavité Largement et Rapidement Accordable : Expérimentation	50

4.1	Caractérisation des parties Actives et Passives du Laser	50
4.1.1	Montage Expérimental	50
4.1.2	Mesures de l'Intervalle Spectral Libre	51
4.1.2.1	Incertitude sur l'ISL liée à la mesure	51
4.1.2.2	Incertitude sur l'ISL liée au clivage	52
4.1.3	Caractérisation de la partie active	54
4.1.4	Réalisation des réseaux échantillonnés	56
4.1.5	Caractérisation des réseaux Echantillonnés	57
4.2	Mesures de l'Accordabilité	61
4.2.1	Démonstration du principe d'accord	61
4.2.2	Optimisation de l'Accordabilité	62
4.2.2.1	Importance du traitement anti-reflet sur la fibre et sur la puce	62
4.2.2.2	Effets de la température	63
4.2.2.3	Influence du réseau de Bragg échantillonné	65
4.2.2.4	Limites d'accord	65
4.2.2.5	Réduction de la différence d'ISL	67
4.2.3	Résultats d'accordabilité optimisés	68
4.2.4	Source rapidement accordable	70
4.2.4.1	Commutation de longueur d'Onde	70
4.2.4.2	Conversion de longueur d'onde	71
4.3	Synthèse des Résultats et Perspectives	72
5	Source Continûment Accordable: Continuum	74
5.1	Les Réseaux de Bragg à pas variable	74
5.1.1	Description générale	74
5.1.2	Propriétés de Phase et d'Amplitude	74
5.2	Concept du laser accordable Continuum	76
5.2.1	Conditions d'oscillation	76
5.2.1.1	Dimensions en cavité intégrée ou externe	78
5.2.1.2	Tolérances sur les dimensions de la cavité	79
5.2.2	Montage Expérimental	80
5.2.3	Caractéristiques des réseaux à pas variable	81
5.3	Résultats Expérimentaux	83
5.3.1	Validation du concept	84
5.3.2	Démonstration du principe d'accord	84
5.3.3	Fonctionnement en blocage de modes	85
5.3.3.1	$C_{LCBG}=10\text{nm.cm}^{-1}$	85
5.3.3.2	Influence du Chirp	86
5.3.3.3	Mesures spectrales et temporelles des impulsions	87
5.3.3.4	Influence du traitement anti-reflet de la puce	88
5.3.3.5	Influence de la température	89
5.3.3.6	Influence de la fréquence de blocage de modes	90
5.3.3.7	$C_{LCBG}=55\text{nm.cm}^{-1}$	92
5.4	Synthèse des Résultats et Perspectives	93
6	Conclusions et Perspectives	95
	Tables des Equations	99
	Table des Tableaux	100

Références _____ **101**

Références _____ **101**

1 Introduction

1.1 Les composants optoélectroniques

Les composants optoélectroniques apparaissent comme les acteurs clés entrant dans l'architecture des systèmes de télécommunications sur fibres optiques, car ils sont présents à tous les niveaux de la transmission de l'information. En effet, pour permettre le transport d'une information d'un point à un autre, il est nécessaire d'avoir à l'émission, une source laser permettant de générer des signaux sous forme d'une onde optique cohérente. Il faut ensuite un modulateur optique qui code l'information à transmettre en niveaux d'intensité (« 0 » et « 1 » optiques). Les fibres optiques servent ensuite de milieu transmission. Malgré les progrès importants réalisés dans le but de diminuer les pertes de propagation dans les fibres optiques, il est nécessaire d'amplifier le signal au cours de sa propagation, de manière à compenser les pertes induites par la fibre. On trouve alors des amplificateurs optiques en ligne sous forme d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs (SOA¹) ou bien sous forme d'amplificateurs à fibres dopées erbium (EDFA²). A l'arrivée, le signal optique transmis est ensuite convertit en signal électrique par une photodiode.

Une des limites de la transmission à haut débit d'information, provient de la dispersion chromatique de la fibre, les pertes de propagation étant compensées par les amplificateurs en ligne. Bien que la dispersion chromatique soit plus faible à la longueur d'onde de propagation de $1,3\mu\text{m}$ ($1\sim 4\text{ ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$), il a été préféré une fenêtre de propagation de plus faible absorption à $1,55\mu\text{m}$, mais de plus forte dispersion ($17\text{ ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$). Pour lutter contre la dispersion, il a donc fallu réduire l'encombrement spectral de la source. De manière à améliorer la pureté spectrale de l'émetteur, les lasers de type Fabry-Pérot multimodes spectralement ont été remplacés par des lasers monomodes de type DFB³. Ces lasers utilisent un réseau de diffraction agissant comme un sélecteur ou filtre en longueur d'onde. La diminution de l'encombrement spectral a permis de faire évoluer le mode de transmission et ainsi d'augmenter la capacité des réseaux en utilisant plusieurs longueurs d'onde sur une même fibre. On parle alors de multiplexage en longueur d'onde (ou WDM⁴).

Dans les réseaux optiques actuellement installés, les lasers DFB jouent parfaitement le rôle d'émetteur. Néanmoins, les contraintes imposées aux télécommunications, ainsi que l'émergence de nouvelles applications favorisent l'apparition de sources lasers de nouvelle génération.

1.2 Objectifs de la thèse

Les travaux de cette thèse ont porté sur la conception et la caractérisation de sources lasers accordables incluant un réseau de Bragg échantillonné ou un réseau de Bragg à pas variable. Ces lasers doivent être compatibles avec les systèmes de transmissions actuels mais aussi capables de répondre aux besoins des réseaux de nouvelles générations. L'axe principal autour duquel s'articule la thèse est l'idée d'un

¹ SOA: Semiconductor Optical Amplifier

² EDFA: Erbium Doped Fibre Amplifier

³ DFB: Distributed Feed-Back/ Contre-Réaction Distribuée

⁴ WDM: Wavelength Division Multiplexing

laser monomode, largement, rapidement et simplement accordable. En effet, la source doit être accordable sur la plage de gain des amplificateurs optiques (30~35nm).

L'accordabilité doit être facile à contrôler (une seule commande de contrôle en tension, en courant ou en fréquence pour changer de longueur d'onde). Le laser doit pouvoir changer de longueur d'onde en un temps réduit pour répondre aux besoins de commutation de longueurs d'onde ou de paquets. De plus, cette source doit avoir une faible variation de la puissance sur toute la gamme d'accord (<1dB).

Dans les sources accordables « classiques » de type DBR¹, l'accordabilité est proportionnelle au changement de l'indice de réfraction dans la zone de Bragg. La modification de l'indice étant intrinsèquement limitée par les matériaux, l'accord maximal accessible reste bien inférieur à la fenêtre d'amplification. Pour augmenter l'accordabilité de la source, il est donc nécessaire d'utiliser des principes d'accord qui ne sont pas limités par la modification de l'indice. De manière à répondre à tous ces critères, la thèse s'est orientée vers des lasers utilisant des réseaux de Bragg possédant des propriétés en phase et en amplitude permettant d'augmenter l'accordabilité au-delà de la limite de la modification de l'indice.

Pour répondre au cahier des charges, le développement de la source accordable s'oriente vers deux directions différentes: La première possibilité envisagée est celle d'un laser largement accordable intégrant un réseau échantillonné, le principe d'accord repose alors sur l'effet Vernier produit par le glissement d'un peigne de modes Fabry-Pérot par rapport à un réseau échantillonné.

Dans cette première direction, le but était de pénétrer dans le monde des lasers largement accordables, en répondant aux besoins des télécommunications, tout en conservant l'idée d'une source au fonctionnement simple. En parallèle, la seconde orientation est beaucoup plus exploratoire et a pour but de répondre aux besoins de large accordabilité, tout en s'éloignant des modes d'accord les plus souvent employés.

Cette partie s'appuie sur le concept d'un laser continûment accordable dont le principe d'accord repose sur la dépendance à la longueur d'onde du trajet optique dans un réseau à pas variable dit « chirpé ». Les principes d'accordabilité ainsi que les choix réalisés au cours de cette thèse seront décrits plus en détail par la suite.

1.3 *Plan de l'exposé*

Les réseaux optiques installés ou ceux de future génération sont potentiellement fortement demandeurs de lasers largement accordables. Pour cela, il faut que ces lasers soient capables de répondre aux exigences des systèmes de télécommunications mais aussi capables d'améliorer les performances des sources actuellement en place pour de nouvelles applications. Le chapitre 2 met en place les *Principes de bases des Lasers*, étendus aux principes de fonctionnement des *Lasers à réseau de Bragg*: Tout d'abord, nous abordons la physique de base propre aux lasers accordables à réseau de Bragg, puis plus précisément le mode d'accord permettant leur fonctionnement. Cette introduction est prolongée par un *Etat de l'art des sources largement accordables* des approches au plus fort potentiel. Les performances des solutions utilisant des réseaux de Bragg sont reprises et confrontées aux autres solutions existantes. Après synthèse des résultats, nous concluons ce chapitre par un *Positionnement de la thèse*.

Le chapitre précédent nous ayant permis d'introduire la notion de laser accordable, le chapitre 3 commence par une partie de modélisation qui permet de

¹ DBR: Distributed Bragg Reflector/ Réflecteur de Bragg Distribué

décrire les propriétés de phase et d'amplitude des réseaux échantillonnés. Au cours de la *Simulation du réseau de Bragg Echantillonné*, nous comparons les résultats et les performances de simulations obtenus avec la *Théorie des Modes Couplés* par rapport à la *Théorie des Matrices de Transfert*. Nous abordons ensuite la *Modélisation de la cavité laser* avec un premier *modèle simplifié* qui permet de mieux comprendre le principe d'accordabilité de la source ainsi que ses limitations. La mise en œuvre de ce modèle simplifié ne permettant pas de simuler l'agilité en longueur d'onde, la modélisation se conclut par un *modèle complexe* qui prend en compte la phase dans la cavité laser de manière à analyser numériquement l'accordabilité. Tous ces résultats numériques sont ensuite comparés dans le chapitre suivant avec les résultats d'*Expérimentation*.

Le chapitre 4 commence par présenter la *Caractérisation des parties Actives et Passives du Laser*. Après une rapide description du *Montage Expérimental*, les paramètres physiques de la cavité intervenant dans l'accordabilité sont mis en exergue par la *Mesure de l'Intervalle Spectrale Libre* suivie de la *Caractérisation des réseaux Echantillonnés*. Le principe d'accord de notre source est ensuite validé par les *Mesures de l'Accordabilité*. Nous montrons comment les différents paramètres physiques de la cavité contribuent à l'*Optimisation de l'Accordabilité*. L'expérimentation se termine par la mesure du *Temps de Commutation* appliquée à une expérience de *Conversion de Longueur d'Onde*. Nous concluons ce chapitre par une *Synthèse des Résultats*. Le travail décrit dans ce chapitre a donné lieu à 5 papiers [1], [2], [3], [4], [5].

Dans le chapitre 5, nous partons du concept d'une *Source Continûment Accordable* dite *Continuum*. Le principe d'accord de cette source repose sur la dépendance à la longueur d'onde du trajet optique dans *Réseau de Bragg à Pas Variable*. Les *propriétés en phase et amplitude* de ce réseau sont décrites et permettent d'introduire le *Concept du Laser Accordable Continuum*. De manière à comprendre plus profondément le mode de fonctionnement du Laser Continuum, les *Conditions d'oscillation* théoriques sont posées et les tolérances sont déduites. Après une rapide présentation du *Montage Expérimental*, les *Résultats expérimentaux* sont décrits avant de terminer ce chapitre par une *Synthèse des Résultats* en évoquant les *Perspectives*. Ces travaux ont donné lieu à 3 publications [6], [7], [8].

¹ A Bergonzo., J. Jacquet, D. De Gaudemaris, J. Landreau, A. Plais, A. Vuong, H. Sillard, T. Fillion, O. Durand, A. Accard, H. Krol, I. Riant:

OFC 2003, ThF.3, March 2002, Page(s): 108 –110.

² Bergonzo A. &Al.:

Photonics Technology Letters, Volume: 15 Issue: 8 August 2003, Page(s): 1144–1146.

³ A Bergonzo., R. Brenot, D. Locatelli, J. Landreau, A. Becaert Vuong, J. L. Lafragette, O. Durand and J. Jacquet, ECOC-IOOC 2003, Th1.2.5., Page(s): 888-889.

⁴ A Bergonzo., R. Brenot, M. Picq, O. Legouezigou and J. Jacquet, Photonics in Switching 2003, Versailles (Paris), France, PS2003, PS Mo.A4.

⁵ A Bergonzo., &Al., Submitted to Electronics Letters.

⁶ Bergonzo A., David, J. Landreau, J. Gohin, E. Brenot, R. Durand, O.; Guang Hua Duan; Jacquet J, 18th International Semiconductor Laser Conference, ISLC'02, 29 Sept.-3Oct. 2002, Page(s): 55 –56

⁷ A Bergonzo, &Al.: Semiconductor Integrated OptoElectronics'02, 23-25 March 2002, Cardiff, UK.

⁸ A Bergonzo, E. Gohin, J. Landreau, O. Durand, R Brenot, Guang-Hua Duan Senior Member, IEEE and J. Jacquet, Accepted for future publication in the special issue on semiconductor lasers of the Journal of Selected Topics in Quantum Electronics.

2 Physique de base des lasers accordables

Dans le chapitre d'introduction, nous avons pu décrire les défis à relever afin de réaliser une source accordable qui puisse répondre aux besoins des réseaux de télécommunication. Néanmoins, avant d'intégrer le monde des lasers accordables, il est nécessaire d'introduire quelques fondamentaux concernant le fonctionnement des lasers et plus précisément des lasers à réseau de Bragg.

2.1 Principes de base des Lasers

Un laser est un résonateur optique composé d'un milieu actif et d'une cavité optique fermée par deux miroirs. Le milieu actif est le cœur du système laser car il joue le rôle d'amplificateur de la lumière. La cavité optique permet de créer une contre-réaction, indispensable à l'émission stable d'un laser. Dans le cas résonateur de type Fabry-Pérot (Figure 2-1), cette cavité est formée par deux miroirs en parallèle. Le milieu actif est en semi-conducteur et nécessite d'être pompé optiquement ou électriquement pour fournir l'énergie nécessaire à l'amplification.

Le seuil de l'émission laser peut être atteint lorsque le champ à l'intérieur du résonateur est reproduit en phase et en amplitude après un trajet Aller-Retour dans la cavité.



Figure 2-1: Schéma d'un résonateur optique de type Fabry-Pérot

De manière équivalente, le gain complexe d'un Aller-Retour dans la cavité doit être égal à l'unité. Cela revient à résoudre mathématiquement la condition d'oscillation d'un laser Fabry-Pérot (Equation 2-1) :

$$R_1 \times R_2 \times \exp \left(j \frac{2\pi}{\lambda} (2n_{\text{actif},g} L_{\text{actif}}) + g_{\text{net}} L_{\text{actif}} \right) = 1$$

(Avec $n_{\text{actif},g} = n_{\text{actif},\text{eff}} - \lambda \frac{dn_{\text{actif},\text{eff}}}{d\lambda}$ l'indice effectif de groupe et $\frac{dn_{\text{actif},\text{eff}}}{d\lambda}$ la dispersion)

Équation 2-1: Condition d'Oscillation d'un Laser Fabry-Pérot

Dans cette équation, les paramètres R1, R2 sont définis comme les réflectivités en puissance des facettes, $n_{\text{actif},g}$ est l'indice effectif de groupe (Equation 2-4) et L_{actif} est la longueur physique de la cavité. Le gain net du milieu actif g_{net} est défini comme la différence entre le gain modal g_{mod} et les pertes optiques internes α_{int} . Les solutions des parties réelles et imaginaires de cette équation, nous donnent deux conditions sur l'amplitude (Equation 2-2) et sur la phase (Equation 2-3).

$$g_{\text{mod}} - \alpha_{\text{int}} - \frac{1}{2L_{\text{actif}}} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) = 0$$

Équation 2-2: Condition d'Oscillation en Amplitude

La périodicité de la fonction exponentielle complexe $e^{j\theta}$, introduit un ensemble de solutions sur la phase (le déphasage après un Aller-Retour dans la cavité doit être un multiple de 2π). On peut ainsi définir un ensemble de modes longitudinaux (N est un entier définissant le numéro des modes longitudinaux).

$$\lambda_N = \frac{2n_{\text{actif},g} L_{\text{actif}}}{N}$$

Équation 2-3: Condition d'Oscillation en Phase

On peut ensuite dériver l'espacement entre les modes longitudinaux des lasers Fabry-Pérot (Equation 2-4).

$$\Delta\lambda = \lambda_N - \lambda_{N+1} \cong \frac{\lambda_N^2}{2n_{\text{actif},g} \times L_{\text{actif}}}$$

Équation 2-4: Espacement entre modes longitudinaux

L'émission laser d'un Fabry-Pérot est rarement monomode. Du à la forte la densité de modes, la courbe de gain du milieu actif couvre plusieurs modes longitudinaux. Le spectre d'émission est ainsi composé de plusieurs longueurs d'onde proches du maximum de gain. De manière à réduire l'encombrement spectral de ces lasers, il a fallu introduire un élément sélectif: Le réseau de Bragg. Le réseau de Bragg vient ainsi modifier la différence de perte entre les modes. L'énergie est donc majoritairement distribuée sur un seul mode, réduisant la largeur spectrale de la source. L'introduction d'une contre-réaction sélective en longueur d'onde permet ainsi de diminuer l'encombrement spectral de la source, mais aussi de sélectionner la longueur d'onde d'émission. En modifiant la contre-réaction, il devient possible d'accorder la longueur d'onde d'émission sur une gamme définie par le fonctionnement du laser.

Les principes de bases du fonctionnement des lasers Fabry-Pérot ayant été présentés, nous pouvons nous intéresser aux Lasers Accordables à Réseau de Bragg. Les équations mises en place dans cette partie seront dérivées par la suite dans la partie simulation, en introduisant la réflectivité complexe du réseau de Bragg dans les Equations d'Oscillation.

2.2 Lasers à Réseau de Bragg

L'utilisation de réseaux de Bragg dans un laser permet d'obtenir des sources monomodes, agiles en longueurs d'ondes. La sélection modale à l'aide d'un ou plusieurs Réseaux de Bragg peut s'effectuer par couplage longitudinal ou vertical. De

plus, l'utilisation de réseaux à pas variable ou échantillonnés permet augmenter la gamme d'accord. Il existe donc un très grand nombre de méthodes pour répondre aux besoins d'accordabilité. Néanmoins, dans cette partie, seules les solutions « classiques » présentant un fort potentiel seront décrites.

Dans un laser à réseau de Bragg à couplage longitudinal, la longueur d'onde d'émission λ_B est définie par les paramètres physiques du réseau de diffraction (Equation 2-5), parmi lesquelles n_{eff} est l'indice effectif du guide et Λ_B est la période du réseau.

$$\lambda_B = 2 n_{eff} \Lambda_B$$

Équation 2-5: Longueur d'onde de Bragg

Pour changer la longueur d'onde de Bragg, il faut modifier soit le pas du réseau, soit l'indice effectif du matériau. Dans les semi-conducteurs, le pas du réseau de diffraction est inscrit définitivement, il est donc nécessaire de faire varier l'indice effectif n_{eff} pour faire varier la longueur d'onde d'émission. La modification de l'indice effectif peut être achevée par injection de courant ou par application d'un champ électrique. On peut ainsi quantifier le changement de longueur d'onde en fonction de la modification de l'indice (Equation 2-6).

$$\frac{\Delta \lambda_B}{\lambda_B} = \frac{\Delta n_{eff}}{n_{eff}}$$

Équation 2-6: Accordabilité réalisable par modification de l'indice

2.2.1 Le DBR

Le changement de la longueur d'onde d'émission par la modification de l'indice effectif dans la zone de Bragg est démontré dans le laser DBR (Figure 2-2). Le DBR est constitué d'une section de gain (Actif) et d'une partie passive (sections de Phase et Bragg).

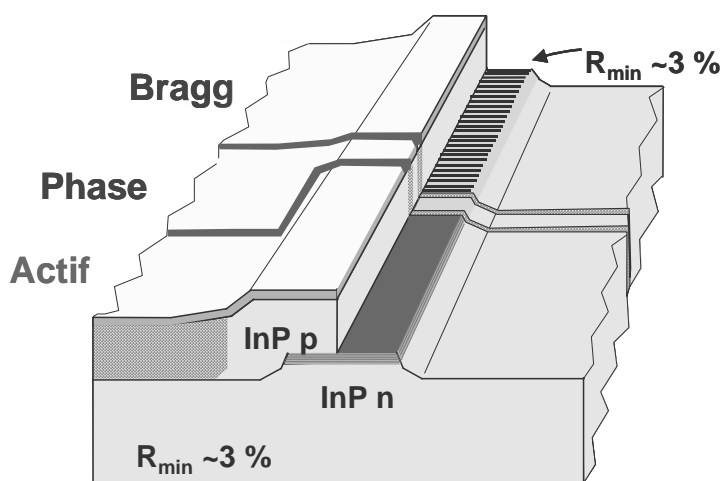


Figure 2-2: Laser DBR 3 sections

Le filtre de Bragg se déplace avec la modification de l'indice, permettant ainsi de sélectionner les modes optiques à amplifier. Si le filtre n'est pas aligné sur un mode de la cavité, le spectre de sortie devient alors multimode, avec une diminution du taux de suppression des modes secondaires (SMSR¹). La longueur d'onde évolue donc de manière discontinue par saut d'un mode longitudinal au suivant (Figure 2-3).

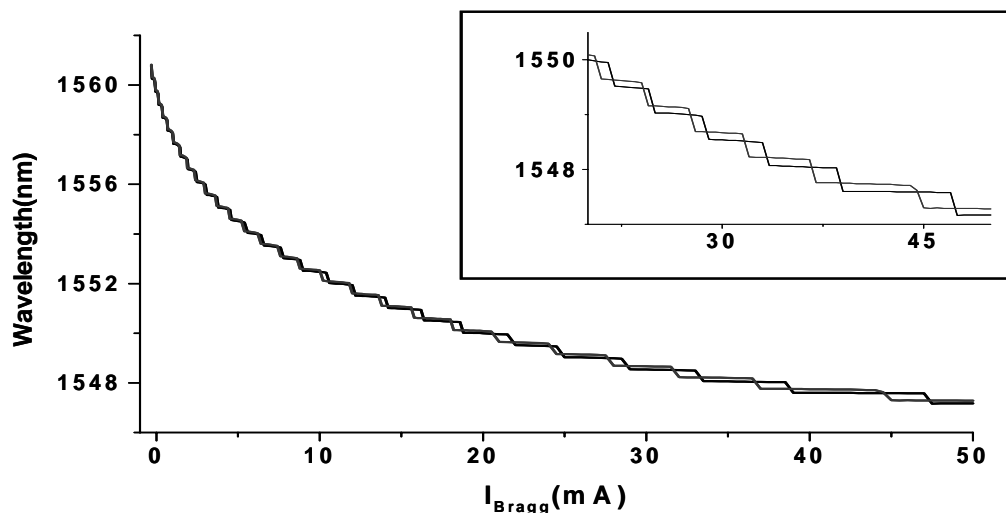


Figure 2-3: Courbe d'accord d'un laser DBR 3 sections

L'introduction d'une troisième section passive (Phase) permet de déplacer le peigne de modes longitudinaux. En modifiant l'indice dans la section de phase, il est possible d'aligner un mode longitudinal avec le réseau de Bragg et ainsi d'atteindre les longueurs d'ondes entre deux sauts de modes. Le déplacement du peigne de modes longitudinaux modifie la courbe d'accord en déplaçant les paliers en longueur d'onde (Agrandissement dans la Figure 2-3). Dans les lasers accordables à réseau de Bragg, la section de phase est utilisée pour régler finement la longueur d'onde d'émission.

L'injection de courant dans la section de Bragg permet d'atteindre une accordabilité de 16nm pour une modification de l'indice de l'ordre $2 \cdot 10^{-2}$ [1]. En appliquant un champ électrique à une section de Bragg, la modification de l'indice est plus faible, limitée à $5 \cdot 10^{-3}$. Néanmoins, l'application d'un champ électrique pour changer l'indice de réfraction permet une commutation très rapide mais sur une gamme de longueurs d'onde plus faible. Ainsi, l'accordabilité démontrée par application d'un champ électrique est 2.5nm en un temps inférieur à la nanoseconde [2]. Il faut noter que pour les deux méthodes, la modification de l'indice est pondérée par Γ le facteur de confinement. Le facteur de confinement représente l'intégrale de recouvrement entre le mode optique et le volume actif de la section de Bragg ou de phase. En injectant des porteurs ou en appliquant un champ électrique aux sections de phase ou de Bragg, seul l'indice du volume actif est modifié.

Le DBR apparaît comme la solution la plus classique, utilisant trois commandes de contrôle, mais dont l'accordabilité est limitée par la modification de l'indice effectif. Néanmoins, d'autres voies ont été explorées de manière à repousser cette limite de l'accordabilité, aux dépens de la simplicité de réalisation et de fonctionnement des composants.

¹ SMSR: Side Mode Suppression Ratio

2.2.2 Le Laser à réseau échantillonné

Le laser à réseau échantillonné¹ (SGDBR) [3] est capable d'étendre l'accordabilité au-delà de la limite physique du DBR. Le SGDBR est constitué de deux miroirs situés de part et d'autre des sections actives et de phase (Figure 2-4). Les miroirs sont des réseaux de Bragg échantillonnés. Simplement, il s'agit d'un réseau de Bragg que l'on vient répéter à une fréquence d'échantillonnage fixée. Une description plus détaillée du fonctionnement des réseaux échantillonnés est donnée dans la partie modélisation, néanmoins leur allure spectrale consiste en deux peignes de réflecteurs de Bragg avec différents Intervalle Spectral Libre (ISL_{SBG}) définis par la fréquence d'échantillonnage (Figure 2-5).

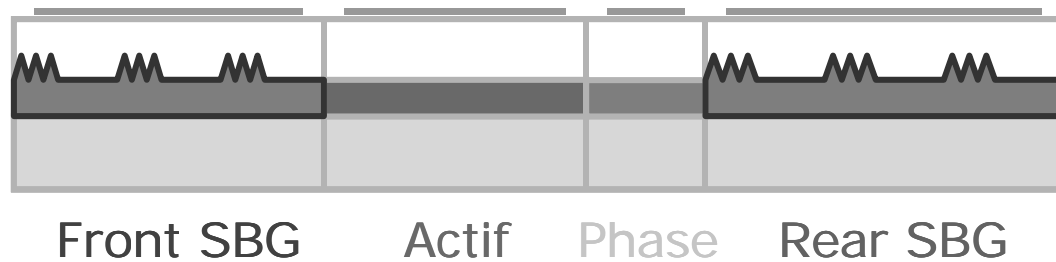


Figure 2-4: Laser SGDBR

Le principe d'accord repose sur l'effet Vernier induit par le glissement d'un réseau de Bragg par rapport à l'autre. Le laser émet lors de la coïncidence d'un pic de réflectivité de chaque peigne. Si les deux peignes sont déplacés simultanément, un accord continu est possible, mais limité par la modification de l'indice. L'augmentation de l'accordabilité par effet Vernier est due au déplacement d'un peigne par rapport à l'autre. Comme la différence de périodes entre le miroir avant et le miroir arrière est faible, il faut seulement un faible déplacement pour aligner successivement deux pics. On déplace alors les coïncidences d'un pic de réflectivité au suivant, la phase servant de contrôle fin des modes optiques dans la cavité pour choisir précisément la longueur d'onde d'émission.

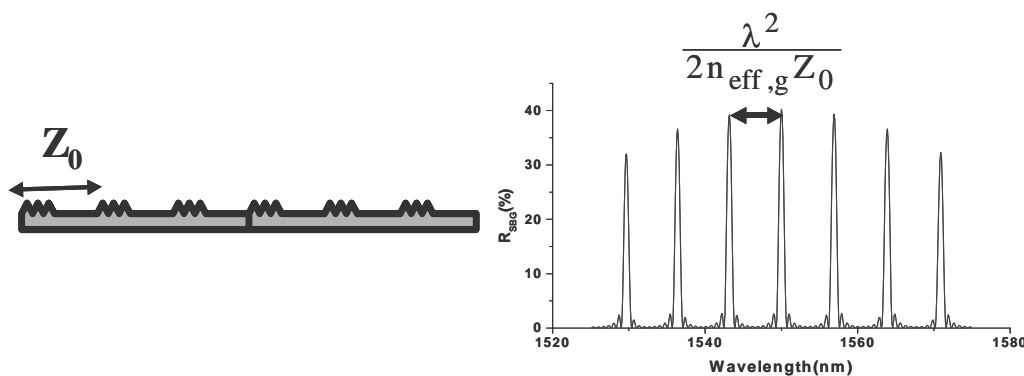


Figure 2-5: Réseau de Bragg Echantillonné SBG

¹ SGDBR: Sampled Grating Distributed Bragg Reflector

En déplaçant simultanément ou successivement les miroirs échantillonnés, il est ainsi possible d'améliorer l'accordabilité jusqu'à 40nm voire 80nm.

2.2.3 Le Laser à Réseau Super Structuré

La modulation de l'amplitude dans les réseaux échantillonnés permet d'obtenir des spectres de réflexions en peigne de réseau de Bragg. Il est possible d'obtenir une allure spectrale similaire en modulant non plus l'amplitude mais la phase dans les réseaux. Cette modification est possible en changeant successivement de manière périodique le pas du réseau, le miroir est alors constitué d'une succession de sections identiques, elles-mêmes formées d'un réseau dont le pas est variable. On parle alors de réseau de Bragg SuperStructuré¹ ou à phase échantillonnée. Le pas du réseau variant de Λ_a à Λ_b avec un période d'échantillonnage Λ_s , l'allure spectrale donnant un peigne de réflecteur de Bragg à la période Λ_s (Figure 2-6).

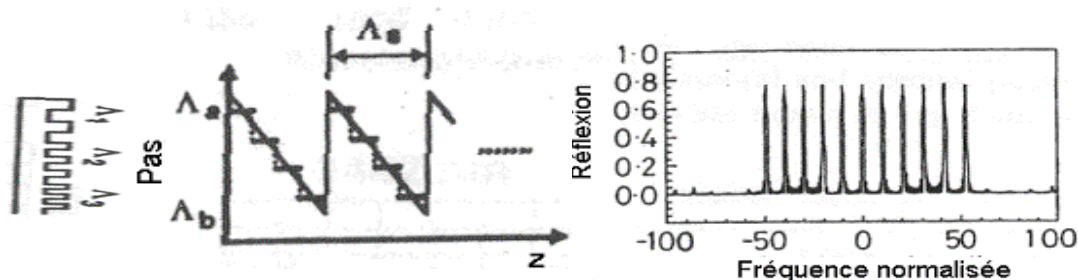


Figure 2-6: Réseau de Bragg SuperStructuré SSBG

La structure et le principe d'accord d'un laser SSGDBR² sont équivalents à ceux du laser SGDBR (Figure 2-7). Au-delà des similitudes physiques (4 sections: Une section de gain, une section de phase et deux miroirs en peigne de réseaux de Bragg), le principe d'accord est équivalent. La large accordabilité repose sur l'effet Vernier induit par le glissement d'un peigne par rapport à l'autre. Néanmoins, la difficulté pour réaliser les réseaux rend leur contrôle difficile. L'accordabilité peut atteindre 100nm de manière discontinue [4], 30nm en quasi-continue [5] mais les performances restent plus modestes en terme de SMSR (35dB) et de variation de puissance sur la gamme d'accord (10dB).

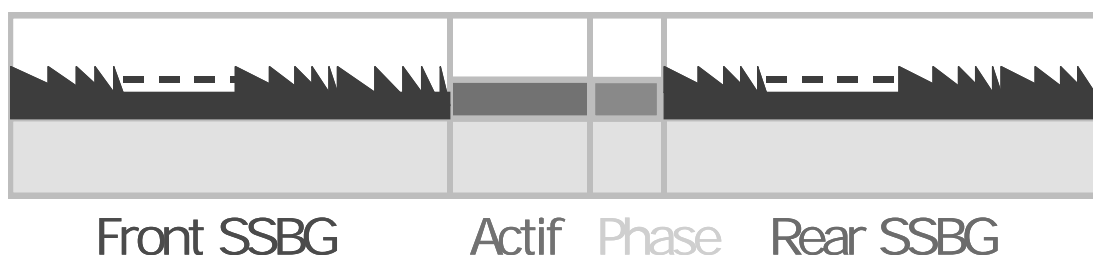


Figure 2-7: Laser SSGDBR

¹ SSG: SuperStructure Grating (Réseau SuperStructuré)

² SSGDBR: SuperStructure Grating Distributed Bragg Reflector

2.2.4 Les limites d'accord des SSGDBR et SGDBR: Le GCSR

Les principes d'accord des lasers décrits précédemment sont basés sur un couplage longitudinal. L'agilité en longueur d'onde par modification de l'indice est intrinsèquement limitée par le matériau. En optimisant la structure des réseaux de Bragg, il est possible d'introduire un effet Vernier pour augmenter l'accordabilité. Néanmoins, dans les lasers à réseaux échantillonnés ou superstructurés, l'accordabilité est limitée par la différence d'échantillonnage entre les miroirs $\Delta ISL = ISL_{\max} - ISL_{\min}$, cette différence devant rester supérieure à la largeur à mi-hauteur individuelle d'un pic échantillonné $FWHM_{SG}$. On peut ainsi quantifier cette amélioration de l'accordabilité¹ (Equation 2-7), les valeurs typiques étant comprises entre 6 et 8. Plus généralement, le facteur d'amélioration de l'accordabilité peut aussi être quantifié par le rapport entre l'accordabilité maximale et le changement d'indice dans le réseau de Bragg.

$$F_{Longitudinal} = \frac{ISL_{\max}}{\Delta ISL} \quad (\text{Avec } \Delta ISL > FWHM_{SG})$$

Equation 2-7: Tuning Enhancement Factor SG/SSG DBR

Dans les lasers à couplage vertical² (Figure 2-8), la sélection modale repose sur l'utilisation d'un coupleur assisté par un réseau de diffraction. Le couplage s'effectue entre deux ondes initialement dans deux guides d'ondes séparés et placés l'un au-dessus de l'autre.

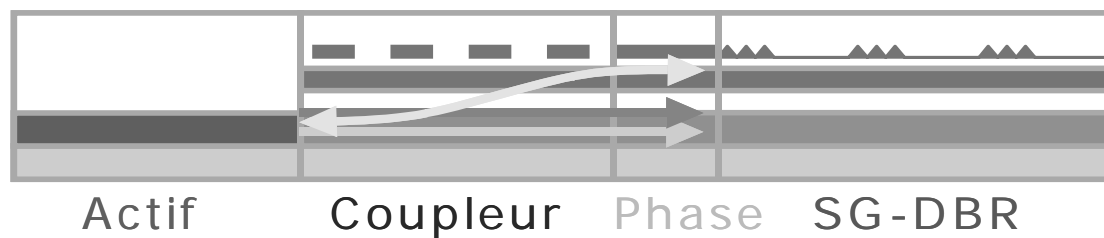


Figure 2-8: Laser GCSR (Grating Coupled Sampled Reflector)

Dans un coupleur vertical, la longueur d'onde à laquelle s'effectue le couplage est proportionnelle au pas du réseau Λ_{GAC} , mais surtout à la différence d'indice effectif de groupe entre les deux guides. $\Delta n_{\text{eff},g} = n_{\text{eff},g1} - n_{\text{eff},g2}$. L'accordabilité du coupleur est élevée (Equation 2-8) mais la sélectivité modale du filtre est faible. Il est donc nécessaire d'ajouter un miroir échantillonné ou superstructuré [6].

$$F_{Vertical} = \frac{n_{1g}}{\Delta n_{\text{eff}}} \quad (10 < F_{\text{vertical}} < 30)$$

Equation 2-8: Tuning Enhancement Factor GAC

¹ Tuning Enhancement Factor (Facteur d'amélioration de l'accordabilité)

² Grating Assisted Coupler (Coupleur Assisté par Réseau)

Les perspectives d'accordabilité semblent plus grandes que pour les lasers à couplage longitudinal, néanmoins les difficultés technologiques liées à la structure du composant peuvent limiter les performances. L'accordabilité quasi-continue démontrée s'élève à 67nm, mais avec un faible SMSR et une forte variation de puissance de sortie [7]. Néanmoins, une optimisation de la structure a permis la démonstration d'une accordabilité de 40nm avec un fort SMSR, une puissance de sortie de 25mW (non couplés) et une faible variation de puissance [8].

2.3 Etat de l'art des lasers accordables

Dans la partie précédente, les principes d'accords par changement d'indice dans un réseau de Bragg, présentant le plus fort potentiel, ont été présentés. Il faut cependant noter qu'il existe d'autres méthodes pour réaliser des composants agiles en longueur d'onde. Les résultats des autres approches n'utilisant pas la modification de l'indice dans un réseau de Bragg, sont décrites par la suite. Au vu du grand nombre de méthodes différentes, seules les approches ayant d'ores et déjà démontrées leurs performances seront reprises.

Parmi les différentes approches pour réaliser des sources accordables, l'une des méthodes employées consiste à utiliser une barrette de composants individuellement modestement accordables, mais dont les longueurs d'onde centrales d'émission sont décalées les unes par rapport aux autres. La somme des gammes d'accordabilité permet d'étendre la plage d'accord (Figure 2-9). Le filtrage s'effectue ensuite à l'aide d'un Système « Micro-Electro-Mécanique » (MEMS¹) [9] ou à l'aide d'un coupleur multimode MMI² [10]. Seul le laser correspondant à la longueur d'onde désirée est allumé, un réglage fin de la longueur d'onde s'effectue ensuite avec la température. La sélection par MEMS permet d'accorder sur 33nm avec une puissance couplée de 20mW. Dans le second cas, le couplage à l'aide du MMI induit de fortes pertes et il est donc nécessaire de d'ajouter un Amplificateur Optique à Semi-conducteur pour augmenter la puissance de sortie. L'ajout de cette section amplificatrice permet d'accorder sur 37nm avec une puissance couplée de 30mW.

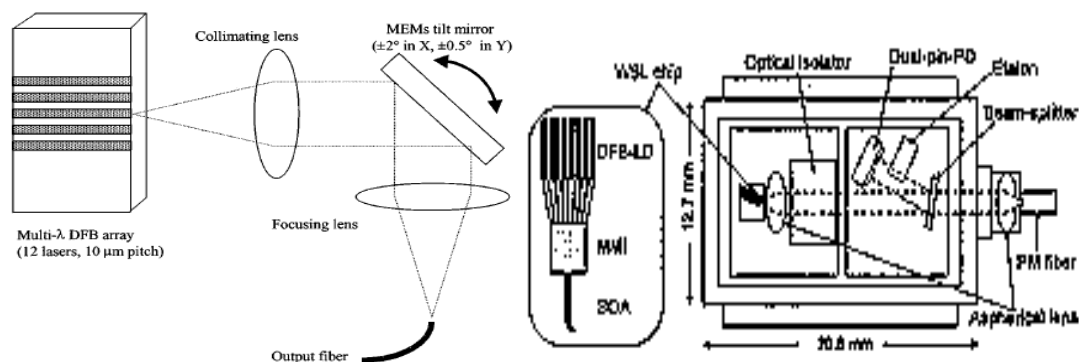


Figure 2-9: Barrettes DFB avec couplage MEMS ou MMI

La contrainte du grand nombre de composants sur une barrette peut être détournée en utilisant une source optique large bande. Le spectre d'émission de la source est diffracté sur un réseau en incidence rasante, la longueur d'onde est ensuite

¹ MEMS: Micro-Electro-Mechanical Systems

² MMI: MultiMode Interferometer

sélectionnée par la rotation d'un MEMS (Figure 2-10). Le filtrage ainsi réalisé permet d'accorder sur 37nm avec une puissance couplée de 20mW [11].

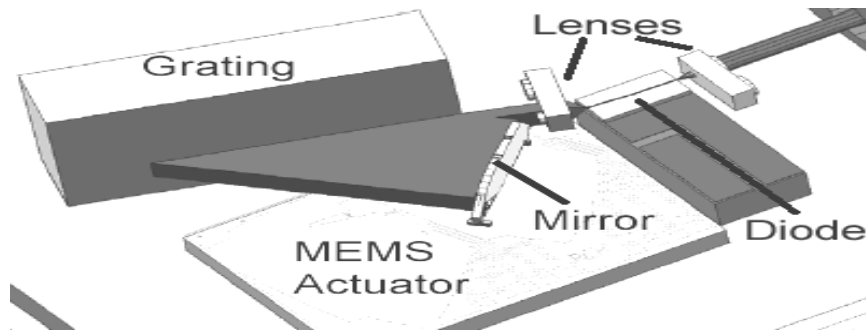


Figure 2-10: Cavité Externe Accordable

Les lasers à émission par la surface (VCSEL¹) présentent un fort potentiel par leur caractère monomode inhérent, ainsi que par leur capacité d'intégration. Il existe un grand nombre de méthodes pour rendre ce laser agile en longueur d'onde, l'emploi d'un bras de levier (Figure 2-11) au-dessus de la surface servant de miroir semble donner des résultats très prometteurs[12]. En appliquant une tension aux bornes du miroir suspendu, les forces électrostatiques sont modifiées, il est alors possible de changer la longueur de la cavité et ainsi de sélectionner la longueur d'onde d'émission. L'accordabilité peut ainsi s'élever à 33nm, mais la puissance de sortie reste limitée à 2mW, ce qui est faible comparé à la puissance de sortie des lasers décrits précédemment à émission par la tranche.

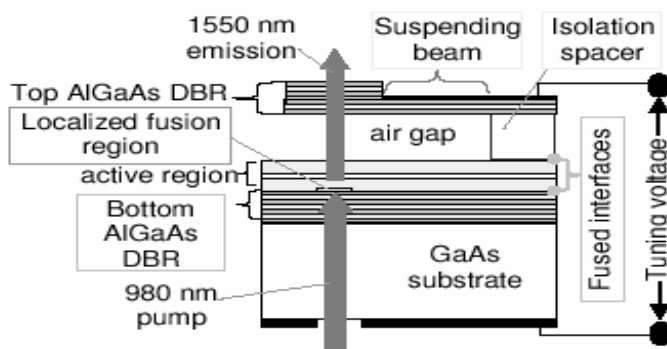


Figure 2-11: VCSEL Accordable

En utilisant la combinaison de réseaux SSG et de réseaux de Bragg « classiques », il est possible d'obtenir une large accordabilité. La cavité laser est composée d'un miroir SSG fournissant un peigne de réflecteurs de Bragg et à l'autre extrémité, un miroir constitué de plusieurs réseaux de Bragg en série (Figure 2-12). En injectant du courant dans l'un des réseaux en série, on augmente sa réflectivité sur une large bande passante. Chaque réseau en série doit correspondre à l'un des pics du peigne de réflecteurs, il est ainsi possible de sélectionner grossièrement la longueur d'onde. L'accordabilité totale s'effectue par sous-bande, en déplaçant le peigne du SSG par injection de courant. La phase servant à régler finement la longueur d'onde. L'accordabilité ainsi démontrée avec ce laser « Digital SuperMode » s'élève à 43nm avec une puissance couplée de 10mW [13], [14].

¹ VCSEL: Vertical Cavity Surface Emitting Laser

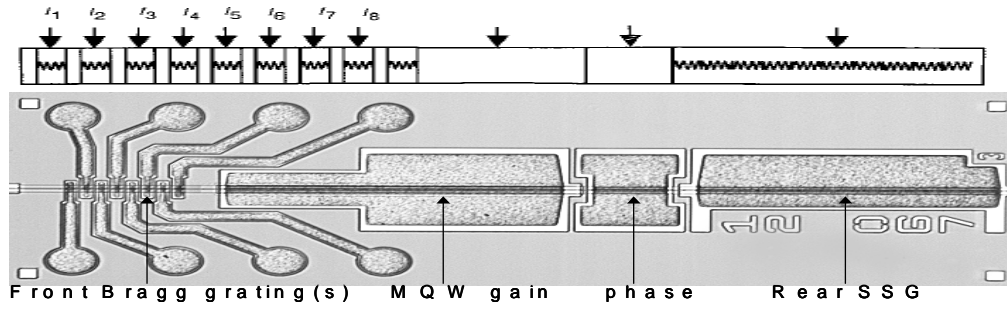


Figure 2-12: Laser Digital SuperMode

Les principes d'accord des approches au plus fort potentiel ainsi que leurs performances ont été décrites. De manière à présenter le cadre dans lequel s'est effectué la thèse, il est maintenant utile de synthétiser les performances atteintes par ces composants, tout en pondérant les résultats par les difficultés propres à ces approches. L'accent est mis sur les difficultés technologiques liées à leur conception ainsi qu'aux difficultés liées à leur mode d'accord (Tableau 2-1).

Laser Accordable	$\Delta\lambda$	P_{fibre} (ΔP_{fibre})	SMSR	Accord	Accord Fin	Complexité Technologique
						Complexité D'accord
DBR Alcatel, Avanex ²	16nm	13dB _m (SOA)	>40dB	I_{DBR}	I_{ϕ}	⊂ ⊆
SG-DBR Agility	>40nm	>10dB _m (SOA)	>40dB	$2 I_{\text{SGDBR}}$	I_{ϕ}	⊂ ⊆⊆
SSG-DBR NTT	34nm	10dB _m (10dB)	>35dB	$2 I_{\text{SGDBR}}$	I_{ϕ}	⊆⊆⊆ ⊆⊆
GCSR Altitun	>40nm	10dB _m (1.4dB)	>40dB	I_{GAC} I_{DBR}	I_{ϕ}	⊆⊆⊆ ⊆⊆
Barrette DFB (x=12) MMI Furukawa	37nm	>13dB _m (I_{SOA})	>40dB	$x I_{\text{DFB}}$	$T^{\circ}\text{C}$	⊆⊆⊆ ⊆⊆
Barrette DFB (x=12) MEMS Santur	33nm	13dB _m (V_{MEMS})	>43dB	$x I_{\text{DFB}}$	$T^{\circ}\text{C}$	⊆⊆⊆ ⊆⊆
Cavité Externe MEMS Iolon	37nm	13dB _m (V_{MEMS})	>55dB	V_{MEMS}	I_{ϕ} V_{MEMS}	⊆⊆⊆ ⊆⊆
VCSEL + MEMS BeamExpress	30nm	<3dB _m (?)	>30dB	V_{MEMS}	V_{MEMS}	⊆⊆⊆ ⊂⊂
DS-DBR Bookham	>40nm 50dB	10dB _m (2dB)	>50dB	I_{SSGDBR} $x I_{\text{DBR}}$	I_{ϕ}	⊆⊆⊆ ⊂⊂

Tableau 2-1: Etat de l'art Laser Accordables

2.4 Positionnement de la Thèse

Comme nous avons pu voir précédemment, il existe de nombreuses solutions permettant d'obtenir un laser largement accordable. Les performances atteintes par

certaines approches en sont au stade commercial (Agility, Iolon, Santur). Néanmoins, l'utilisation de MEMS (IOLON, BeamExpress) ou de la température (Santur, Furukawa) permettent d'atteindre de larges plages de longueurs d'onde mais ne permettent pas de commuter rapidement. Les approches utilisant des réseaux de Bragg échantillonnés en phase ou en amplitude apparaissent comme plus adaptées au changement rapide de longueur d'onde, en contrepartie, ces composants souffrent de la complexité de leur conception (Bookham, NTT, Altitun), mais aussi de la complexité de leurs modes d'accord (Agility, NTT, Altitun). De manière à pouvoir accorder largement et rapidement en longueur d'onde, le composant étudié dans la thèse utilise des réseaux échantillonnés ou à pas variable. De plus, le mode d'accord ainsi que la conception du composant restent simples puisque l'agilité en longueur d'onde repose sur l'utilisation d'une seule commande de contrôle et d'un seul réseau de Bragg.

3 CAVITÉ LARGEMENT ET RAPIDEMENT ACCORDABLE : MODÉLISATION

L'objectif de ce chapitre est de décrire le fonctionnement de la cavité laser accordable incluant un réseau de Bragg échantillonné. De manière à pouvoir décrire efficacement le fonctionnement du laser, il est nécessaire de résoudre les conditions d'oscillation en phase et en amplitude du laser. Plusieurs outils de simulations ont été réalisés de manière à pouvoir simuler dans un premier temps le réseau échantillonné, puis dans un deuxième temps la cavité totale.

3.1 Simulation de Réseaux de Bragg Echantillonnés

3.1.1 Propriétés générales des réseaux de Bragg échantillonnés

Un réseau échantillonné consiste en un réseau droit, à une longueur d'onde préalablement définie, multiplié par une fonction d'échantillonnage. Il est possible de modéliser la réflectivité complexe d'un réseau échantillonné à partir de la Théorie des Modes Couplés ou de la Théorie des Matrices de Transfert, mais il faut avant tout définir les paramètres clés qui viennent modifier ses propriétés en phase et en amplitude (Figure 3-1).

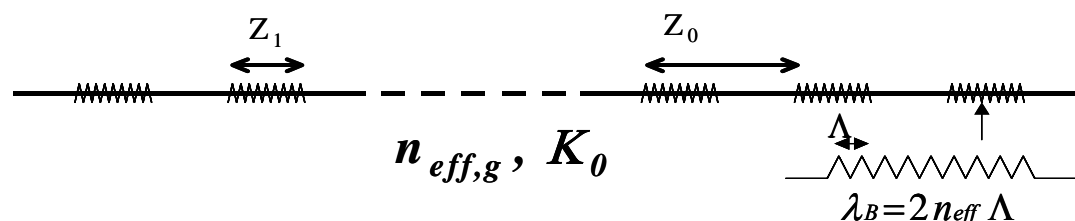


Figure 3-1: Réseau Echantillonné

Un réseau de Bragg à la longueur d'onde λ_B (définie par le pas Λ et l'indice effectif n_{eff}), est localisé sur une longueur Z_1 avec un coefficient de couplage κ_0 [15]. Le réseau est ensuite répété m fois (nombre de période d'échantillonnage) avec une période Z_0 . La longueur totale du réseau échantillonné est donc $L_{SBG}=mZ_0$. La réponse spectrale de ce réseau étant la Transformée de Fourier de son profil d'indice, le résultat donne un peigne de réflecteurs de Bragg, espacés régulièrement de la fréquence d'échantillonnage ISL_{SBG} le plus souvent exprimée en GHz (Equation 3-1).

$$ISL_{SBG} = \frac{c}{2n_{eff,g}Z_0}$$

Équation 3-1: Fréquence d'échantillonnage du réseau échantillonné

3.1.1.1 Largeur à mi-hauteur individuelle d'un réflecteur: FWHM_{SG}

Dans l'espace de Fourier, il est possible de quantifier l'évolution des propriétés du réseau échantillonné. La largeur à mi-hauteur individuelle d'un réflecteur

($\text{FWHM}_{\text{SG}}^1$) est ainsi inversement proportionnelle à la longueur totale du réseau L_{SBG} . Plus précisément, la bande passante dans un réseau uniforme, définie par la *Théorie des Modes Couplés* (3.1.1) [16] comme la différence entre les deux premiers minima du coefficient de réflexion (Equation 3-2), peut être étendue pour définir la bande passante du pic à la longueur d'onde centrale λ_B dans un réseau échantillonné, en introduisant le rapport d'ouverture² D ($D=Z_1/Z_0$) (Equation 3-3).

$$\Delta \lambda_{\text{BG}} = \frac{\lambda_B^2}{\pi \times n_{\text{eff},g}} \sqrt{\kappa_0^2 + \left(\frac{\pi}{L_{\text{BG}}}\right)^2}$$

Équation 3-2: Bande passante dans un réseau uniforme

$$\Delta \lambda_{\text{SBG}} = \frac{\lambda_B^2}{\pi \times n_{\text{eff},g}} \sqrt{\kappa_0^2 D^2 + \left(\frac{\pi}{L_{\text{SBG}}}\right)^2}$$

Équation 3-3: Bande passante à λ_B dans un réseau échantillonné

Pour les grandes longueurs, la largeur est limitée par le rapport d'ouverture D ainsi que le coefficient de couplage κ_0 . Il est donc intéressant de savoir comment ces paramètres influent sur le réseau (enveloppe, réflectivité maximale) pour pouvoir optimiser ses propriétés.

3.1.1.2 Enveloppe du réseau échantillonné

La largeur de l'enveloppe du réseau est inversement proportionnelle à la longueur Z_1 d'un réseau individuel (Figure 3-2). Ainsi, le rapport d'ouverture $D=Z_1/Z_0$ est inversement proportionnel à la largeur de l'enveloppe du réseau échantillonné. Pour de faibles valeurs de D , le nombre de pics N_{3dB} à mi-hauteur de l'enveloppe du réseau est approximativement égale à l'inverse du rapport d'ouverture avec $N_{\text{3dB}}=\text{Int}(Z_0/Z_1)$ [17].

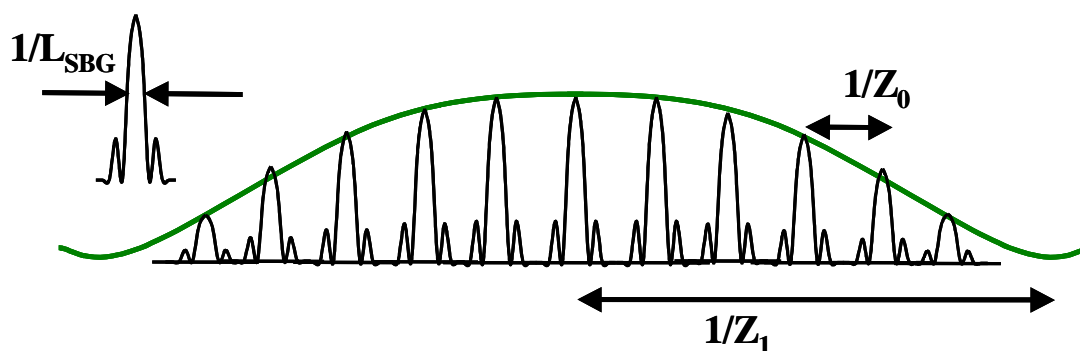


Figure 3-2: Evolution de l'allure spectrale du réseau échantillonné

¹ FWHM: Full Width at Half Maximum

² D: Duty Cycle

Pour obtenir un grand nombre de pics dans l'enveloppe, il est donc nécessaire d'avoir un faible Duty Cycle, mais aux dépens de la réflectivité maximale.

3.1.1.3 Réflectivité maximale

La réflectivité maximale (Equation 3-2) dépend du coefficient du couplage κ_0 , de l'ouverture Z_1 et du nombre de périodes d'échantillonnage m du réseau. La réflectivité maximale est proportionnelle à la longueur totale de réseau de Bragg $L_g = mZ_1$ sur le réseau échantillonné.

$$R_{\max} = \text{Tanh}(\kappa_0 m Z_1)^2$$

Équation 3-4: Réflectivité maximale

Pour une période d'échantillonnage donnée Z_0 , qui fixe l'écart entre les pics de réflectivité, si le rapport d'ouverture D est faible, le nombre de pics dans l'enveloppe est élevé, mais aux dépens d'une baisse de la réflectivité ($Z_0 = 50 \mu\text{m}$, $m = 10$, $K_0 = 150 \text{cm}^{-1}$) (Figure 3-3).

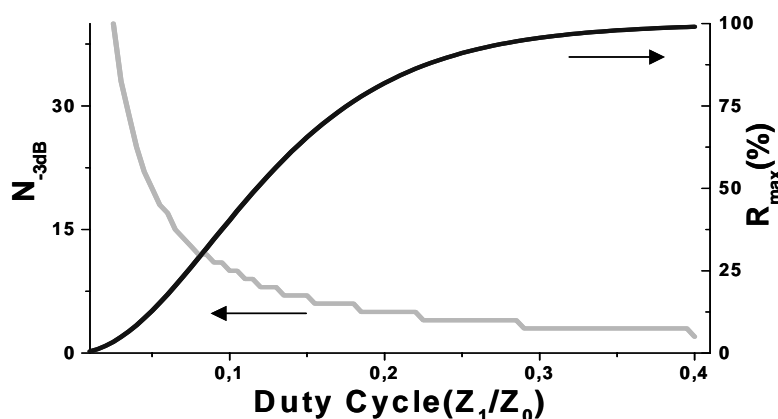


Figure 3-3: Nombre de pics et réflectivité en fonction du Duty Cycle

3.1.1.4 Synthèse des propriétés générales des réseaux de Bragg

En fonction de l'application recherchée, il est alors possible de jouer sur plusieurs paramètres afin de modifier l'allure spectrale d'un réseau uniforme (K_0 , L_{BG}) ou d'un réseau échantillonné (K_0 , D , L_{SBG}). Cette introduction donne une approche qualitative des propriétés spectrales d'un réseau échantillonné, permettant de choisir les paramètres physiques du réseau échantillonné les plus adaptés à notre application. L'évolution des propriétés générales d'un réseau échantillonné laisse ressortir la nécessité de réaliser des compromis entre réflectivité maximale, nombre de pics dans l'enveloppe et largeur individuelle des pics.

Pour réaliser une étude quantitative rigoureuse, il est nécessaire d'introduire la phase dans le réseau échantillonné. L'évolution des propriétés spectrales d'un réseau échantillonné décrite précédemment est validée par la suite.

3.1.2 Théorie des Modes Couplés

3.1.2.1 Description du modèle

La multiplication d'un réseau de Bragg par une fonction d'échantillonnage permet d'obtenir un réseau échantillonné. Les composantes de Fourier du réseau échantillonné peuvent être obtenues par la convolution de la composante de Fourier d'un réseau de Bragg à la longueur d'onde de Bragg λ_B par un peigne de composantes de Fourier d'une fonction d'échantillonnage. Dans l'espace de Fourier, le résultat est un peigne de composantes de Fourier centré à la longueur d'onde λ_B (Figure 3-4).

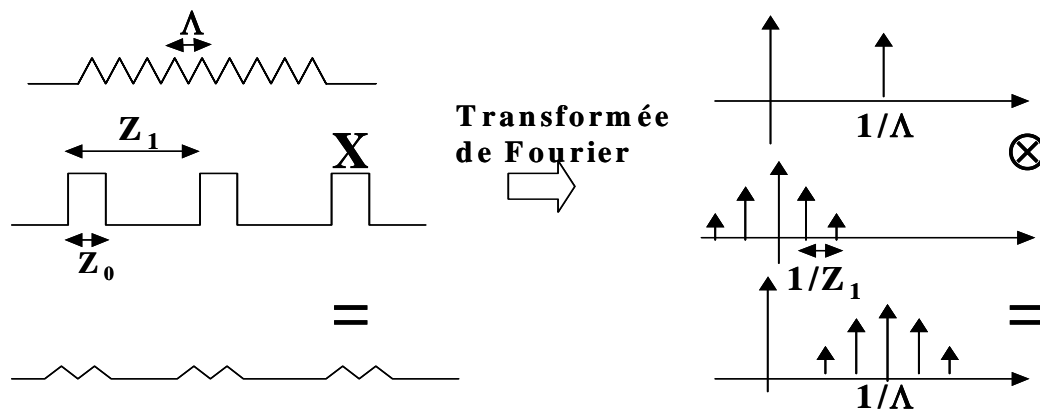


Figure 3-4: Réseau Echantillonné de l'espace des réels à l'espace de Fourier

La théorie des modes couplés prédit que chaque composante spatiale de Fourier de la perturbation diélectrique $\Delta\varepsilon$ induite par l'échantillonnage du réseau de Bragg, contribue par un pic au spectre de réflexion [18]. Le résultat de la convolution de la TF¹ du réseau de Bragg par la TF de la fonction d'échantillonnage permet d'obtenir les composantes de Fourier du réseau échantillonné (Equation 3-5). $\Delta\varepsilon_0$ représente la perturbation diélectrique dans un réseau de Bragg non échantillonné.

$$\Delta\varepsilon(n) = \Delta\varepsilon_0 \frac{Z_0}{Z_1} \frac{\text{Sin}(n\pi \frac{Z_0}{Z_1})}{n\pi \frac{Z_0}{Z_1}} e^{in\pi \frac{Z_0}{Z_1}}$$

Équation 3-5: Composantes de Fourier de la perturbation diélectrique

De plus, la théorie des modes couplés prédit que la réflectivité associée à chaque composante de Fourier d'indice n, est proportionnelle à son coefficient de couplage du réseau $K(n)$. Les composantes de Fourier du coefficient de couplage du réseau échantillonné sont alors dérivées par analogie avec les composantes de Fourier de la perturbation diélectrique (Equation 3-6). K_0 représente le coefficient de couplage d'un réseau de Bragg non échantillonné.

¹ TF: Transformée de Fourier

$$\kappa(n) = \kappa_0 \frac{Z_0}{Z_1} \frac{\text{Sin}(n\pi \frac{Z_0}{Z_1})}{n\pi \frac{Z_0}{Z_1}} e^{in\pi \frac{Z_0}{Z_1}}$$

Équation 3-6: Composantes de Fourier du coefficient de couplage

La résolution des équations des modes couplés permet de décrire la distribution du champ dans une structure avec une modification périodique de l'indice. Il est possible de connaître le coefficient de réflexion du champ dans un réseau de Bragg [19]. En introduisant le coefficient de couplage $K(n)$ du réseau échantillonné, il est alors possible de connaître la réflectivité complexe du réseau échantillonné (Equation 3-7).

$$r(\lambda) = \sum_{-n}^n \frac{i \mathbf{K}^*(n)}{q(n) \tan g(q(n)L_{SBG}) - i\Delta\beta(n)}$$

avec $\Delta\beta(n) = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} - \frac{\pi}{\Lambda} - \frac{n\pi}{Z_1}$ le désaccord par rapport à l'ordre n

et $(q(n))^2 = (\Delta\beta(n))^2 - |\kappa(n)|^2$

Équation 3-7: Réflectivité complexe dans un réseau échantillonné

L'évolution du champ dans une structure périodique est décrite par sa réflectivité complexe. Les paramètres permettant de modifier les propriétés spectrales sont la longueur totale du réseau L_{SBG} , le coefficient de couplage du réseau $K(n)$, la période d'échantillonnage Z_0 et le rapport d'ouverture D . L'influence de ces paramètres peut être modélisée dans un réseau échantillonné mais aussi dans le cas particuliers d'un réseau de Bragg non échantillonné avec un rapport d'ouverture unité ($Z_0=Z_1$) et en l'absence de fonction d'échantillonnage.

3.1.2.2 Propriétés d'un réseau de Bragg « Simple »

L'amplitude (Figures 3-5 et 3-6) et la phase sont obtenus en calculant respectivement le module au carré et l'argument de la réflectivité complexe.

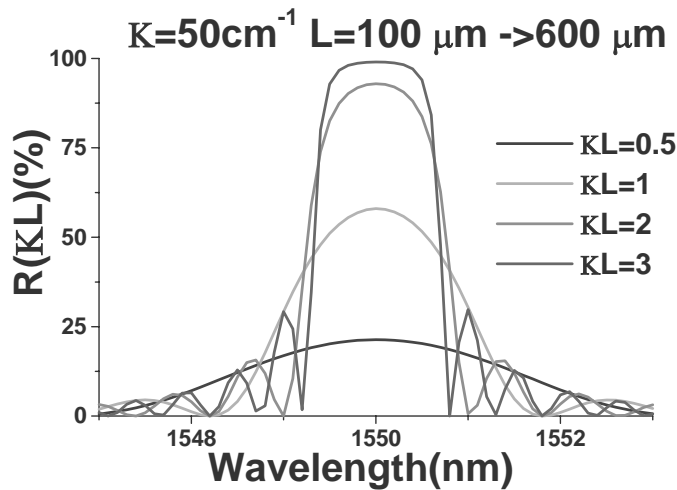


Figure 3-5: Réflectivité (Amplitude) d'un réseau de Bragg ($\kappa_0=50\text{cm}^{-1}$, L_{BG} variable)

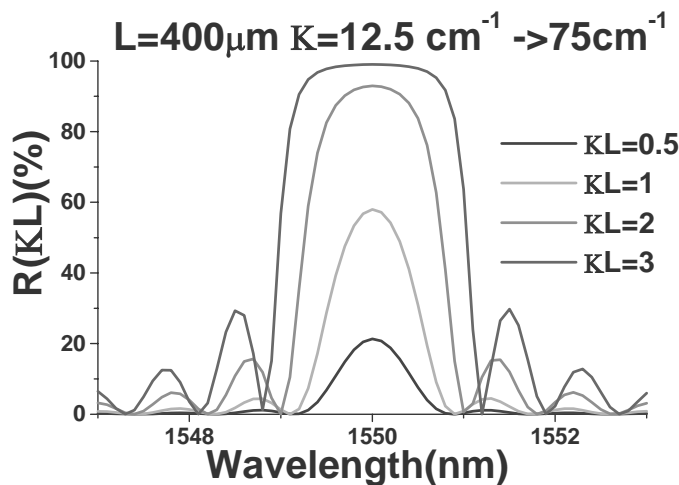


Figure 3-6: Réflectivité (Amplitude) d'un réseau de Bragg (κ_0 variable, $L_{BG}=400\mu\text{m}$)

Les propriétés spectrales d'un réseau de Bragg évoluent rapidement en fonction de la longueur ou du coefficient du couplage. L'évolution des équations 3-2 et 3-3 est validée. En effet, il apparaît que la réflectivité maximale est proportionnelle au produit KL_{BG} , mais un fort coefficient de couplage induit une large bande passante (Figure 3-6). De même, une grande longueur de réseau permet de réduire la bande passante (Figure 3-5). Pour sélectionner les propriétés spectrales d'un réseau de Bragg, il est donc nécessaire de réaliser un choix judicieux de la longueur ainsi que du coefficient de couplage du réseau.

3.1.2.3 Propriétés d'un réseau de Bragg échantillonné (Modes couplés)

En ajoutant les deux paramètres supplémentaires définissant la fonction d'échantillonnage (rapport d'ouverture D , période d'échantillonnage Z_0), la modélisation permet de calculer la réflectivité complexe d'un réseau échantillonné en phase ($\varphi[\lambda]=\text{Arg}[r[\lambda]]$) (Figure 3-7) et en amplitude (Figure 3-8).

Les modélisations ci-dessous correspondent aux caractéristiques typiques de réseaux échantillonnés, gravés dans l'InP [20], [21]. Ces dimensions largement étudiées et optimisées sont $Z_0=45\mu\text{m}$, $K_0=150\text{cm}^{-1}$ et $D=10\%$.

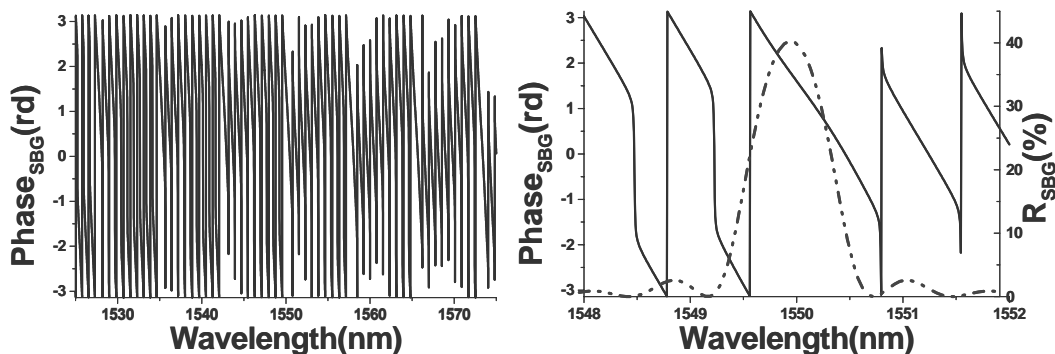


Figure 3-7: Phase (rad) dans un réseau échantillonné

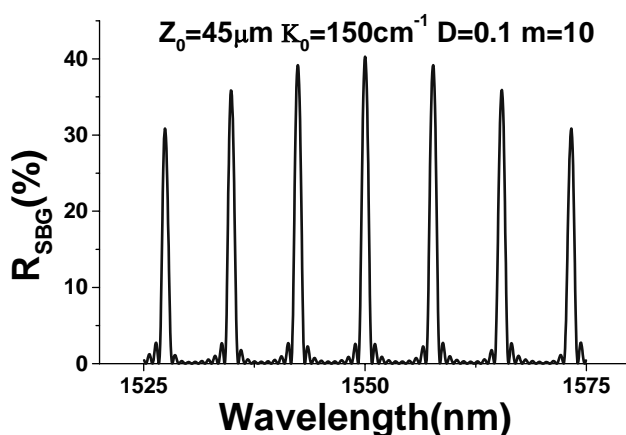


Figure 3-8: Réflectivité (Amplitude) dans un réseau échantillonné

La modification d'un seul paramètre modifie l'ensemble des propriétés du réseau échantillonné. Dans la suite des modélisations, pour pouvoir comparer l'influence d'un seul paramètre à la fois, les caractéristiques par défaut sont conservées ($Z_0=45\mu\text{m}$, $\kappa_0=150\text{cm}^{-1}$, $D=10\%$). Comme dans les réseaux de Bragg uniformes (Figures 3-5 et 3-6), le coefficient de couplage permet d'augmenter la réflectivité du réseau mais augmente aussi la bande passante des pics (Figure 3-9). De plus, le rapport d'ouverture modifie l'enveloppe du réseau échantillonné (nombre de pics dans l'enveloppe), mais modifie aussi la réflectivité (Figure 3-10). Le nombre de périodes et par conséquent la longueur du réseau échantillonné modifie la réflectivité du réseau ainsi que la bande passante des pics (Figure 3-11).

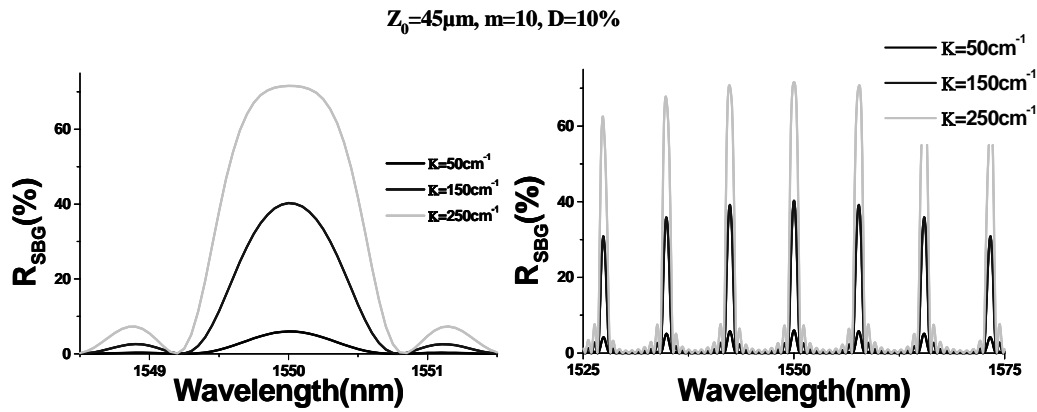


Figure 3-9: Influence du Kappa (50, 150, 250 cm^{-1}) sur la réflectivité maximale et la bande passante

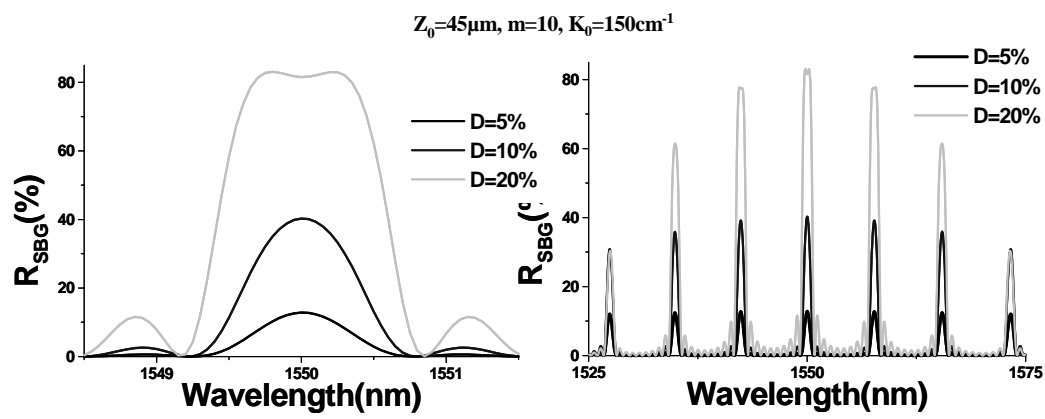


Figure 3-10: Influence du rapport d'ouverture (5%, 10%, 20%) sur la réflectivité et le nombre de pics

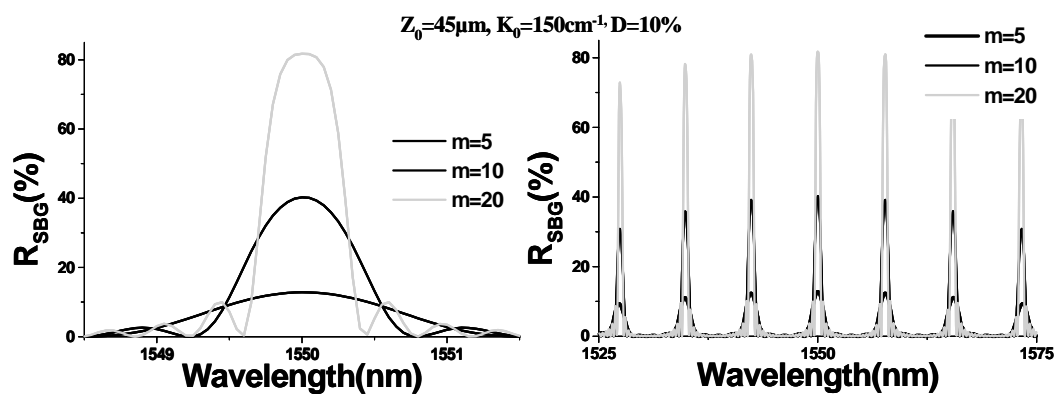


Figure 3-11: Influence du nombre périodes d'échantillonnage ($m=5, 10, 20$)

La réflectivité complexe, issue de la résolution des équations des modes couplés, permet de modéliser précisément la réponse spectrale d'un réseau échantillonné.

3.1.2.4 Cas des faibles ISL (50GHz, 100GHz, 200GHz)

L'objectif de la thèse est de concevoir une source accordable simplement, répondant aux spécifications des systèmes WDM. Pour de tels systèmes, l'espace entre les canaux est de 100GHz. Des systèmes à 50GHz ou 200GHz seront considérés également. La première caractéristique du réseau échantillonné dont on aura besoin est un espacement entre les pics (ISL_{SBG}) de 50GHz, 100GHz ou 200GHz.

Les périodes d'échantillonnage Z_0 correspondantes sont 860 μ m, 430 μ m et 215 μ m ou de 2000 μ m, 1000 μ m ou 500 μ m suivant que le réseau est intégré sur InP ($n_{eff,g}=3.5$) ou photo-inscrit sur fibre ($n_{eff,g}=1.5$).

La deuxième caractéristique du réseau échantillonné provient de la plage d'accord voulue pour le laser. Pour être accordable sur 40nm (bande de transmission), il faut que l'enveloppe (définie par $1/Z_1$) des pics de réflectivité couvre cette gamme de longueurs d'onde. Le rapport d'ouverture $D=Z_1/Z_0$ correspondant est alors 0.01 (1%), 0.02 (2%), 0.04 (4%). Ce qui donne $Z_1=8.6\mu$ m sur InP et 20 μ m sur fibre.

La troisième caractéristique est la réflectivité élevée du réseau pour assurer un courant de seuil faible et une forte discrimination des modes secondaires. Pour répondre à ce besoin, il faut soit augmenter le coefficient de couplage κ_0 , soit augmenter le nombre de période d'échantillonnage m .

Comme nous avons pu voir précédemment, de telles propriétés ne correspondent pas avec l'idée d'un composant intégré de faible dimension. Pour répondre à ces besoins, il est nécessaire de réaliser le réseau sur une fibre optique.

L'optimisation des propriétés du réseau repose sur un compromis entre d'une part, la réflectivité et d'autre part le nombre ainsi que la bande passante des pics dans l'enveloppe ($\Delta f_{-3dB}=5$ THz). La connaissance de l'évolution de l'allure spectrale d'un réseau échantillonné en fonction de ses paramètres physiques (Figure 3-9 à 3-11) nous a permis d'orienter la modélisation. Ainsi, en prenant un grand nombre ($m=90$) de périodes d'échantillonnages $Z_0=1000\mu$ m ($ISL_{SBG}=100$ GHz), un faible rapport d'ouverture $D=2\%$ ($N_{-3dB}=\text{Int}(Z_1/Z_0)=\Delta f_{-3dB}/ISL_{SBG}=50$) ainsi qu'un faible coefficient de couplage $K=2\text{cm}^{-1}$, il est possible d'obtenir un réseau échantillonné dont les propriétés correspondent à nos besoins (Figures 3-12 et 3-13). Le résultat de la simulation est un réseau échantillonné dont les caractéristiques sont les suivantes :

$$ISL_{SBG}=100\text{GHz}$$

$$R_{\max}=11.92\%$$

$$N_{-3dB}=50\text{pics (sur 40nm) avec } R > R_{\max}/2$$

$$\Delta\lambda_{BN} < 18\text{pm}$$

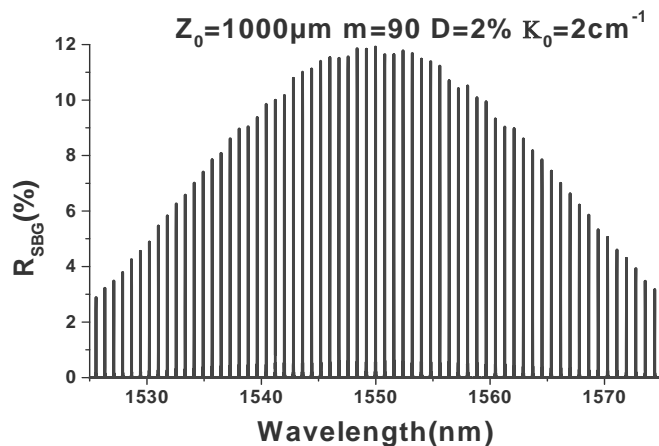


Figure 3-12: Réflectivité (Amplitude) d'un réseau échantillonné sur fibre

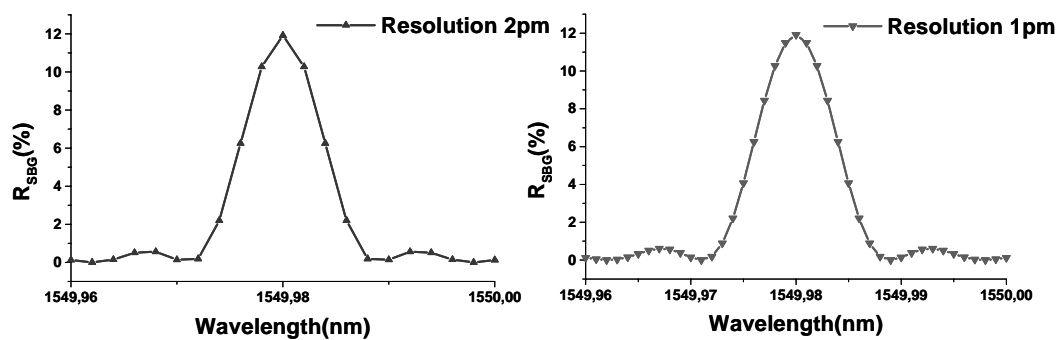


Figure 3-13: Pic central en fonction de la résolution du calcul (1pm et 2pm)

3.1.2.5 Limites de la modélisation par la théorie des modes couplés

Néanmoins, l'augmentation du nombre de composantes de Fourier (de 7 à 63 sur $\Delta f_{\text{modélisation}}=6.25\text{THz}$) lié à l'augmentation de l'échantillonnage ($ISL_{SG} \downarrow$), ainsi que l'augmentation de la résolution (conservation du nombre de longueurs d'onde par pic) accroissent considérablement le temps de simulation (Tableau 3-1). Les quatre premières lignes présentent les temps nécessaires au calcul de l'amplitude de la réflectivité complexe sur une machine spécifiquement dédiée. La dernière ligne présente le temps nécessaire au calcul de la phase et de l'amplitude sur une machine non dédiée (processeur utilisé simultanément par d'autres applications).

Modélisation Réflectivité	Composantes De Fourier	Résolution (pm)	Nb Points/pic	Temps de Simulation(s)
Amplitude	7	10	~10	43
Amplitude	7	5	~20	80
Amplitude	63	2	~10	1911
Amplitude	63	1	~20	3775
Amplitude & Phase	63	2	~10	3777
Amplitude & Phase	63	1	~20	7724

Tableau 3-1: Temps de simulation en fonction de la résolution de calcul

L'utilisation de la Théorie des modes couplés pour décrire l'évolution du champ dans une structure périodique permet de calculer la réflectivité complexe d'un réseau échantillonné. Pour de faibles périodes échantillonnages (ISL_{SBG} élevé) comme dans les semi-conducteurs, cette méthode de calcul s'avère efficace. Au contraire, si l'échantillonnage devient trop élevé (ISL_{SBG} faible), le temps de calcul devient élevé et rend les simulations fastidieuses. Pour surmonter cette contrainte, il est impératif d'utiliser une méthode de calcul différente permettant d'approfondir les simulations et d'être moins consommatrice en temps : *Les Matrices de Transfert*.

3.1.3 Théorie des Matrices de Transfert

3.1.3.1 Description du modèle

La théorie des modes couplés permet de modéliser la réflectivité complexe d'un réseau échantillonné, mais s'avère peu adaptée dans notre cas lorsque l'échantillonnage devient important. Il est nécessaire de choisir un outil de simulation plus rapide et ainsi mieux adapté à nos besoins de simulations. Le choix s'est porté sur la programmation d'un logiciel en Fortran reprenant le formalisme des Matrices de Transfert [22]. La théorie des matrices de transfert permet de calculer la réflexion, la transmission ainsi que la distribution d'un champ électrique dans un guide d'onde. Le réseau échantillonné est considéré comme une succession de zones élémentaires au travers desquelles s'effectue la propagation d'une onde optique. En un plan i , Le champ électrique complexe se décompose en eux ondes co-propagative (U_i) et contra-propagative (V_i). Le champ peut alors s'exprimer en chaque plan comme une matrice 2×1 . Le passage du plan n au plan $n+1$ s'effectue donc au travers d'une matrice complexe 2×2 (Figure 3-14).

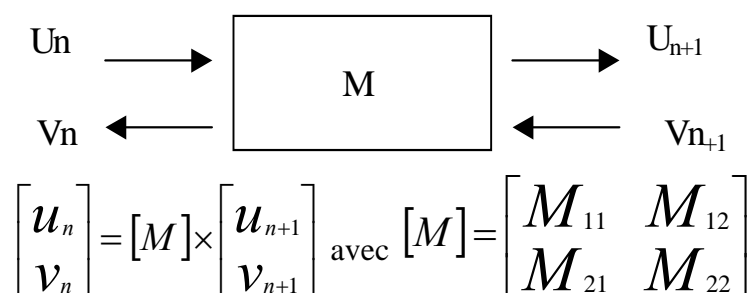


Figure 3-14: Notations des matrices de transfert

La matrice totale M_{totale} du guide d'onde est la multiplication de toutes les matrices de chaque zone élémentaire. Les zones élémentaires sont modélisées soit par des matrices interfaces $M_{interface}$ (Equation 3-8) représentant le passage de l'onde d'un milieu d'indice n_1 à un milieu d'indice n_2 , soit par des matrices de propagation M_{propag} (Equation 3-9) dans un milieu d'indice homogène n_1 et de longueur L à la longueur d'onde λ .

$$M_{int} = \frac{1}{2n_1} \begin{bmatrix} n_1 + n_2 & n_1 - n_2 \\ n_1 - n_2 & n_2 + n_1 \end{bmatrix}$$

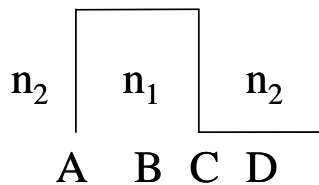
Équation 3-8: Matrice d'interface

$$M_{propag.} = \begin{bmatrix} \exp(jk_0 L) & 0 \\ 0 & \exp(-jk_0 L) \end{bmatrix}$$

avec $k_0 = \beta - j\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 - j\alpha$ constante de propagation complexe

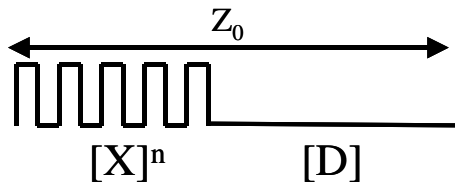
Équation 3-9: Matrice de propagation

Le champ évolue ainsi au travers d'interfaces et de zones homogènes en subissant des réflexions et des déphasages. Le réseau échantillonné est composé de la répétition périodique d'un motif élémentaire (Alternance de zones avec et sans Réseau de Bragg) correspondant à une période d'échantillonnage. En répétant la matrice de transfert correspondant au motif élémentaire, on obtient alors la matrice de transfert totale d'un réseau échantillonné (Figure 3-15).



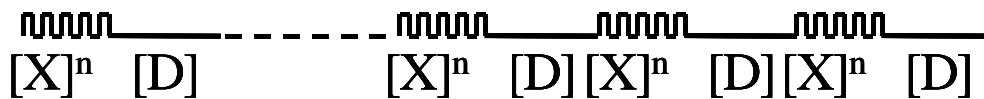
$[X] = [D][C][B][A]$ avec $[A]$ et $[C]$ matrices interfaces et $[B]$ et $[D]$ matrices propagation

Matrice de transfert d'une dent de réseau



$$[MSG] = [D][X]n$$

Matrice de transfert d'une section échantillonnée



$$[Mtot] = [MSG]m$$

Matrice de transfert totale d'un réseau échantillonné

Figure 3-15: Construction de la matrice de transfert totale d'un réseau échantillonné

Connaissant la matrice de transfert totale d'un réseau échantillonné, il est possible de calculer son coefficient de réflexion complexe à l'entrée $r(\lambda) = V_{in}/U_{in}$ à une longueur d'onde donnée. En effet, en considérant qu'aucune onde ne pénètre dans

le réseau à son extrémité ($V_{out}=0$), il est possible d'exprimer $r(\lambda)$ en fonction des éléments de la matrice de transfert totale (Equation 3-10).

$$\begin{bmatrix} U_{in} \\ V_{in} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_{out} \\ 0 \end{bmatrix}$$

$$r = \frac{u_{in}}{v_{in}} = \frac{M_{11} U_{out}}{M_{21} U_{out}} = \frac{M_{11}}{M_{21}}$$

Coefficient de réflexion complexe

$$|r| = \left| \frac{M_{21}}{M_{11}} \right| \quad Arg(r) = Arc \tan \left(\frac{\text{Im} \left(\frac{M_{21}}{M_{11}} \right)}{\text{Re} \left(\frac{M_{21}}{M_{11}} \right)} \right)$$

Module et Phase

Équation 3-10: Coefficient de réflexion complexe de la matrice de transfert totale

3.1.3.2 Propriétés d'un réseau de Bragg échantillonné (Mat. de Transfert)

La théorie des matrices de transfert permet d'obtenir le coefficient de réflexion du réseau échantillonné en phase et en amplitude (Figure 3-16). Contrairement à la modélisation par la théorie des modes couplés, seule la fonction arc tangente existe pour la programmation des matrices de transfert. L'argument de la réflectivité est seulement connu à π près ($-\pi/2 < \text{Arc tan}(r) < \pi/2$), il faut donc dans certains cas ajouter π au résultat mathématique afin de trouver la phase du coefficient de réflexion. La partie réelle de r étant égale au cosinus de l'argument, si la partie réelle de r est positive, l'argument appartient à l'intervalle $]-\pi; \pi[$ soit $\text{Arg}(r) = \text{Arc tan}(\text{Im}(r)/\text{Re}(r))$. Au contraire, si elle est négative, $\text{Arg}(r) = \text{Arc tan}(\text{Im}(r)/\text{Re}(r)) + \pi$.

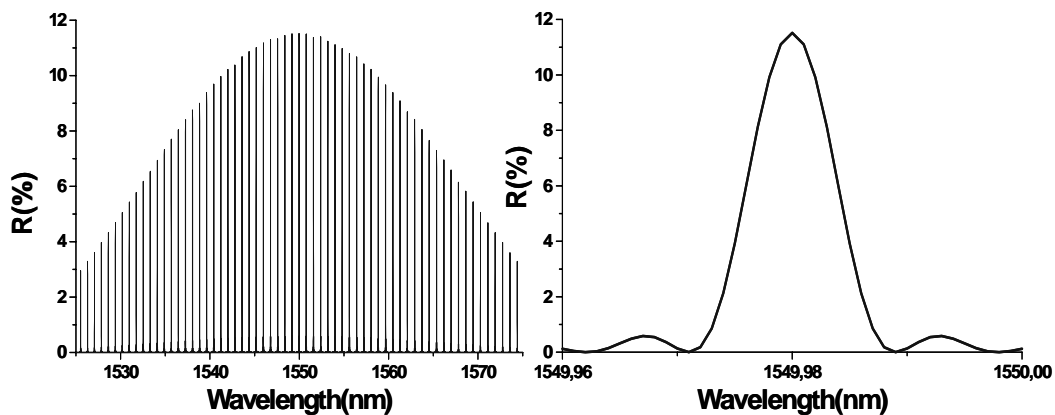


Figure 3-16: Réflectivité (amplitude) réseau échantillonné (Matrices Transfert)

Les réflectivités obtenues par les matrices de transfert ou par les modes couplés sont similaires (Figure 3-17). La différence entre les deux valeurs de réflectivité reste inférieure à 0.2%. Néanmoins, le temps simulation à été réduit par un facteur 16 (14) en passant de 7724s (3777s) pour calculer l'amplitude et la phase avec une résolution de 1pm (2pm) par la méthode des modes couplés, à 504s (264s) pour un calcul équivalent par la méthode des matrices de transfert.

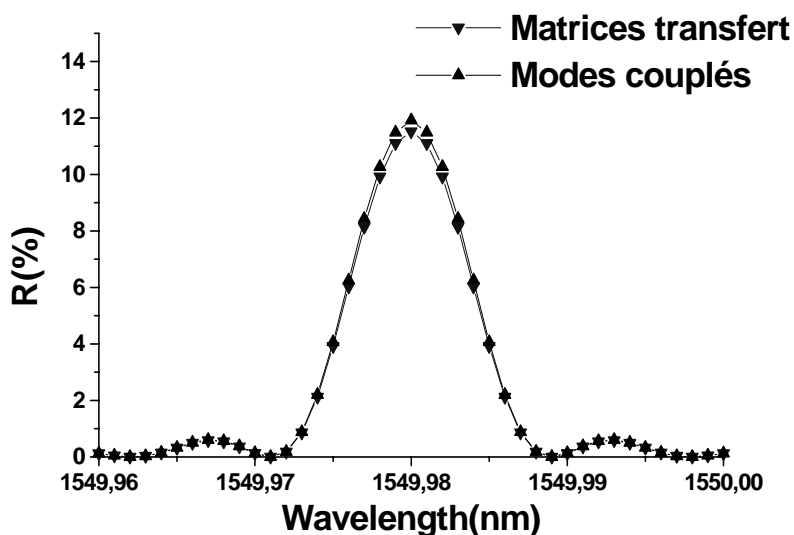


Figure 3-17: Comparaison entre matrices de transfert et modes couplés

L'outil de simulation développé permet de modéliser la réflectivité complexe d'un réseau échantillonné en un temps réduit par la méthode des matrices de transfert. Les propriétés spectrales d'un réseau échantillonné en fonction de sa période d'échantillonnage Z_0 , de sa longueur L_{SG} (nombre de périodes m), de son rapport d'ouverture D et de son coefficient de couplage K_0 sont connues. La connaissance des propriétés en phase et en amplitude permet de décrire l'évolution du champ dans le réseau échantillonné, mais aussi de poursuivre les simulations par une modélisation complète de la cavité laser.

3.2 Modélisation de la cavité laser

La cavité laser dite CLARA (Cavité LARGement et Rapidement Accordable) est composée d'un milieu actif semi-conducteur fournissant le gain, au sein d'une cavité optique permettant de fournir la contre-réaction (Figure 3-18). L'amplification s'effectue entre la face arrière du semi-conducteur (avec ou sans traitement) et un réseau de Bragg échantillonné inscrit sur fibre. L'accordabilité repose sur l'effet Vernier induit par le glissement d'un peigne de modes Fabry-Pérot dont l'Intervalle Spectral Libre dépend de la longueur du composant, par rapport à un peigne de réflecteurs de Bragg d'un réseau échantillonné. L'effet Vernier est produit en déplaçant le peigne de modes de la cavité Fabry-Pérot à l'aide d'une section de phase. Lorsque l'un des réflecteurs de Bragg coïncide avec l'un des modes Fabry-Pérot, il est possible d'avoir une émission laser monomode. Une faible modification de l'indice dans la section de phase (injection de courant I_ϕ , application d'une tension V_ϕ), décale

faiblement le peigne de modes Fabry-Pérot mais entraîne par effet Vernier, une forte modification de la longueur d'onde d'émission jusqu'à la prochaine coïncidence.

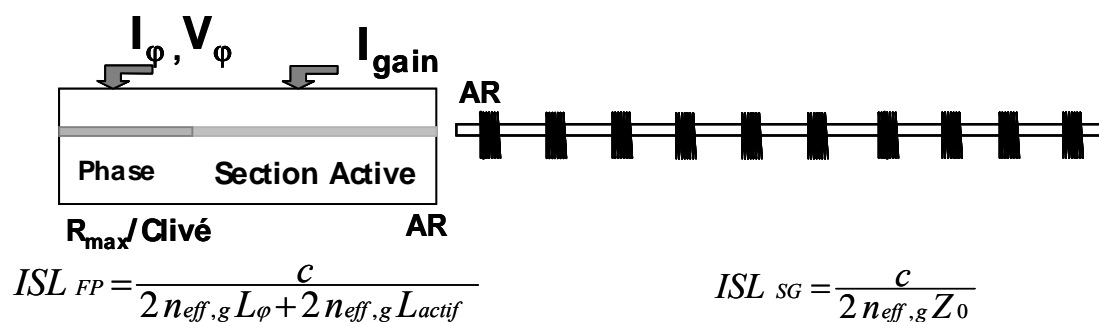


Figure 3-18: Schéma cavité laser CLARA

3.2.1 Modèle simplifié: Principe d'accordabilité et Limitations

3.2.1.1 Limite d'accordabilité

Le principe d'accord du laser est limité si plusieurs modes Fabry-Pérot sont simultanément en coïncidence avec différents réflecteurs de Bragg du réseau échantillonné, l'émission devient alors multimode (Figure 3-19). Pour éviter les multi-coïncidences et ainsi étendre l'accordabilité, il est nécessaire d'optimiser la différence d'ISL entre les deux peignes ϵ (Insert figure 3-19). Dans un cas idéal, l'espacement entre les multi-coïncidences ΔISL_{multi} doit être supérieur à la largeur à mi-hauteur du réseau échantillonné (Δf_{-3dB}). L'émission est alors monomode. Dans le cas contraire, plusieurs modes sont en coïncidence simultanément, l'émission est multimode.

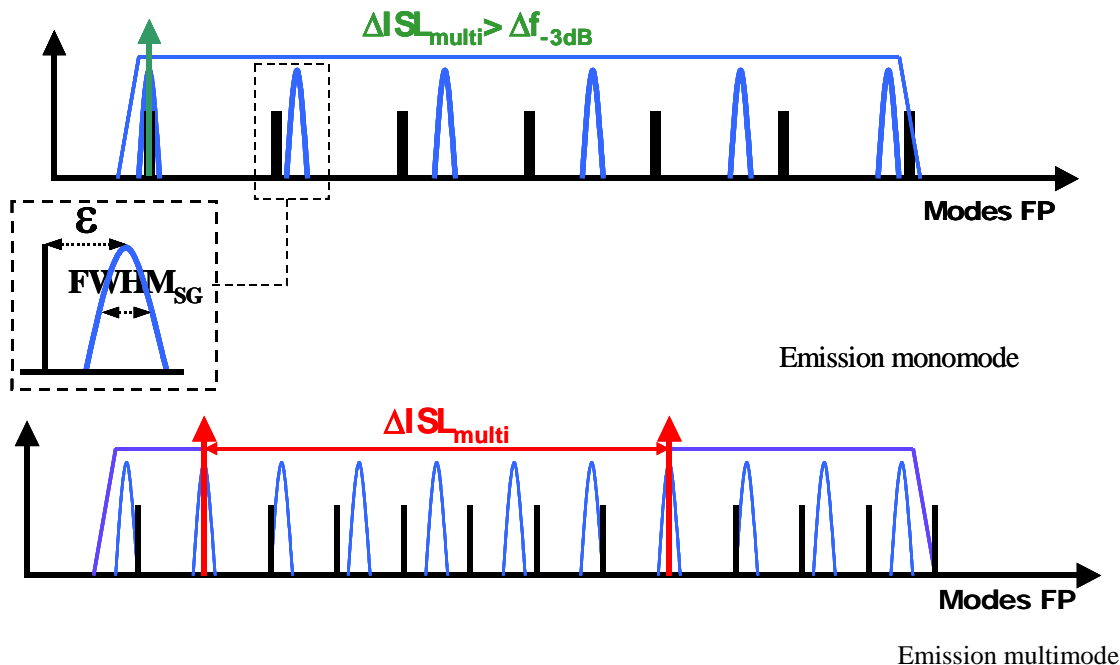


Figure 3-19: Limite de l'accordabilité : les Multi-coïncidences

Simplement, pour obtenir une grande accordabilité, il est impératif d'avoir une faible différence entre les deux ISL, tout en conservant une différence supérieure à la

largeur à mi-hauteur d'un pic $FWHM_{SG}$. Si la différence d'ISL est inférieure à la largeur à mi-hauteur d'un pic ($\varepsilon < FWHM_{SG}$), plusieurs modes vont subir simultanément la contre-réaction d'un réflecteur. L'émission sera alors fortement perturbée avec un faible SMSR voire une émission multimode. Au premier ordre, l'accordabilité est donc limitée par la différence d'ISL, elle-même limitée par la largeur à mi-hauteur des réflecteurs.

Néanmoins, en fonction des ISL respectifs des peignes de modes Fabry-Pérot (ISL_{FP}) et de réflecteurs (ISL_{SG}), les contraintes imposées sont différentes. En effet, au deuxième ordre, si les ISL sont éloignés mais multiples, il faut pondérer la différence d'ISL ε (Equation 3-11) par l'entier arrondi correspondant à la division du plus grand ISL sur le plus petit (Facteur de correction).

$$\varepsilon = \left| ISL_{SG} - n_0 \times ISL_{FP} \right| \text{ avec } n_0 = \text{Int} \left[\frac{ISL_{SG}}{ISL_{FP}} \right]$$

Équation 3-11: Différence normalisée entre ISL

Par exemple, pour obtenir la même accordabilité, la différence d'ISL entre un peigne de modes Fabry-Pérot espacés de $\sim 50\text{GHz}$, associé avec un réseau échantillonné de 100GHz devra être ~ 2 fois plus faible qu'entre un peigne de modes espacés de $\sim 100\text{GHz}$ et un réseau échantillonné de 100GHz . Un peigne de mode Fabry-Pérot espacés de 50GHz doit être considéré comme équivalent à deux peignes de Modes Fabry-Pérot de 100GHz décalés de 50GHz .

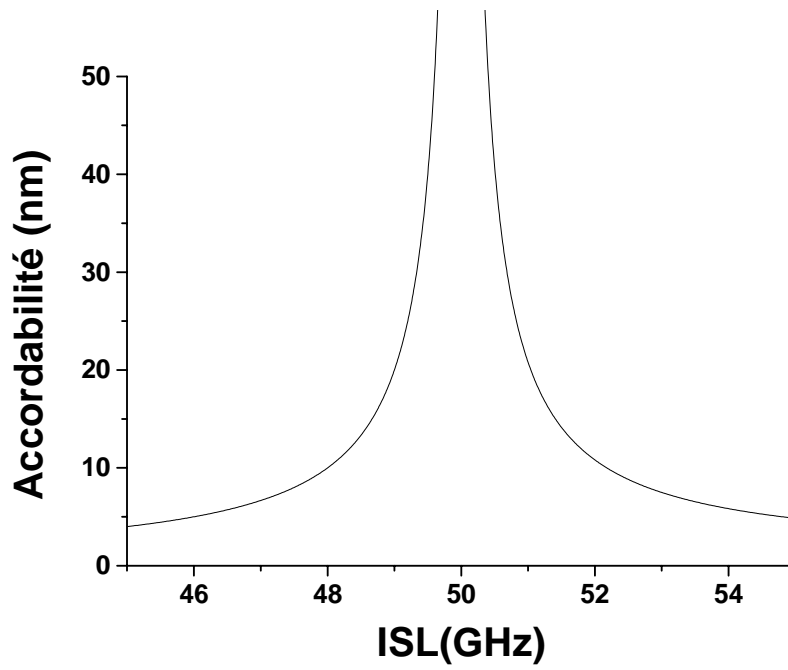
Si l'on divise l'ISL du réseau échantillonné par la différence normalisée, on obtient alors le nombre de réflecteurs accessibles m entre deux multi-coïncidences, l'accordabilité est alors définie comme le produit du nombre de réflecteurs accessibles par l'ISL du réseau échantillonné (Equation 3-12). Cette définition de l'accordabilité s'écarte de sa définition première, restreinte aux multi-coïncidences, en intégrant un facteur de correction n_0 . L'accordabilité maximale peut à présent s'appliquer à tous les cas de figure.

$$m \cong \frac{ISL_{SG}}{n_0 \varepsilon} \text{ et } \Delta\lambda \cong m \times ISL_{SG}$$

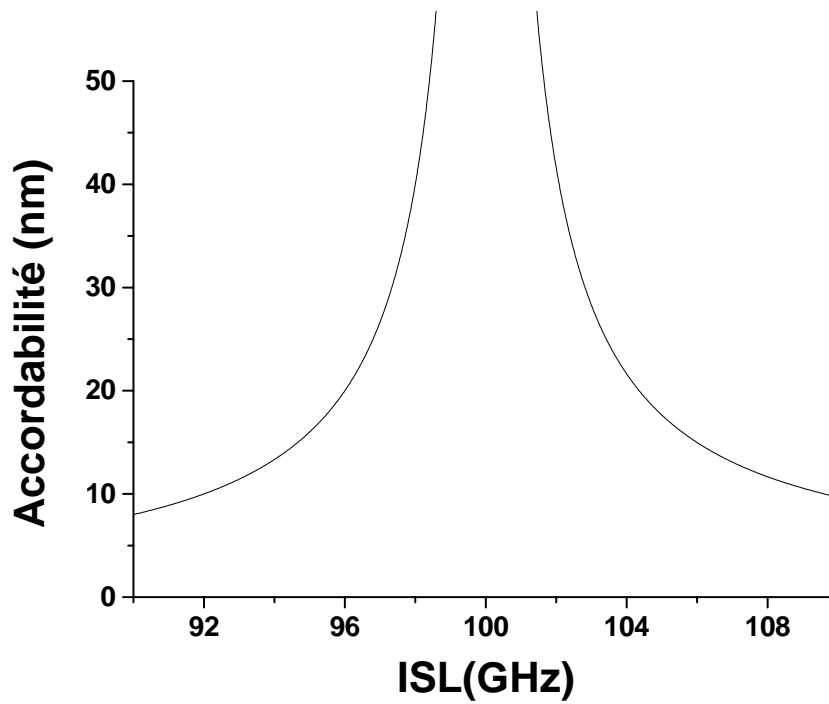
Équation 3-12: Nombre de réflecteurs accessibles et accordabilité maximale

3.2.1.2 Accordabilité maximale

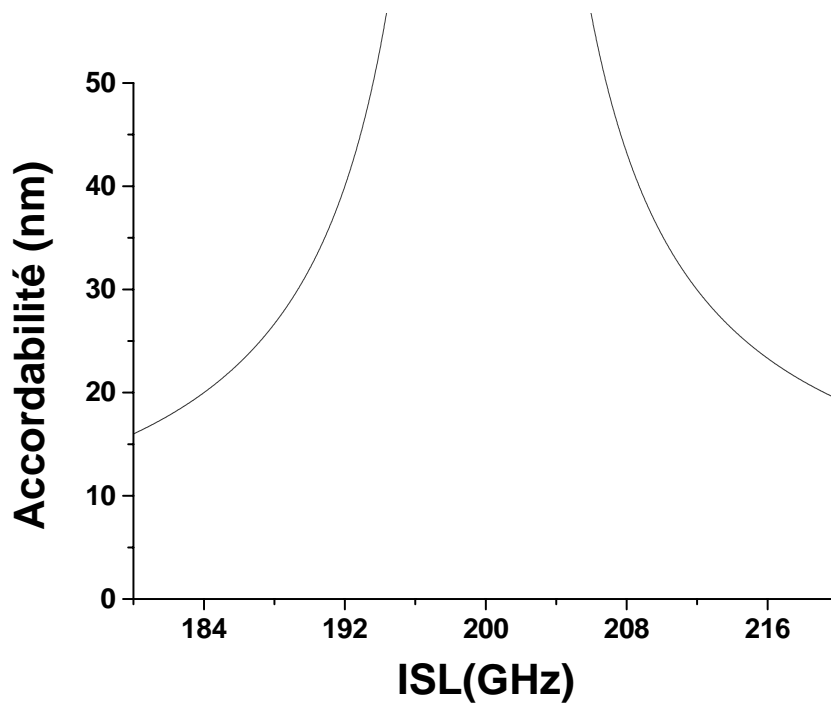
L'accordabilité maximale dépend de l'échantillonnage du réseau de Bragg, les contraintes imposées pour les faibles ISL_{SG} sont plus importantes et imposent une plus faible différence d'ISL (Figure3-20). Il est plus facile d'accorder largement avec de grands ISL, néanmoins, le nombre de longueurs d'ondes accessibles sera plus faible. De même, du au facteur de correction n_0 , l'accordabilité est plus grande si le rapport des ISL respectifs est proche de l'unité (Figure 3-21). Pour des ISL_{SG} de 50, 100 et 200GHz correspondant aux espacements inter-canaux dans les télécommunications, il est ainsi possible de calculer l'accordabilité maximale en fonction de l'ISL du semi-conducteur ISL_{FP} .



Accordabilité par sauts de 50GHz



Accordabilité par sauts de 100GHz



Accordabilité par sauts de 200GHz

Figure 3-20: Accordabilité maximale en fonction de l'ISL_{FP} ($n_0=1$)

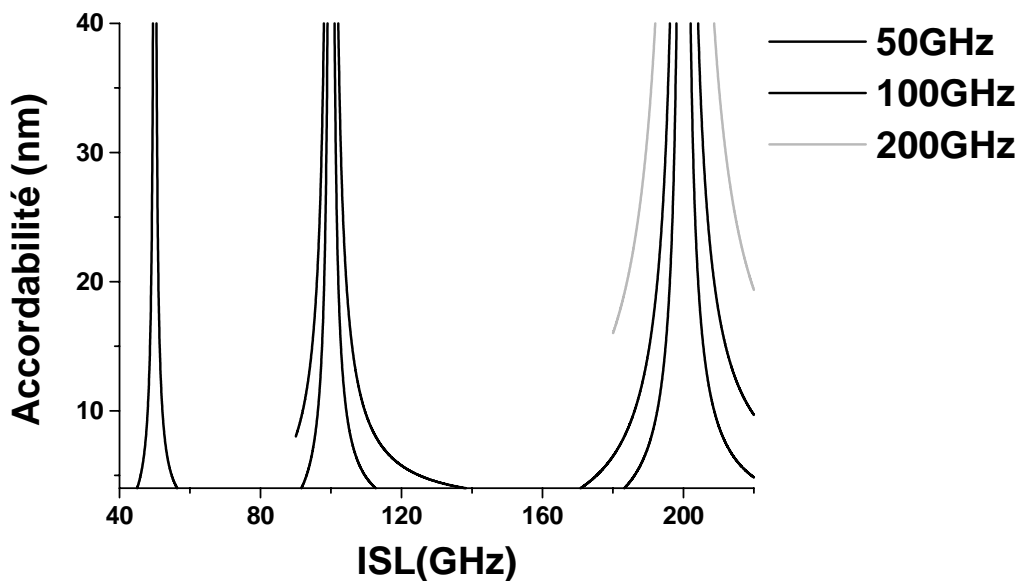


Figure 3-21: Accordabilité maximale en fonction de l'ISL_{FP} ($n_0 \neq 1$)

L'accordabilité maximale est calculée en considérant que la largeur à mi-hauteur des réflecteurs de Bragg est inférieure à la différence d'ISL. Dans le cas contraire, plusieurs modes Fabry-Pérot sont alors en coïncidences avec des réflecteurs de Bragg, rendant l'émission multimode. Les contraintes imposées au réseau échantillonné peuvent être dérivées en inversant le raisonnement (Accordabilité et ISL_{FP} fixés).

Pour une accordabilité et un ISL_{FP} donnés, il est ainsi possible de calculer la largeur à mi-hauteur maximale des réflecteurs de Bragg (Tableau 3-2). Les valeurs entre parenthèses sont calculées lorsque ISL_{SG} est supérieur à ISL_{FP} .

Si $ISL_{SG} < ISL_{FP}$, les contraintes imposées au réseau échantillonné sont moins importantes ($FWHM_{SG}$ en hausse), mais de nouvelles contraintes sont imposées à la partie semi-conductrice. Pour pouvoir atteindre toutes les longueurs d'ondes, le peigne de modes Fabry-Pérot doit pouvoir se déplacer en couvrant plusieurs ISL_{FP} . Un plus large balayage des modes Fabry-Pérot impose une plus grande modification de l'indice ou une plus grande longueur de section de phase. En conséquence, les pertes dans la section de phase sont augmentées et/ou la longueur de la section active est réduite. L'émission laser s'effectue alors difficilement ou à faible puissance, entraînant de plus une forte variation de puissance de sortie lors de l'accord. Par la suite, seules les combinaisons d' ISL pour lesquelles $ISL_{FP} > ISL_{SG}$ seront étudiées.

ISL_{FP} (GHz)	Accordabilité(nm)	$ISL_{SG}=50$ GHz	$ISL_{SG}=100$ GHz	$ISL_{SG}=200$ GHz
~50	40	0.5	1.02	2.04
	30	0.68	1.37	2.74
~100	40	(1.04)	2.08	4.17
	30	(1.41)	2.82	5.64
~200	40	(2.17)	(4.35)	8.71
	30	(2.95)	(5.97)	11.98

Tableau 3-2: Largeur à mi-hauteur maximale (GHz)

Le modèle simplifié permet de définir les premières contraintes et limitations du principe d'accord sur lequel repose le composant. Ce modèle ne permet pas de simuler rigoureusement le composant car seule la condition d'oscillation en amplitude (Equation 2-2) est respectée (coïncidence entre un réflecteur et un mode Fabry-Pérot). Une analyse rigoureuse implique la prise en compte de la condition d'oscillation en phase (Equation 2-3). En intégrant la réflectivité complexe du réseau échantillonné, il est possible de vérifier ces deux conditions d'oscillation.

3.2.2 Modèle complexe: Optimisation de l'Accordabilité

3.2.2.1 Réflectivité Equivalente

La modélisation de la réflectivité à partir des matrices de transfert permet d'accéder rapidement à la phase ainsi qu'à l'amplitude du réseau échantillonné. La simulation complète de la cavité accordable implique la prise en compte du couplage de la cavité externe, ainsi que les indices et dimensions respectifs de la partie semi-conductrice. Il est possible de modéliser le laser à cavité externe par une cavité Fabry-Pérot de dimensions équivalentes (Figure 3-22), mais dont le coefficient de réflexion de la face de sortie est remplacé par un coefficient de réflexion complexe prenant en compte la cavité externe (Equation 3-13) [23].

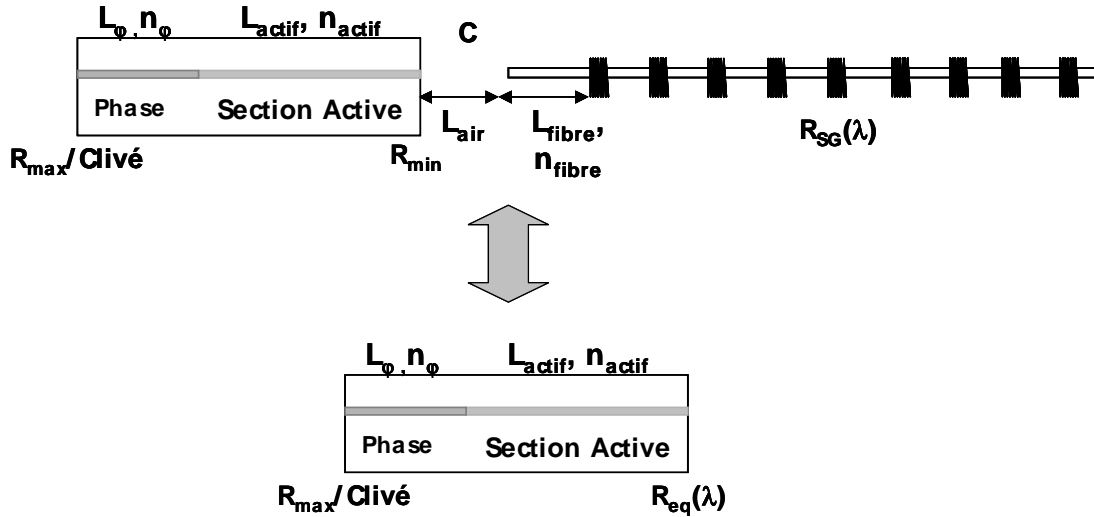


Figure 3-22: Modélisation de la cavité laser ↔ Réflectivité équivalente

Le coefficient de réflexion équivalent de la cavité externe $R_{eq}(\lambda)$ [24] dépend de la réflexion complexe du réseau échantillonné $R_{SG}(\lambda) = \sqrt{R_{SG}} e^{i\varphi_{SG}}$, de la réflexion de la face de sortie du semi-conducteur R_{min} , ainsi que du déphasage causé par la cavité externe $\varphi(\lambda)$. Le déphasage lié au couplage dépend du trajet dans l'air entre la face de sortie du semi-conducteur et l'entrée de la fibre (L_{air}), ainsi que de l'éventuelle longueur de fibre L_{fibre} sans réseau avant le début du réseau (Equation 3-14).

$$r_{eq}(\lambda, \varphi) = \frac{\sqrt{R_{min}} + C \exp(i\varphi) \sqrt{R_{SG}}}{1 - C \exp(i\varphi) \sqrt{R_{min}} \sqrt{R_{SG}}}$$

Équation 3-13: Réflectivité équivalente complexe en intensité

$$\varphi(\lambda) = \frac{4\pi(L_{air} + L_{fibre} \times n_{fibre})}{\lambda} + \varphi_{SG}(\lambda)$$

Équation 3-14: Déphasage total lié au couplage dans la cavité externe

3.2.2.2 Influence de la cavité externe sur l'enveloppe de R_{eq}

Le coefficient de réflexion équivalent est donné en intensité avec $\varphi_{SG}(\lambda)$ la phase dans le réseau échantillonné et C le couplage en puissance entre la partie active et le réseau échantillonné. Le programme en Fortran développé précédemment, utilisant les matrices de transfert, permet à présent de calculer la réflectivité équivalente en phase et en amplitude de la contre-réaction de la cavité externe. Avant de chercher à résoudre l'équation d'oscillation complexe d'un laser Fabry-Pérot, la connaissance du coefficient de réflexion complexe équivalent permet de visualiser l'influence des paramètres r_{min} , C , L_{air} et L_{fibre} intervenant dans le calcul de $r_{eq}(\lambda)$. L'influence de la phase dans la cavité externe peut être obtenue en différenciant la réflectivité équivalente par rapport à la phase totale (Equation 3-15). Pour un réseau de Bragg échantillonné ayant une réflectivité en amplitude maximale $R_{sg}=12\%$, un

couplage en puissance $C=0.7$, la variation du coefficient de réflexion équivalent peut être tracée en fonction de la phase et du coefficient de réflexion r_{\min} (Figure 3-23).

$$\frac{\partial R_{eq}(\varphi)}{\partial \varphi} = \frac{2C \sin(\varphi) \sqrt{R_{\min}} \sqrt{R_{SG}} (1 - R_{\min} - C^2 R_{SG} + C^2 R_{SG} R_{\min} - 4C \cos(\varphi) \sqrt{R_{\min}} \sqrt{R_{SG}})}{(1 - 2C \cos(\varphi) \sqrt{R_{SG}} \sqrt{R_{\min}} + C^2 R_{\min} R_{SG})^2}$$

Équation 3-15: Influence de la phase dans la cavité externe

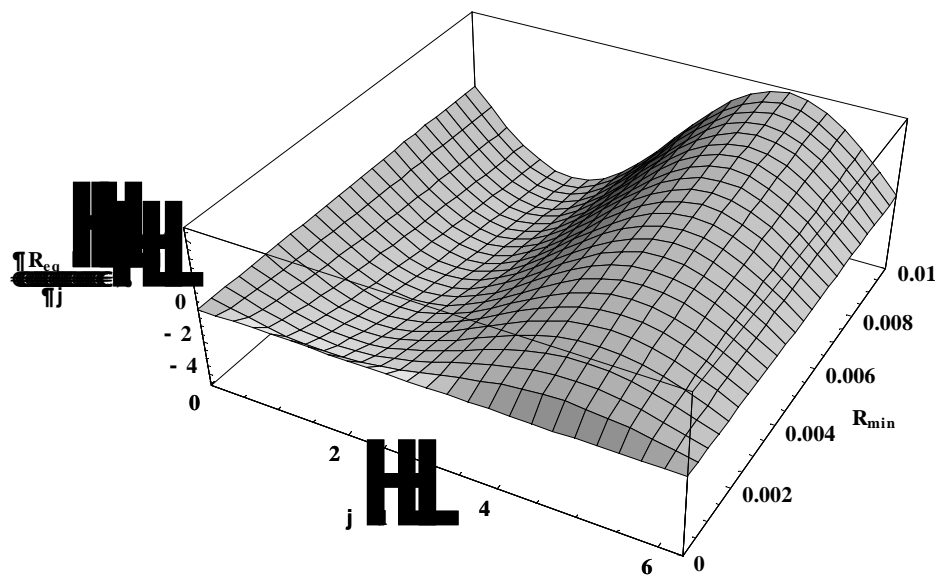


Figure 3-23: Variation de la réflectivité équivalente en fonction de φ et de r_{\min}

La variation de la réflectivité équivalente avec la phase est proportionnelle au traitement anti-reflet R_{\min} . Plus le traitement anti-reflet a une valeur élevée, plus la réflectivité équivalente est modifiée avec la phase. La différence d'amplitude maximale entre les deux extrêmes ($\varphi=\pi/2$ et $3\pi/2$) peut alors s'exprimer en fonction de la réflectivité du réseau échantillonné R_{SG} ainsi que du traitement anti-reflet R_{\min} (Equation 3-16). A partir de cette équation, il est possible de s'émanciper de la phase et ainsi de tracer l'évolution maximale de la réflectivité équivalente en fonction du traitement anti-reflet et de la réflectivité du réseau échantillonné R_{SG} (Figure 3-24).

$$\left(\frac{\partial R_{eq}(R_{\min})}{\partial \varphi} \right)_{\max} = \frac{4C \sqrt{R_{\min}} \sqrt{R_{SG}} (1 - R_{\min} - C^2 R_{SG} + C^2 R_{\min} R_{SG})}{(1 + C^2 R_{\min} R_{SG})^2}$$

Équation 3-16: Influence maximale de la phase dans la cavité externe

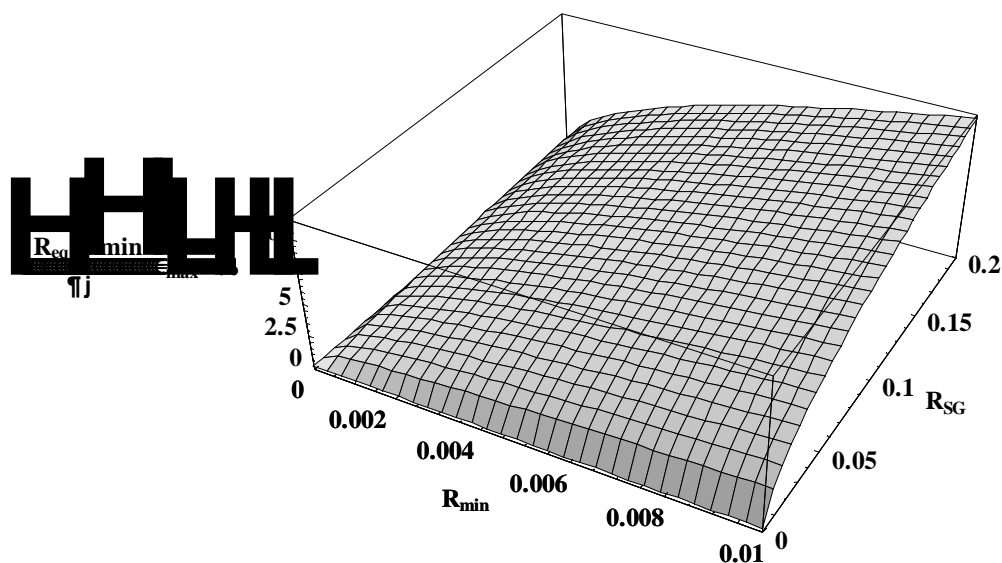


Figure 3-24: Variation de la réflectivité équivalente en fonction de R_{SG} et de R_{min}

Les équations 3-15 et 3-16 ainsi que les figures 3-23 et 3-24 permettent de quantifier l'évolution de la réflectivité équivalente en fonction de la phase et du traitement anti-reflet R_{min} . La quantification de l'évolution de l'enveloppe de la réflectivité permet d'orienter les modélisations plus complètes. Il est nécessaire de simuler la réflectivité équivalente dans son intégralité pour modéliser la cavité totale et son accordabilité.

3.2.2.3 Influence de la cavité externe sur R_{eq}

Le programme en fortran permet de calculer l'allure spectrale de la réflectivité équivalente et ainsi de vérifier l'influence des paramètres de la cavité externe (Figure 3-25). L'enveloppe de la réflectivité équivalente est fortement modifiée par la combinaison de la phase et du traitement anti-reflet. La modulation de l'amplitude ΔR est proportionnelle au traitement R_{min} (augmentation ou diminution en fonction de la phase). Dans ces simulations, la phase est équivalente pour les quatre valeurs de traitement anti-reflet. Pour cette valeur de phase, la réflectivité équivalente est réduite proportionnellement au traitement anti-reflet. Un cas de phase différent peut induire une augmentation des valeurs de la réflectivité. De plus, le niveau bas de la réflectivité équivalente augmente, réduisant ainsi le taux d'extinction ER_{SG}^1 du réseau échantillonné. En agrandissant une partie des spectres superposés, on peut observer l'augmentation de la modulation de la réflectivité ΔR ainsi que la diminution du taux d'extinction du réseau échantillonné ER_{SG} avec le traitement R_{min} (Insert figure 3-25). L'augmentation du niveau bas est directement proportionnelle au traitement R_{min} , les modes Fabry-Pérot hors de la bande passante d'un réflecteur vont alors subir une

¹ ER_{SG} : Extinction Ratio (Rapport du niveau au haut sur le niveau bas de la réflectivité du réseau échantillonné)

contre-réaction en hausse. En conséquence, le taux de suppression des modes secondaires par rapport au mode principal (SMSR¹) est diminué. Les paramètres de ces simulations sont $L_{air}=L_{fibre}=0\mu m$, $C=1$, $R_{SG}=12\%$.

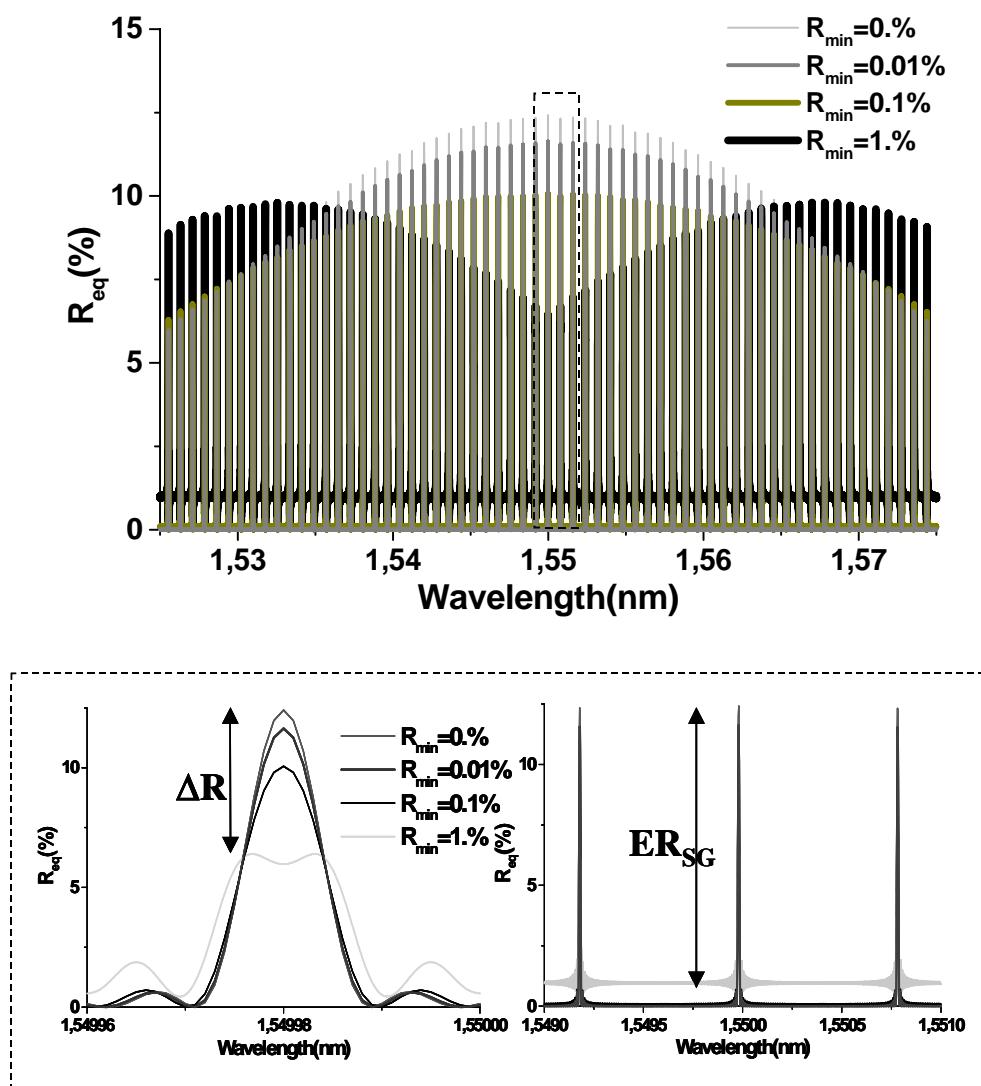


Figure 3-25: Influence du traitement R_{min} et de la Phase sur la réflectivité équivalente

La phase liée au couplage n'intervient pas dans ces simulations ($L_{air}=L_{fibre}=0\mu m$), néanmoins ce paramètre associé avec un traitement R_{min} trop élevé ($R_{min}=1\%$ sur la Figure 3-25) devient critique car il introduit une fonction périodique dans la réflectivité équivalente (Figure 3-26). Dans le cas d'un couplage $C=0.7$, un traitement $R_{min}=0.1\%$ modéré, la modification de la phase au travers de la variation de la longueur d'air entre le semi-conducteur et la fibre fait varier périodiquement la réflectivité maximale (Figure 3-26) ainsi que la longueur d'onde de la réflectivité maximale (Figure 3-27).

¹ SMSR: Side Mode Suppression Ratio

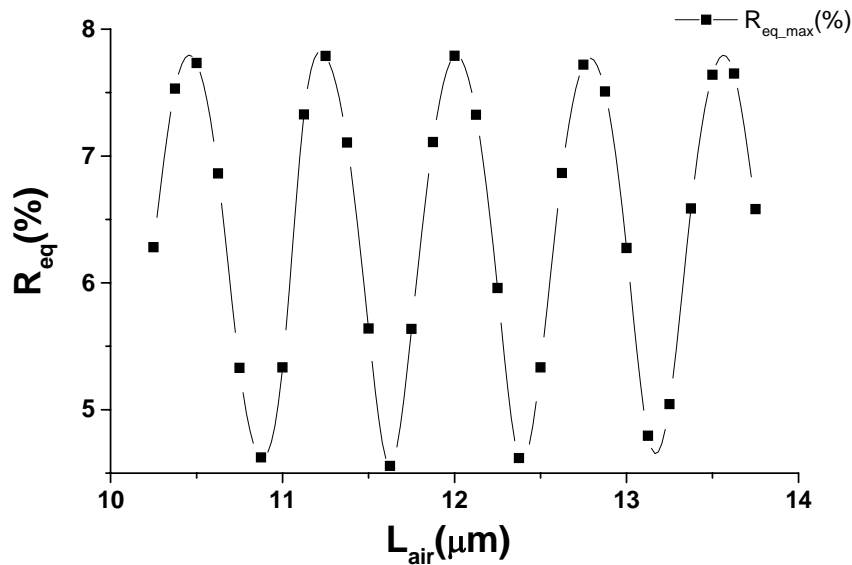


Figure 3-26: Variation de la réflectivité maximale avec la phase ($C=0.7$, $L_{fibre}=0\mu m$, $R_{min}=0.1\%$)

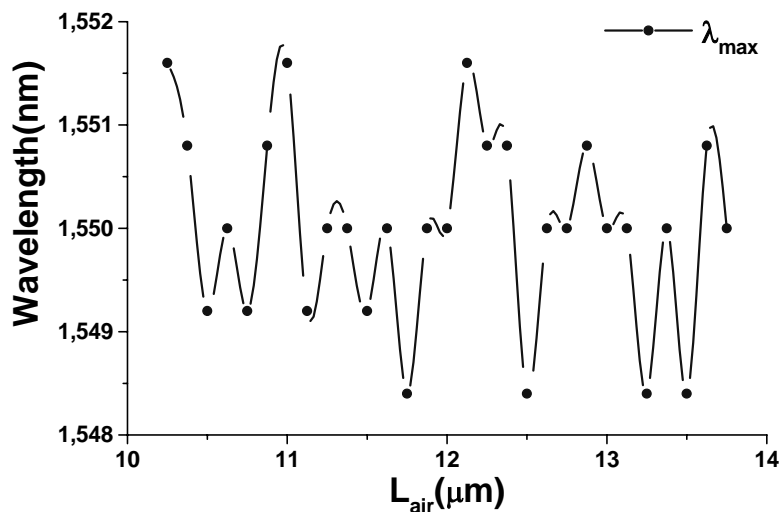


Figure 3-27: Variation de la longueur d'onde de la réflectivité maximale avec la phase

Avant de chercher à résoudre l'équation d'oscillation complexe d'un laser de type Fabry-Pérot, il est nécessaire de constater l'influence d'un traitement anti-reflet $R_{min}=0.1\%$ pour deux phases arbitraires dans la cavité externe (Figure 3-28). En fonction de la phase, les modulations de la réflectivité apparaissent à différentes longueurs d'ondes. Les spectres de réflectivité pour les deux phases arbitraires sont insérés sur la figure 3-28. Le choix de la valeur du traitement anti-reflet pour la partie expérimentale devient délicat. Une valeur trop faible entraîne l'absence de discrimination entre modes Fabry-Pérot, une valeur trop élevée entraîne une forte modulation de la réflectivité équivalente. Les conséquences du traitement anti-reflet sur l'accordabilité seront étudiées par la suite.

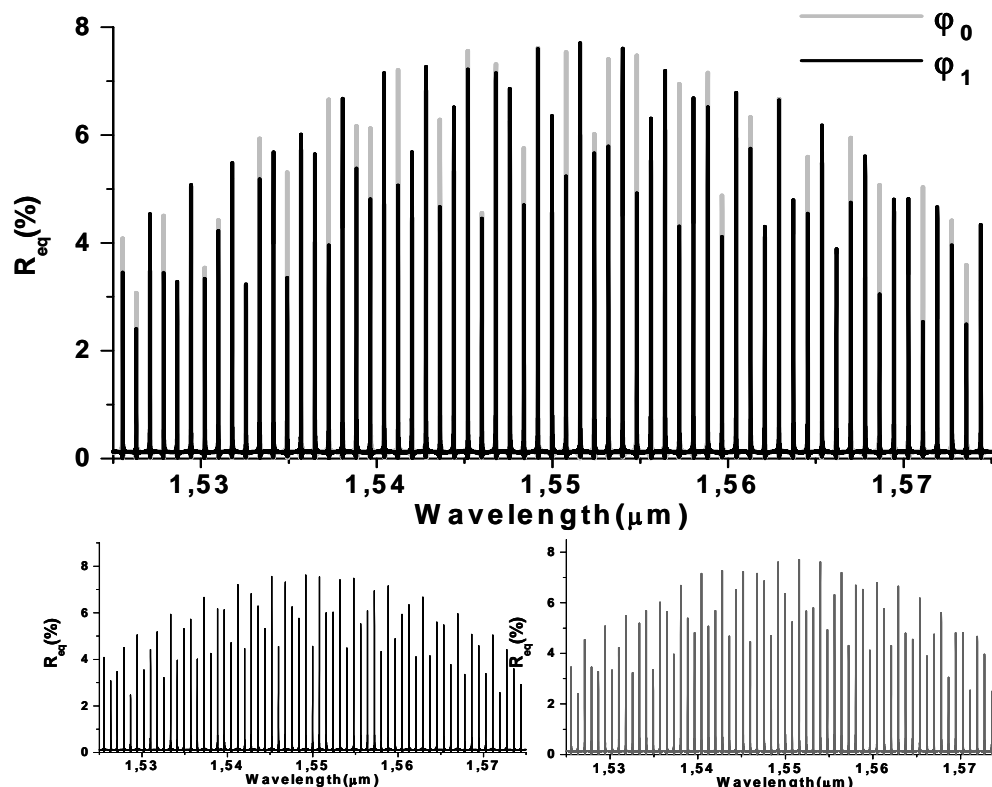


Figure 3-28: Réflectivité équivalente pour 2 phases arbitraires

L'influence de la cavité externe sur la réflectivité équivalente est connue, il est nécessaire de résoudre l'équation d'oscillation complexe, de manière à pouvoir modéliser l'influence de ces paramètres sur l'accordabilité.

3.2.3 Condition d'oscillation complexe: Modélisation de l'accordabilité

3.2.3.1 Description de l'algorithme

Pour résoudre la condition d'oscillation complexe d'un laser Fabry-Pérot, il est nécessaire de connaître ses propriétés en phase et en amplitude. Cette simulation a pour but de d'optimiser l'accordabilité de la cavité laser et ainsi de mieux comprendre son fonctionnement. La connaissance de la réflectivité équivalente en phase et en amplitude permet de décomposer l'équation d'oscillation complexe (Equation 2-1) en deux équations résolvant les conditions d'oscillation sur la phase et sur l'amplitude (Equation 3-17). Dans cette équation R_{fa} représente le traitement face arrière, α représente les pertes et $4\pi/\lambda(L_{act}n_{act}+L_{ph}n_{ph})$ le déphasage dû à un aller – retour dans la cavité Fabry – Pérot. Au final, on obtient deux équations, phase et module, à vérifier simultanément.

$$\varphi_{tot}(\lambda) = \varphi_{eq}(\lambda) + \frac{4\pi}{\lambda}(n_{act}L_{act} + n_{\varphi}L_{\varphi}) = 2k\pi \text{ avec } k \in \mathbb{Z}^*$$

Condition sur la Phase

$$r_{fa} \left| r_{eq}(\lambda) \right| \exp(2\alpha L_{act}) = 1$$

Condition sur l'Amplitude

Équation 3-17: Conditions d'oscillation en phase et en amplitude

La condition d'oscillation sur la phase doit être vérifiée par les modes Fabry-Pérot du laser dans la cavité externe du laser. Après un aller-retour dans la cavité externe, la phase du mode Fabry Pérot considéré doit être un multiple de 2π . Pour chaque réflecteur de Bragg, il faut trouver la longueur d'onde vérifiant la condition sur la phase. Cette longueur d'onde doit correspondre à un mode Fabry-Pérot du laser. La modification de l'indice dans la section de phase permet de faire correspondre cette longueur d'onde à un mode Fabry-Pérot du laser. La condition d'oscillation sur l'amplitude permet de déterminer le gain au seuil nécessaire à l'émission laser. Si la réflectivité équivalente à la longueur d'onde d'accord de phase est trop faible, l'émission laser à cette longueur d'onde est impossible. En résolvant ces deux équations, on obtient un couple longueur d'onde/gain au seuil. L'algorithme de simulation est schématisé sur la figure suivante (Figure 3-29).

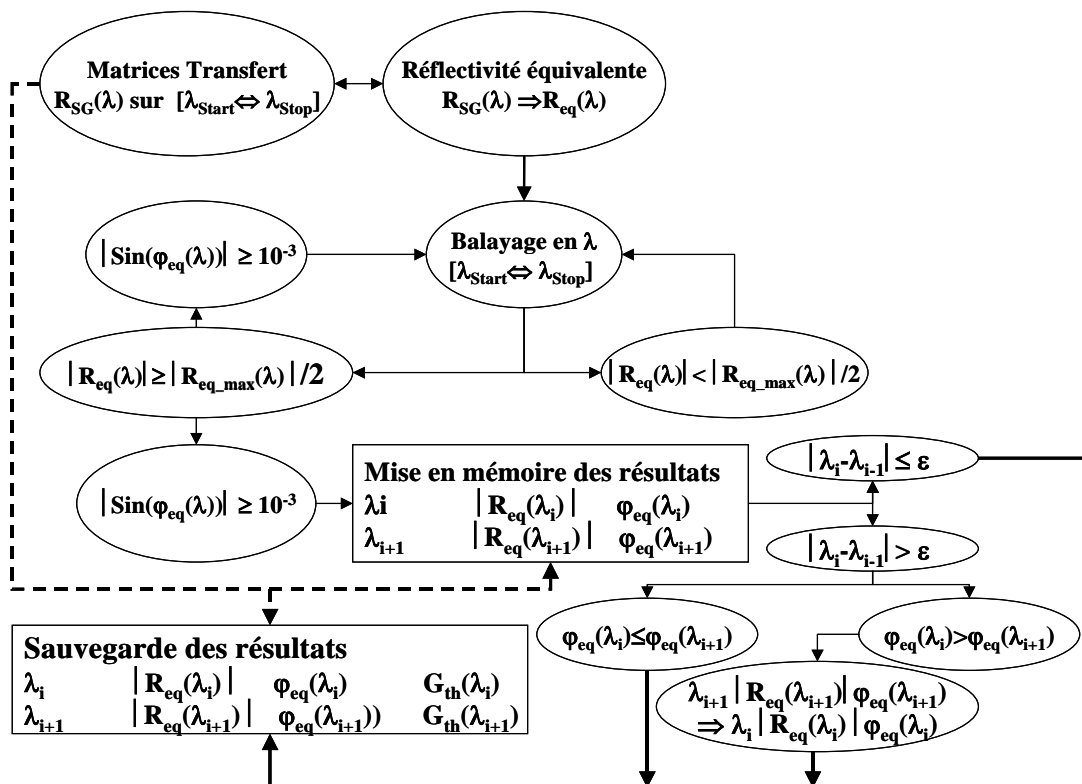


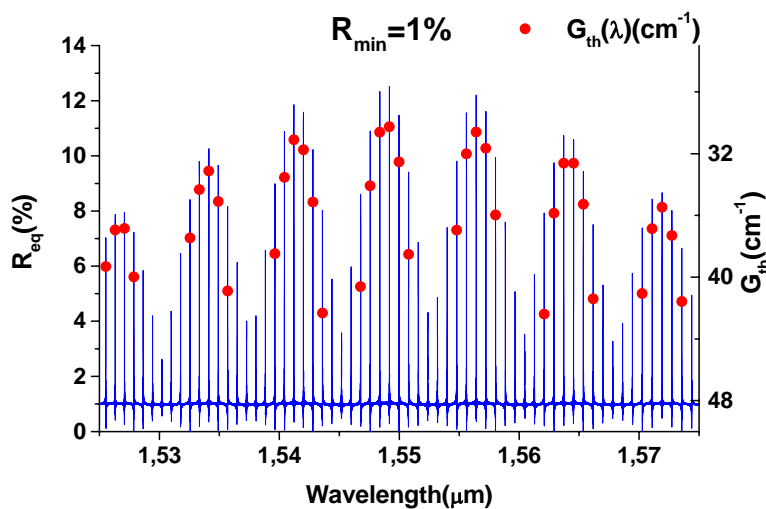
Figure 3-29: Schéma de la modélisation

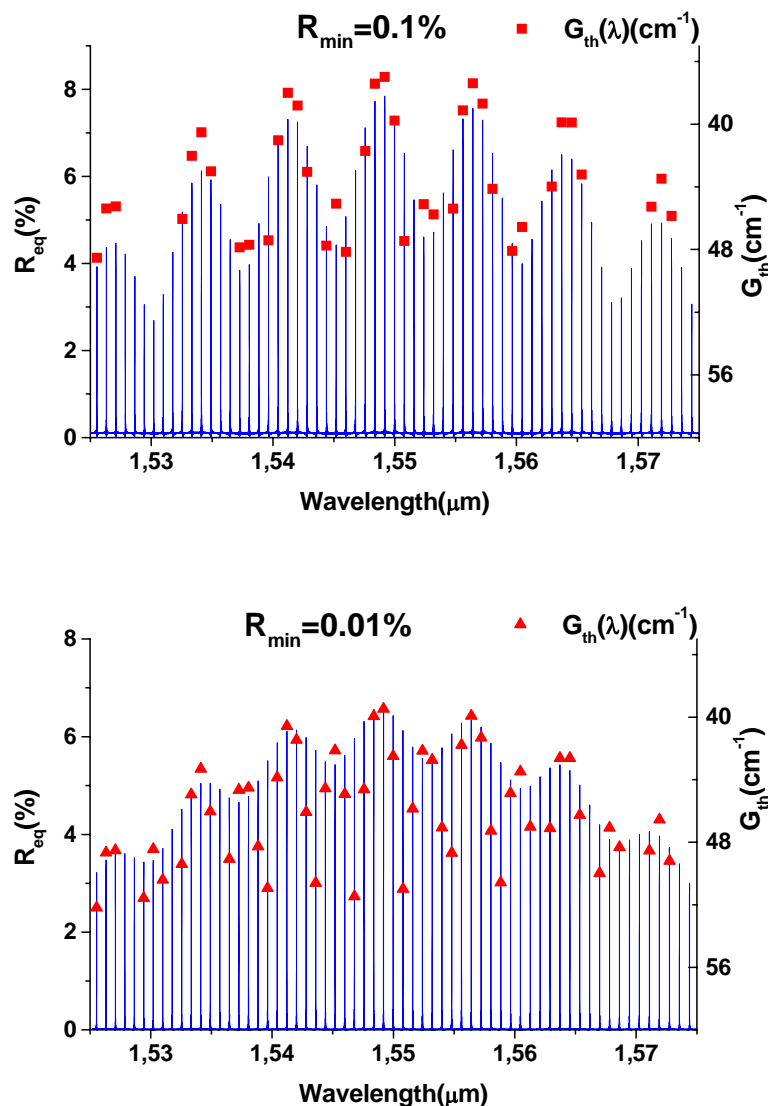
La résolution des équations s'effectue sur un intervalle délimité $[\lambda_{start}; \lambda_{stop}]$. La réflectivité du réseau échantillonné calculée à partir des matrices de transfert est utilisée pour calculer la réflectivité équivalente. Pour chaque longueur d'onde, un test sur l'amplitude est réalisé avant d'effectuer un test sur la phase. Le test sur l'amplitude permet de ne rechercher les solutions que pour les réflecteurs de Bragg. Si $|R_{eq}(\lambda)| \geq |R_{eq_max}(\lambda)| / 2$, un test sur la phase est effectué. Dans le cas contraire, le balayage passe à la prochaine longueur d'onde.

Le test sur la phase consiste à vérifier que le déphasage dans la cavité externe $\varphi_{eq}(\lambda)$ est un multiple de 2π . La précision de la solution est dépendante du nombre de longueurs d'onde/points, mais une augmentation de la résolution devient de nouveau consommatrice en temps. Pour faire converger la phase, sans augmenter le temps de calcul, cette condition est remplacée par une inégalité. Si $|\sin(\varphi_{eq}(\lambda)/2)| \leq 10^{-3}$, la longueur d'onde est retenue ainsi que la phase et le module de la réflectivité équivalente correspondante. Le balayage en longueur d'onde se poursuit, si la longueur d'onde suivante répond à la condition sur la phase, une comparaison entre les phases est effectuée. La longueur d'onde ayant la phase la plus faible est conservée et écrase ainsi la précédente.

3.2.3.2 Résolution des conditions d'oscillation complexe

La simulation permet de converger vers les longueurs d'ondes respectant les conditions de phase et d'amplitude. Le gain au seuil correspondant est déduit de la réflectivité équivalente $G_{th}(\lambda) = -1/L_{actif} \ln(R_{fa} |R_{eq}(\lambda)|)$. La modulation de la réflectivité équivalente liée à la phase dans la cavité externe et au traitement anti-reflet réduit fortement le nombre de longueurs d'onde accessibles (Figure 3-30). De manière à s'approcher des conditions expérimentales, dans ces simulations la longueur d'air est fixée à $L_{air} = 20\mu m$, la longueur de fibre entre la lentille et le début du réseau échantillonné est fixée arbitrairement à $L_{fibre} = 100\mu m$, et le coefficient de couplage est fixé à $C = 0.7$.



Figure 3-30: Impact de la phase et du traitement R_{\min} sur le Gain au seuil

L'influence de la phase dans la cavité externe et du traitement anti-reflet peut entraîner une limitation de l'accordabilité. Si le traitement est faible (0.01%), l'influence de ces paramètres sur le nombre de longueurs d'ondes accessibles est réduite. Il est possible d'accéder à un grand nombre de longueurs d'ondes ayant une réflectivité suffisante. Lorsque la valeur du traitement augmente (0.1%), la fonction périodique induite par la cavité externe accroît la différence de gain au seuil entre les longueurs d'onde et empêche ainsi d'atteindre certaines longueurs d'onde. Pour un traitement relativement élevé ($\geq 1\%$), un nombre plus important de longueurs d'onde deviennent périodiquement inaccessibles.

La périodicité de la modulation est dépendante de la phase liée au couplage de la cavité externe au semi-conducteur (Figure 3-28 et 3-30). Les longueurs d'onde accessibles sont par conséquent dépendantes de la périodicité de la modulation. Dans le meilleur cas, la fonction périodique se superpose avec la fonction d'échantillonnage, ne réduisant pas le nombre de longueurs d'onde accessibles. Dans le cas contraire, l'importance de la réduction du nombre de longueurs d'onde est proportionnelle à la réflectivité du traitement R_{\min} . Dans ces simulations, la longueur

d'actif est fixée à 350 μ m de manière à viser un ISL proche de 100GHz. Pour de plus grandes longueur d'actif, la différence de gain au seuil entre deux longueurs d'ondes accessibles est plus faible, ce qui réduit l'influence du traitement anti-reflet.

3.2.3.3 Simulation de la courbe d'accord

L'équation d'oscillation sur la phase (Equation 2-3) permet de faire correspondre les modes Fabry-Pérot de la cavité semi-conductrice avec les longueurs d'onde λ_{accord} remplissant les conditions d'oscillation déterminées précédemment (Equation 3-18). La différence d'ISL entre le réseau échantillonné et le semi-conducteur permet de définir l'agilité en longueur d'onde (Chapitre 3-2-1). L'ISL du semi-conducteur fait intervenir les longueurs et indices respectifs des sections active et de phase. En fonction des couples longueur-indice des sections active et de phase, l'indice de la section de phase permettant de répondre à la condition d'oscillation est différent.

De plus, une grande section de phase permet d'accéder à toutes les longueurs d'ondes, avec une modification de l'indice de phase réduite. Cependant, une grande section de phase s'effectue aux dépens de la section active et par conséquent peut réduire la puissance émise voire empêcher le fonctionnement laser du composant. Au contraire, si la phase devient trop courte, compte tenu de la modification limitée de l'indice, certaines longueurs d'onde deviennent inaccessibles. Pour prendre en compte les limitations liées au couple de longueurs actif et phase, la variation de l'indice de phase est bornée dans les simulations. L'objectif est de faire correspondre un mode longitudinal λ_N avec une longueur d'onde λ_{accord} vérifiant les conditions de phase et d'amplitude.

$$\lambda_N = \frac{2n_{\text{actif}}L_{\text{actif}} + 2n_{\phi}(\lambda_{\text{accord}})L_{\phi}}{N}$$

Équation 3-18: Correspondance Modes Fabry-Pérot/Longueurs d'onde accessibles

Les numéros N des modes longitudinaux sont définis sur la gamme des longueurs d'onde d'intérêt $[\lambda_{\text{start}}; \lambda_{\text{stop}}]$. Comme pour l'indice de phase, les numéros de modes longitudinaux sont bornés. Si le numéro du mode longitudinal ou l'indice de phase sont hors des limites fixées, la longueur d'onde n'est pas accessible. Les couples longueur-indice des sections active et de phase ne sont pas optimisés. Dans le cas contraire, on obtient les longueurs d'onde d'émission en fonction de l'indice de la section de phase (Figure 3-31).

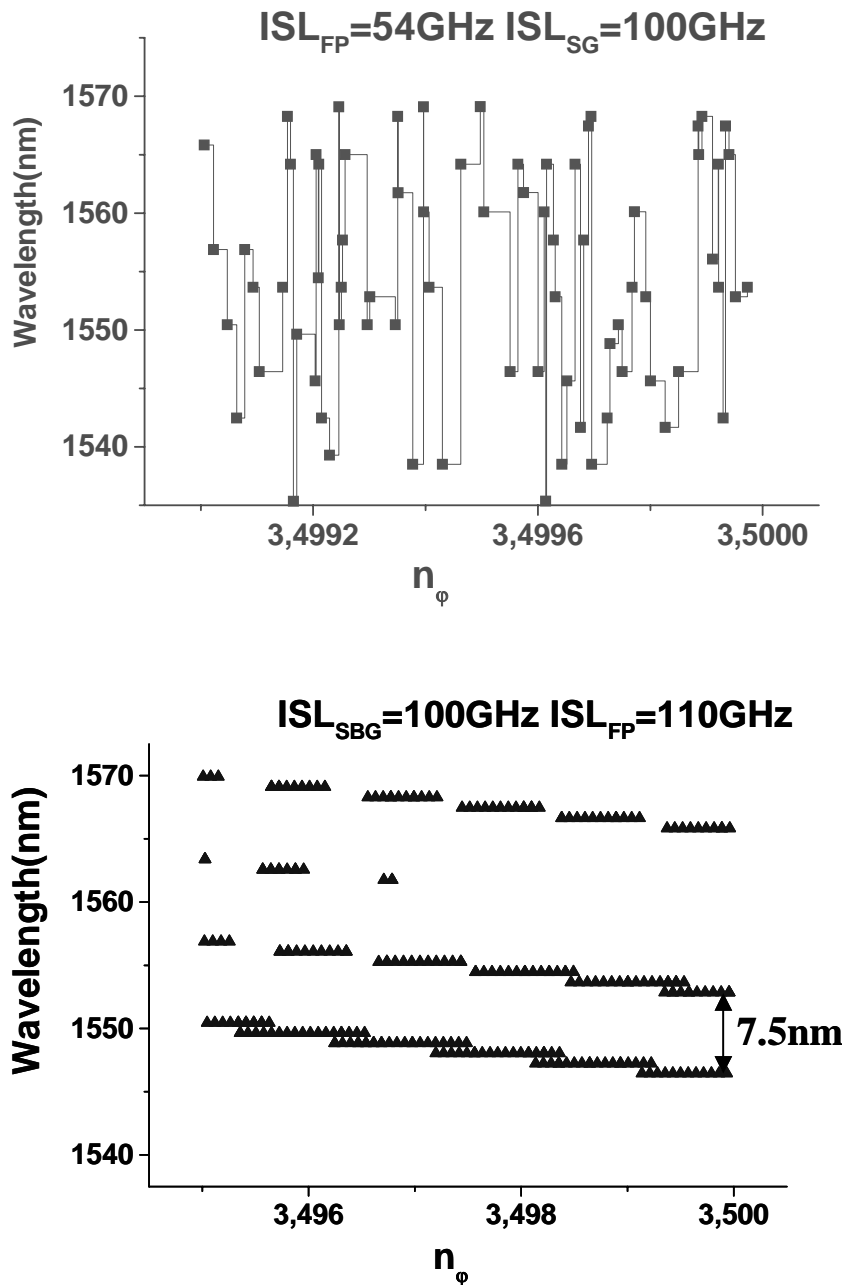


Figure 3-31: Longueur d'onde en fonction de l'indice de groupe

Dans la première simulation ($ISL_{FP}=54GHz$, $ISL_{SBG}=100GHz$), l'évolution de la longueur d'onde en fonction de l'indice de phase est désordonnée. Pour une faible modification de l'indice de phase, la longueur d'onde change très rapidement sans présenter d'évolution logique. Dans une configuration similaire, la cavité externe apparaît comme extrêmement difficile à accorder. En réduisant la différence d'ISL entre les peignes de modes Fabry-Pérot et de réflecteurs ($ISL_{FP}=110GHz$, $ISL_{SBG}=100GHz$), l'évolution de la longueur d'onde avec l'indice de phase présente une évolution en escalier (Figure 3-31). La séparation entre les différents escaliers est égale à $\sim 7.5nm$, proche des 8nm d'accordabilité maximale calculés dans le chapitre 3-2-1 dans une configuration similaire. La réduction de la différence d'ISL permet

d'augmenter l'accordabilité, mais de plus permet d'obtenir une courbe d'accord en escalier au fonctionnement simple.

Le modèle développé permet de définir les longueurs d'onde accessibles en fonction des paramètres de la cavité externe (R_{\min} , C , L_{air} , L_{fibre}). En fonction des paramètres de la cavité FP (n_{actif} , L_{actif} , n_{phase} , L_{phase}), les indices correspondant de la section de phase peuvent être déduit. Au final, ces modélisations permettent d'obtenir l'évolution de la longueur d'onde en fonction de l'indice de phase, pour différentes cavités.

3.3 Synthèses des résultats de simulations et perspectives

Les outils de simulations mis en place ont permis de modéliser les propriétés en phase et en amplitude d'un réseau échantillonné. L'évolution de ces propriétés en fonction des paramètres physiques d'un réseau de Bragg (échantillonné ou non) est à présent connu et permet ainsi d'optimiser le design en fonction des propriétés recherchées. Un modèle simple permet de prédire l'accordabilité en fonction de la différence d'ISL entre les deux peignes.

En enrichissant les simulations par la modélisation de la cavité externe, à l'aide de la réflectivité équivalente, l'importance du traitement anti-reflet ainsi que du couplage ont pu être mis en exergue. L'accordabilité calculée à l'aide du modèle simple est validée, mais en fonction des paramètres de la cavité externe, certaines longueurs d'onde deviennent inaccessibles.

Une large accordabilité sera plus facile à atteindre avec de grands ISL, mais l'influence du traitement anti-reflet sera plus importante et la puissance de sortie plus faible. Pour de faibles ISL, la largeur à mi-hauteur du réseau échantillonné apparaît comme l'élément limitant. Pour obtenir une grande agilité en longueur d'onde, il est donc nécessaire de faire un compromis entre la puissance de sortie, le nombre longueurs d'ondes accessibles ainsi que l'espacement entre les longueurs d'onde.

Le modèle mis au point permet d'extraire la longueur d'onde en fonction de l'indice de phase. La partie externe de la cavité est à présent contrôlée, le modèle doit pouvoir être amélioré par la prise en compte des propriétés de la cavité FP. Pour prendre en compte le gain et les pertes au sein du FP et ainsi compléter l'outil de modélisation, il est possible d'appliquer le modèle du domaine temporel (TDM¹) [25] aux simulations.

Dans la partie *Expérimentation*, les choix des différents éléments entrant dans la conception de la cavité accordable ont été guidés par ces modélisations. La validité des outils de simulations est par la suite vérifiée expérimentalement.

¹ TDM: Time Domain Model

4 Cavité LArgement et Rapidement Accordable : Expérimentation

4.1 *Caractérisation des parties Actives et Passives du Laser*

Le principe d'accord de la cavité CLARA est à présent connu. Les outils de modélisation ont permis de comprendre plus précisément le principe d'accord et ainsi de définir ses limites. Avant de tester l'agilité en longueur d'onde du laser, il est impératif de caractériser les différents éléments de la cavité.

4.1.1 Montage Expérimental

Le montage expérimental permettant de caractériser les parties passives et actives du laser est montré sur la Figure 4-1. La cavité est composée d'un Laser Fabry-Pérot et d'un réseau de Bragg échantillonné. La partie semiconductrice est composée des deux sections. La section active fournit le gain permettant l'oscillation laser. Cette section est alimentée par un courant continu I_{actif} . La section passive en semiconducteur permet de modifier la relation de phase dans la cavité. Cette modification peut s'effectuer par injection de courant I_{ϕ} ou par application d'une tension inverse V_{ϕ} . La température T de la cavité Fabry-Pérot est fixée à l'aide d'un contrôleur de température de type Pelletier.

Plusieurs coupleurs à fibre sont utilisés de manière à pouvoir contrôler simultanément l'évolution des différents paramètres. Le couplage entre le réseau échantillonné et le semiconducteur est optimisé à l'aide d'un puissance-mètre optique. L'allure spectrale du laser est observée sur un analyseur de spectre optique. L'ensemble du banc de mesure est automatisé (Câbles GPIB reliant les différentes machines commandées par un ordinateur) de manière à réduire le temps de caractérisation et ainsi de pouvoir traiter un grand nombre d'informations. L'automatisation permet de balayer le courant/tension de la section de phase avec une grande résolution et d'enregistrer simultanément la longueur d'onde laser (nm), le SMSR (dB) et la Puissance couplée (dBm). L'évolution des performances du laser peut être observée pour différents courants actifs ainsi que pour différentes températures.

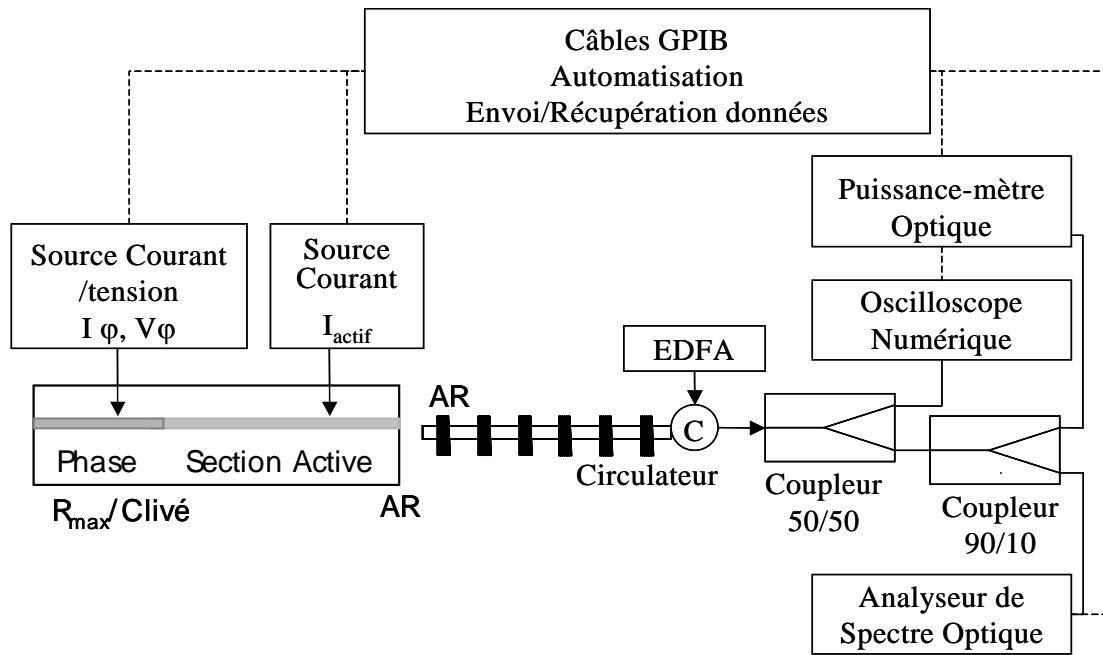


Figure 4-1 : Montage expérimental

4.1.2 Mesures de l'Intervalle Spectral Libre

4.1.2.1 Incertitude sur l'ISL liée à la mesure

L'accordabilité maximale du laser est liée à la différence d'ISL entre le Fabry-Pérot et le réseau échantillonné (Chapitre 3). Pour pouvoir optimiser l'agilité en longueur d'onde, il est donc nécessaire de faire tendre cette différence d'ISL vers la largeur à mi-hauteur individuelle des réflecteurs $FWHM_{SG}^1$. L'ISL_{FP} du Fabry-Pérot est inversement proportionnel au trajet optique $2n_{eff,g,\phi}L_{\phi} + 2n_{eff,g,actif}L_{actif}$. En remplaçant le réseau échantillonné par une fibre sans réseau, il est possible d'observer sur l'analyseur de spectre optique (ASO), les modulations d'intensité correspondant à l'ISL du Fabry-Pérot (Figure 4-2).

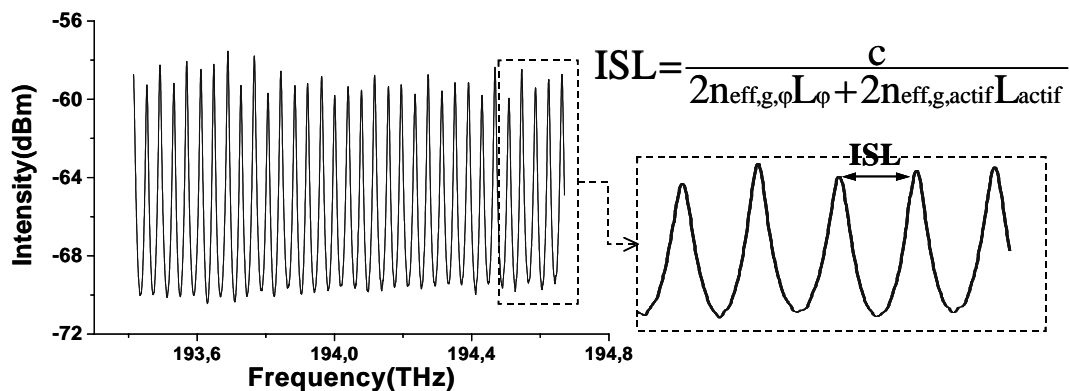


Figure 4-2 : Modulation d'intensité du laser Fabry-Pérot

¹ $FWHM_{SG}$: Full Width at Half Maximum of the Sampled Grating

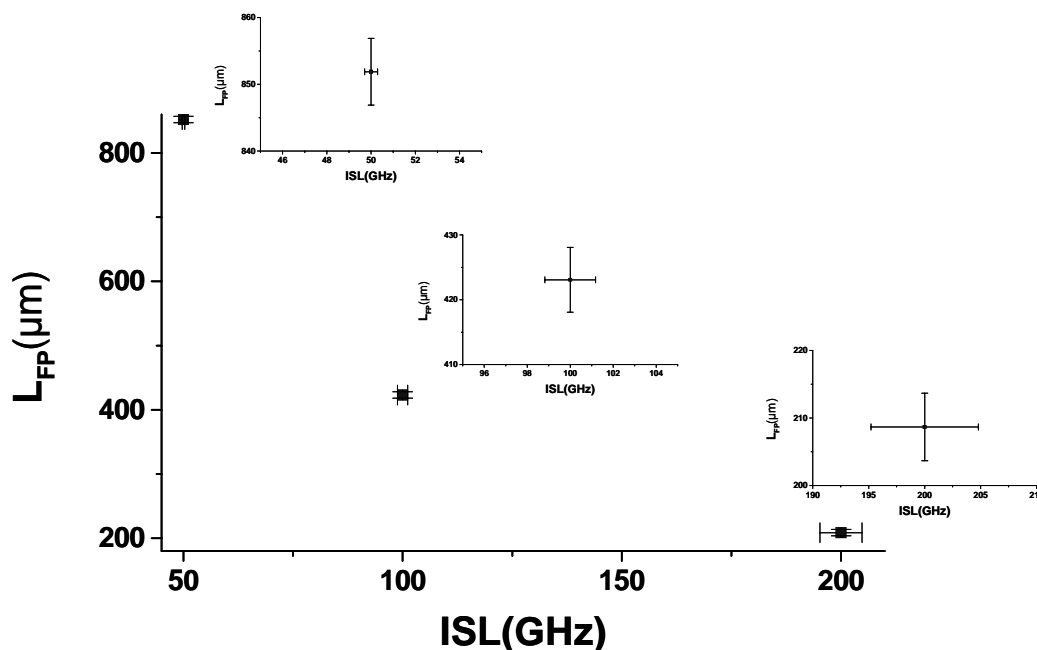
Les indices effectifs de groupe des sections actives et passives sont ensuite calculés à partir des ISL mesurés, pour différents couples de longueurs de phase et d'actif (Tableau 4-1). Il est nécessaire de réaliser la mesure sur deux composants différents pour pouvoir extraire les deux inconnues qui sont les indices effectif de groupe des sections de phase $n_{\text{eff,g},\phi}$ et active $n_{\text{eff,g},\text{actif}}$. Il faut cependant noter que si les couples de longueurs sont trop similaires, la faible différence d'ISL mesurée induit une grande incertitude de la mesure voire une erreur sur les indices de groupe (Puce 31046-20B et 31069-10 $\Delta L < 10\mu\text{m}$). Pour éviter les incertitudes liées à la mesure, il est important de prendre des composants ayant des longueurs de sections très différentes. Sur la plaque 31069-10, la différence d'indice de groupe provient de la différence de largeur de ruban.

		Neff,g_Actif	Neff,g_Phase		
		3,4982	3,8999		
		Actif(μm)	Phase(μm)	Longueur Totale (μm)	ISL (GHz)
N° Puce 31046-20B		678	205	883	47,30
		568	315	883	46,65
		Neff,g_Actif	Neff,g_Phase		
		-1,2907	18,5224		
		Actif(μm)	Phase(μm)	Longueur Totale (μm)	ISL (GHz)
N° Puce 31046-20B		293,7	97,3	391	105,40
		299,1	100,55	399,65	101,60
		Neff,g_Actif	Neff,g_Phase		
		3,5285	3,9969		
		Actif(μm)	Phase(μm)	Longueur Totale (μm)	ISL (GHz)
N° Puce 31069-10		610	597	1207	33,05
		608	416	1024	39,39
		Neff,g_Actif	Neff,g_Phase		
		3,6182	3,5514		
		Actif(μm)	Phase(μm)	Longueur Totale (μm)	ISL (GHz)
N° Puce 31069-10		365	60	425	97,80
		379,5	58	437,5	96,30

Tableau 4-1: ISL et Indices effectifs de groupe

4.1.2.2 Incertitude sur l'ISL liée au clivage

En fonction de l'ISL désiré, la connaissance des indices effectifs de groupe permet de définir les couples de longueurs adaptés. Au delà de l'erreur liée aux mesures de l'ISL et de la longueur, l'incertitude liée aux clivages ($\pm 5\mu\text{m}$) entraîne une erreur sur la longueur et par conséquent sur l'ISL désiré (Figure 4-3). Les contraintes imposées au clivage varient de manière inversement proportionnelle à la longueur totale. Pour un ISL visé de 200GHz, une variation de $\pm 5\mu\text{m}$ sur la longueur entraîne une variation de $\pm 4.5\text{GHz}$ sur l'ISL. Pour un ISL visé de 100GHz, une même erreur sur la longueur entraîne une erreur sur l'ISL de $\pm 1.2\text{GHz}$. Pour un ISL visé de 50GHz, l'erreur est seulement de $\pm 0.3\text{GHz}$. Les barres d'erreur respectives pour des différences de longueur de $\pm 5\mu\text{m}$ sont insérées dans la figure 4-3.

Figure 4-3 : Incertitude liée au clivage (+/- 5 μm)

Pour les ISL proches de 50GHz, les contraintes liées au clivage sont faibles. Pour des ISL proches de 100GHz et 200GHz, l'agilité en longueur d'onde du composant dépendra fortement du clivage. Au premier ordre, l'accordabilité est limitée par la différence d'ISL entre le FP et le réseau échantillonné. Une faible variation de la longueur entraînant une variation relative de l'ISL plus grande, l'accordabilité en est plus fortement affectée.

En variant la géométrie de rubans (largeur, angle ...) ou en modifiant les couples de longueurs actifs et phases sur une même barrette de composant, il est possible de se rapprocher de l'ISL visé. Pour une compensation plus fine, il est possible d'utiliser la température [26] pour modifier l'ISL, cependant, la longueur d'onde maximale de la courbe de gain est aussi modifiée (Figure 4-4). En changeant la température, il est possible de modifier l'indice et la longueur du composant. A partir de données de la littérature, l'évolution simulée de l'ISL avec la température prend en compte l'évolution de l'indice de groupe ($-4 \cdot 10^{-4}/^{\circ}\text{C}$) ainsi que la longueur ($5.9 \cdot 10^{-6} \mu\text{m}/^{\circ}\text{C}$). Néanmoins, dans une gamme de température modérée ($\Delta T=40^{\circ}\text{C}$), seule l'évolution de l'indice est prépondérante. Pour une variation de 40°C , la variation d'ISL est $\sim 0.5\text{GHz}$ ($0.012\text{GHz}/^{\circ}\text{C}$), mais le pic de gain varie de $\sim 20\text{nm}$ ($0.5\text{nm}/^{\circ}\text{C}$). La possibilité de modifier l'ISL à l'aide de la température est limitée car les performances du composant sont simultanément modifiées par le déplacement du pic de gain.

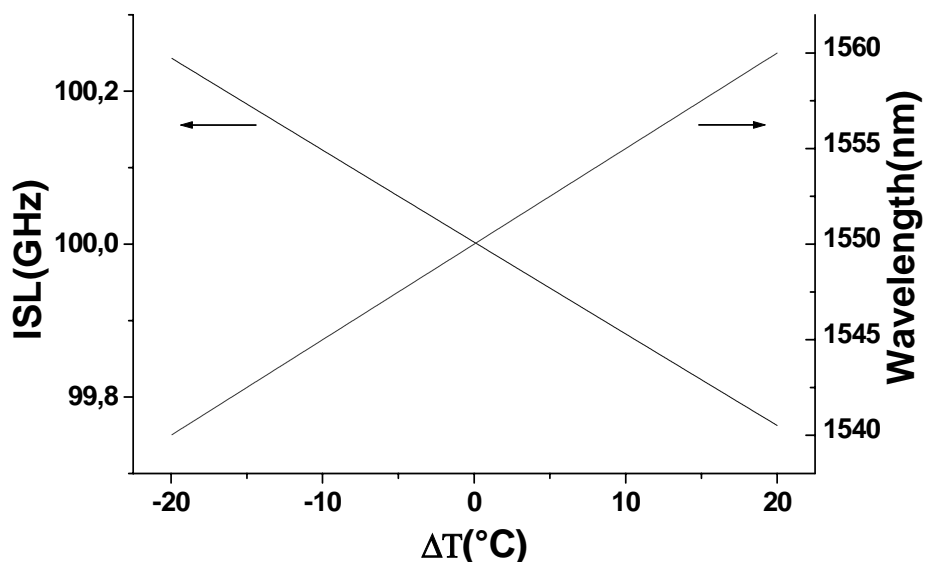


Figure 4-4 : Evolution de l'ISL et de la longueur d'onde centrale du gain avec la température

4.1.3 Caractérisation de la partie active

Pour vérifier le fonctionnement des composants, il est nécessaire de mesurer l'évolution de la puissance en sortie et de la tension aux bornes du composant en fonction du courant injecté (Figure 4-5). La première manipulation s'effectue avec un détecteur large permettant de récupérer toute la puissance. Dans un deuxième temps, l'évolution de la puissance dans la fibre (sans réseau) en fonction du courant injecté permet de déterminer le taux de couplage en puissance C . En considérant que le couplage est identique entre la fibre avec réseau échantillonné et la fibre sans réseau, le couplage est estimé à 70%.

L'évolution de la tension en fonction du courant injecté varie peu entre les composants (Allure typique d'une diode). En contre-partie, l'évolution de la puissance en fonction du courant injecté varie fortement d'un composant à l'autre. Ces variations sont liées en partie aux fluctuations technologiques, mais surtout aux différentes longueurs de barrettes ($425\mu\text{m}$ et $438\mu\text{m}$). De plus, sur une même barrette, les couples de longueurs actif/phase varient pour donner une plus grande tolérance sur l'ISL visée. En variant les couples de longueurs, la somme des produits $n_{\text{eff},g}L$ est modifiée et par conséquent l'ISL. Au final, la condition d'oscillation est modifiée, ce qui explique les différences.

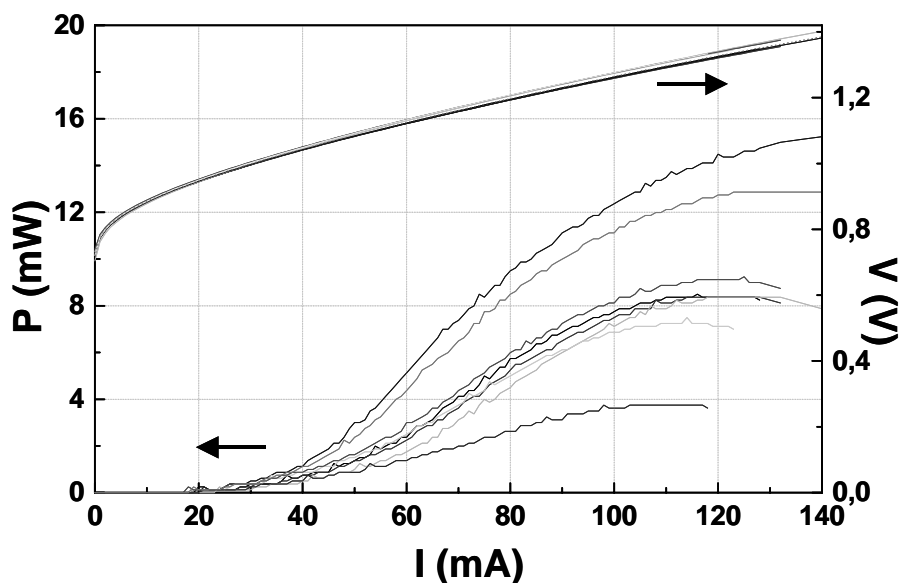


Figure 4-5 : Puissance et tension en fonction du courant injecté

Le seuil de fonctionnement laser des deux composants est élevé car les traitements anti-reflet des faces de sortie sont faibles (10^{-3}). La contre réaction permettant l'oscillation laser est faible, ce qui augmente le gain au seuil. Le réseau échantillonné va ainsi réduire le seuil de fonctionnement laser, en augmentant la contre-réaction (Figure 4-6). En contre-partie, on peut observer que le rendement quantique externe est réduit par la présence du réseau.

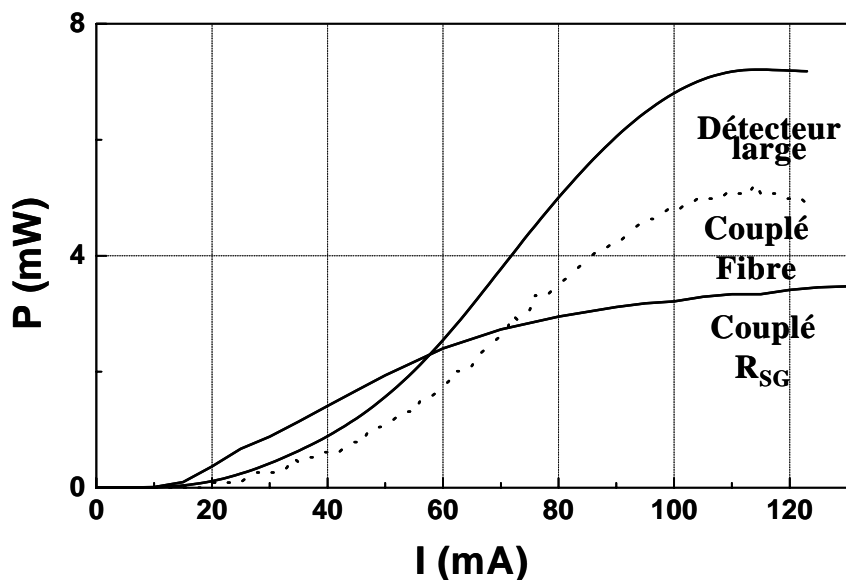


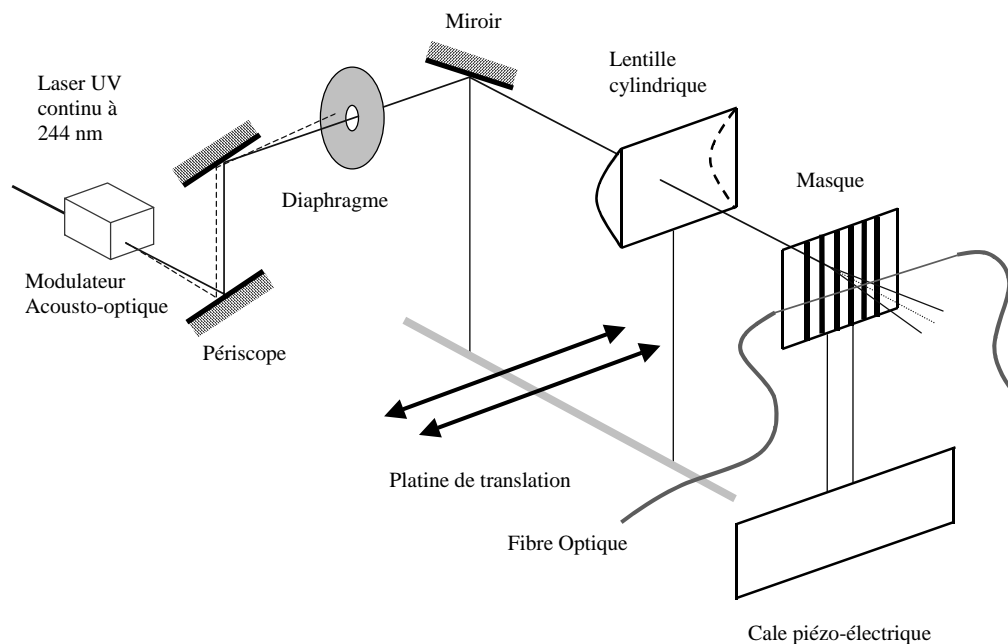
Figure 4-6 : Puissance détecteur large et couplée avec R_{SG} en fonction du courant injecté

La caractérisation de la partie semi-conductrice du laser a permis de déterminer les indices effectifs de groupes des différentes sections. A partir de ces valeurs, les couples de longueurs sont choisis en fonction des ISL désirés. Le courant optimal de fonctionnement en fonction des composants est ensuite déduit de l'évolution de la puissance en fonction du courant (Figures 4-5 et 4-6). Différents ISL sont disponibles pour tester l'accordabilité du composant. Il reste à caractériser la partie passive du laser.

4.1.4 Réalisation des réseaux échantillonnés

Les réseaux échantillonnés ont été réalisés à l'unité des fibres à Alcatel. Leur optimisation a fait l'objet d'une collaboration. Il est important de connaître la méthode d'inscription employée pour mieux interpréter les résultats de caractérisations.

Le montage expérimental utilisé est schématisé ci-dessous:



Pour réaliser un réseau de Bragg, il est nécessaire de réaliser les étapes suivantes :

Préparation de la fibre:

Hydrogénation préalable de la fibre (15 jours avant), dénudage chimique sur la longueur nécessaire à l'inscription (10 cm) pour enlever la gaine qui est opaque aux UV, nettoyage de la zone dénudée, dénudage des extrémités de la fibre.

Positionnement de la fibre:

Mise en place de la fibre dans les pinces, réglage du parallélisme entre la fibre et le masque (par observation avec une binoculaire).

Aboutage:

Clivage des extrémités, jonctions avec la source de longueurs d'onde (Source blanche) et avec l'Analyseur de Spectre Optique (pour mesurer le spectre en transmission en temps réel)

Inscription:

Mise en translation de la platine, dégagement du cache devant le faisceau UV, inscription du réseau au travers du masque de phase, observée à l'analyseur de spectre optique, remise en place du cache. L'inscription du réseau échantillonné, au travers du masque de phase, est similaire à l'inscription d'un réseau de Bragg non échantillonné. Néanmoins, le déplacement de la platine est plus important dans le cas d'un réseau de Bragg échantillonné.

Finition:

Retrait de la fibre du support, recuit en four à 110°C pendant 2 jours pour déverminage (extraction de l'hydrogène afin de stabiliser le réseau dans le temps).

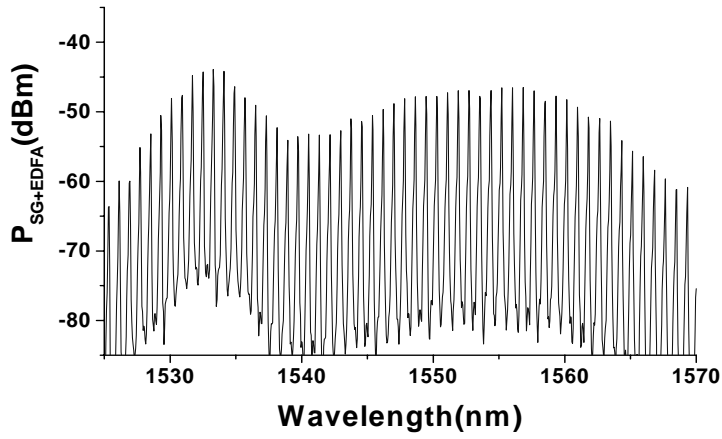
La réalisation de réseaux de Bragg est un travail long et qui demande beaucoup de rigueur. De nombreux paramètres, tels que la distance par rapport au masque, le flux lumineux ou la vitesse de balayage/d'inscription peuvent être modifiés pour optimiser l'allure spectrale du réseau échantillonné. Malgré toute l'attention apportée à ce travail, un léger problème de réglage peut venir anéantir toutes les manipulations précédentes. La réalisation des réseaux ainsi que leur optimisation ont fait l'objet d'un stage de fin d'étude au sein de l'unité des fibres à Alcatel [27].

Les principales étapes de la réalisation d'un réseau de Bragg à pas variable sont à présent connues. Il est maintenant intéressant de poursuivre par la caractérisation des réseaux.

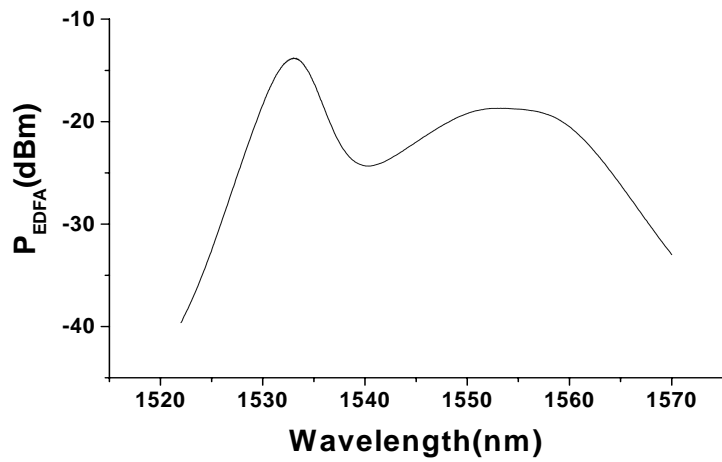
4.1.5 Caractérisation des réseaux Echantillonnés

Le fonctionnement de la cavité externe repose sur le couplage optimisé entre le réseau échantillonné et la cavité Fabry-Pérot. Pour obtenir un bon couplage, il est nécessaire de réaliser une lentille à son extrémité. La lentille doit ensuite être traitée anti-reflet pour éviter les réflectivités parasites au sein de la cavité. Pour optimiser le fonctionnement du laser, une collaboration avec l'unité des fibres à Alcatel [28] a conduit à l'optimisation, la réalisation et à la livraison de 13 réseaux échantillonnés.

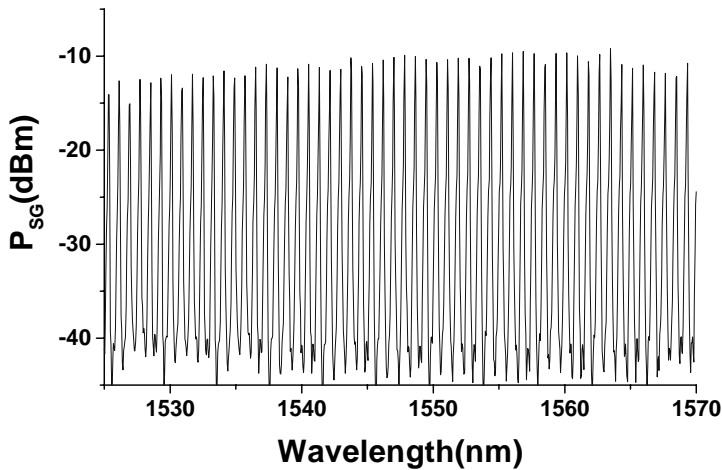
Les réseaux ont été caractérisés par réflectométrie grâce à un EDFA, utilisé comme source large bande. A l'aide d'un circulateur optique, on envoie la lumière émise par l'EDFA sur le réseau à caractériser. La lumière réfléchiée par le réseau est ensuite récupérée et enregistrée sur l'analyseur de spectre optique. La puissance émise par l'EDFA n'est pas constante sur la gamme de longueurs d'onde d'intérêt (Figure 4-7), il faut donc enregistrer son émission et normaliser le spectre en réflexion. La calibration du montage permet de plus d'accéder à la réflectivité du réseau échantillonné.



Réseau échantillonné + EDFA



- EDFA



⇒ SFBG 27 Normalisé = Réseau échantillonné non normalisé - EDFA

Figure 4-7: Spectre d'émission de l'SFBG non Normalisé, EDFA, SFBG Normalisé

L'objectif était d'obtenir des réseaux échantillonnés avec un ISL de 100GHz ou 200GHz, avec une large bande passante/enveloppe (FWHM de l'enveloppe $\sim 40\text{nm}$), centrés à 1550nm, avec une faible largeur individuelle des pics à -3dB et -10dB ainsi qu'une réflectivité supérieure à 5% ($< -13\text{dB}$). Les ISL mesurés sont 102GHz pour 7 réseaux et 204GHz pour 6 réseaux. La demande initiale était de 100GHz et 200GHz pour correspondre aux canaux ITU. Néanmoins, cette différence attribuée à un mauvais échantillonnage du masque d'amplitude, ne change pas le principe de fonctionnement du laser. Malgré toute l'attention apportée à ces réseaux pour réaliser le travail d'orfèvre de lentillage et de traitement anti-reflet, certains ne passeront pas cette étape. Les propriétés des réseaux sont résumées dans le tableau 4-2.

SFBG	ISL (GHz)	R(dB)	FWHM Enveloppe (nm)	centre (nm)	FW -3dB (pm)	FW -10dB (pm)
27	102	-12	45	1557	35	100
30	102	-14,5	40	1575	25	70
34	102	-5	30	1552	48	100
36	102	-9	50	1560	30	130
44	102	-12,5	45	1556	30	56
45	102	-18	40	1563	30	72
48	102	-12	41	1565	32	106
56	204	-15,7	47	1575	35	72
58	204	-48	43	1550	66	128
59	204	-16,5	23	1552	44	74
61	204	-18,1	16	1550	32	150
62	204	-13,8	45	1558	32	88
49	204	-7	-	1552	-	-

Tableau 4-2: Propriétés des réseaux échantillonnés

Le tableau récapitulatif permet de sélectionner les réseaux présentant les meilleures caractéristiques. Les propriétés spectrales des réseaux cassés (barrés dans le tableau) proviennent de mesures préalables réalisées dans l'unité des fibres avant livraison. Conformément à la théorie (Chapitre 3-2), en mesurant de nouveau les propriétés des réseaux cassés au cours du lentillage (diminution de la longueur $L_{SG} \downarrow$), une baisse de la réflectivité ainsi qu'une augmentation de la largeur individuelle des pics ont pu être observés.

Les réseaux échantillonnés à 204GHz présentent des réflectivités trop faibles ou imposent des courants de seuil trop élevés. Parmi les réseaux à 204GHz disponibles, seul le réseau 59 permet d'atteindre une oscillation laser à un courant élevé mais ne permet qu'une modeste accordabilité.

Les réseaux présentant les caractéristiques les plus proches des objectifs sont les réseaux 27, 44 et 48. Le réseau 30 présente les réflecteurs de Bragg les plus étroits, mais la réflectivité reste faible. Comparé aux réseaux 30 et 44 (Figure 4-8), les largeurs individuelles des pics ($FWHM_{SG}$) des réseaux 27 et 48 augmentent de manière significative (Figure 4-9), reflétant les difficultés technologiques au cours de l'inscription.

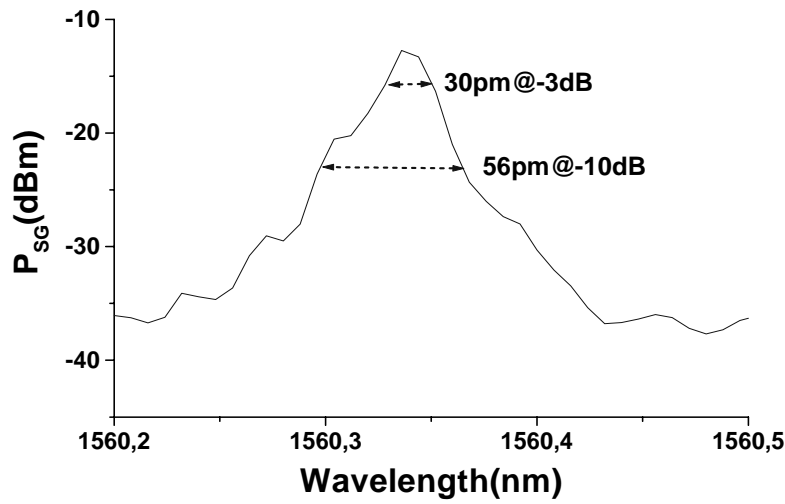
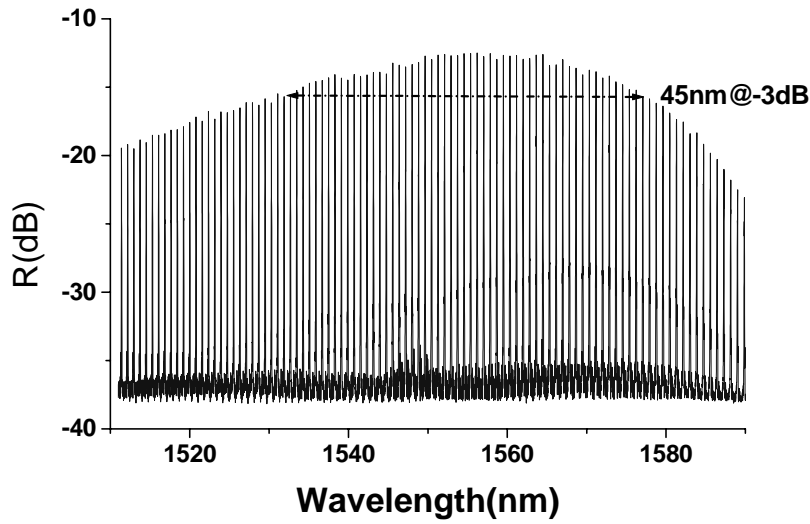
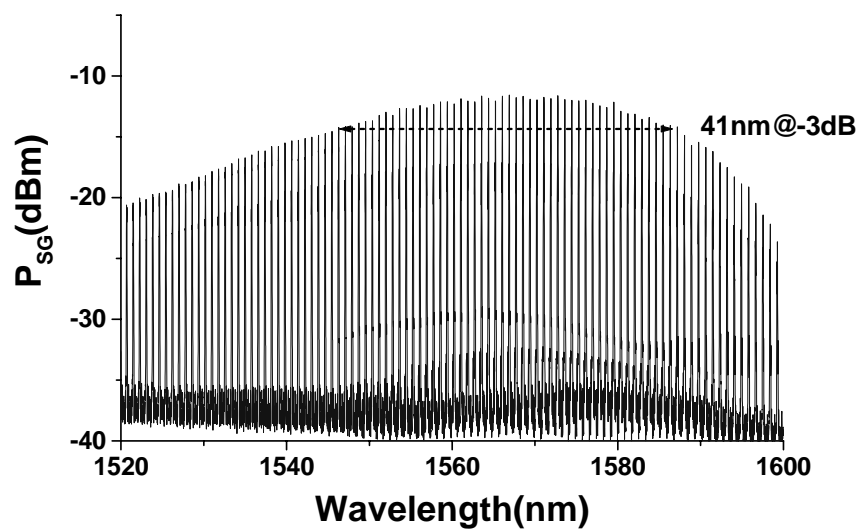


Figure 4-8: Enveloppe et pic individuel du Réseau échantillonné 44



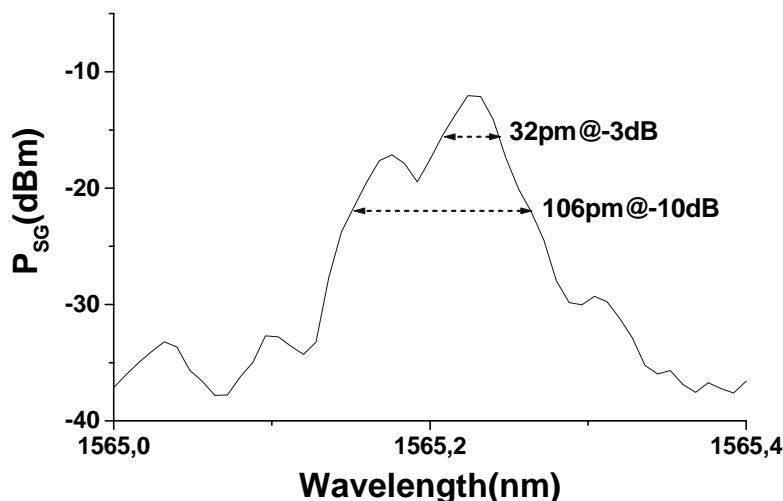


Figure 4-9: Enveloppe et pic individuel du Réseau échantillonné 48

L'optimisation des propriétés des réseaux échantillonnés a conduit à un compromis entre la platitude de l'enveloppe de réflexion (Z_1 faible) et la réflectivité maximale (κ_0 élevé, Z_1 grand ou ΣZ_1 grande). En augmentant le flux lumineux lors de l'inscription, l'objectif était d'augmenter la réflectivité en augmentant le coefficient de couplage κ_0 des parties photo-inscrites, mais le flux lumineux trop important a entraîné par saturation une modification locale de l'indice et l'élargissement des pics. L'apparition de lobes secondaires sur les pics des réseaux 27 et 48 apparaît comme un point critique car les modes secondaires vont subir une contre-réaction en hausse et par conséquent réduire le SMSR. Malgré la présence des lobes secondaires dans les réseaux 27 et 48, les quatre réseaux 27, 30, 44, 48 seront testés par la suite.

4.2 Mesures de l'Accordabilité

A présent, les propriétés des réseaux échantillonnés et des lasers Fabry-Pérot sont connus (Chapitre 4.1). Le montage expérimental montré sur la Figure 4-1 permet d'observer la longueur d'onde, le SMSR ainsi que la puissance de la cavité externe. Le principe d'accord, détaillé précédemment, repose sur l'effet Vernier induit par le glissement du peigne de modes Fabry-Pérot par rapport à celui du réseau échantillonné. Le peigne de modes peut être déplacé en modifiant la température, en injectant du courant ou en appliquant une tension inverse à la section de phase.

4.2.1 Démonstration du principe d'accord

Le principe d'accord a d'abord été validé dans une configuration non optimisée. La première configuration consiste en une puce d'ISL 87 GHz et un réseau d'ISL 102GHz (SFBG n°27). La puissance maximale couplée est 0.5dBm pour un courant actif de 55mA à une température de 25°C. En variant le courant de phase entre 0 et 20mA, la longueur d'onde d'émission change de ~21nm, répartis sur 16 canaux (Figure 4-10). Néanmoins, sur la gamme de longueurs d'onde, la variation de puissance peut atteindre 3.5dB avec un SMSR limité entre 30dB et 36dB.

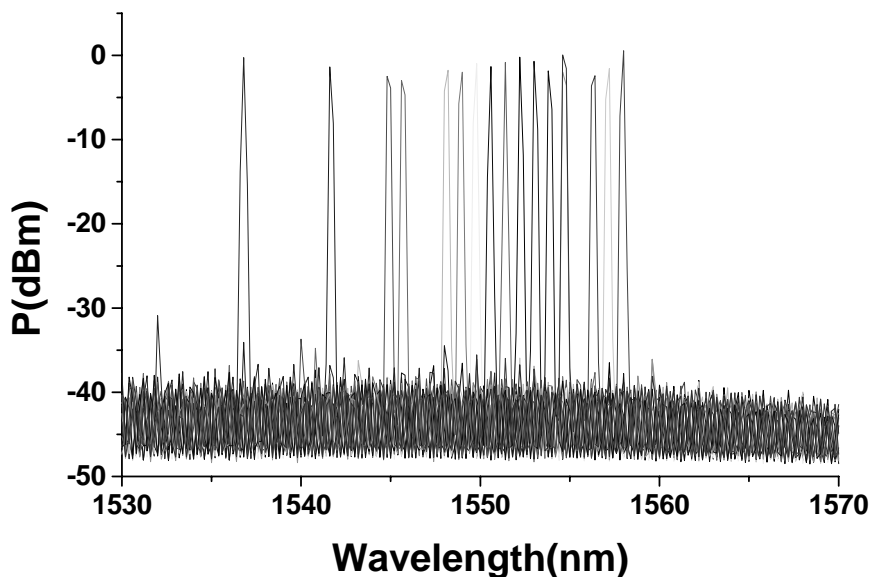


Figure 4-10: Démonstration du principe d'accord de la cavité CLARA (SFBG 27)

Le principe d'accord dans cette configuration a été démontré. L'*optimisation de l'accordabilité* est par la suite réalisée en fonction des paramètres clés mis en exergue dans les simulations.

4.2.2 Optimisation de l'Accordabilité

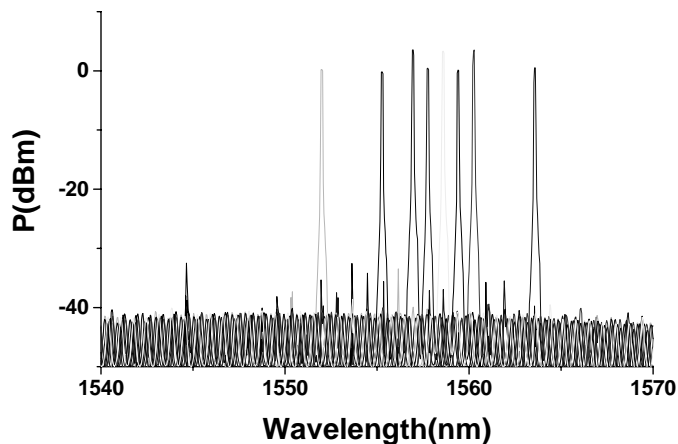
D'après les résultats de modélisation, l'étendue de l'agilité en longueur d'onde repose, au premier ordre, sur la différence d'ISL entre le FP et le SFBG. Néanmoins, au deuxième ordre, d'autres limitations viennent perturber l'accordabilité.

4.2.2.1 Importance du traitement anti-reflet sur la fibre et sur la puce

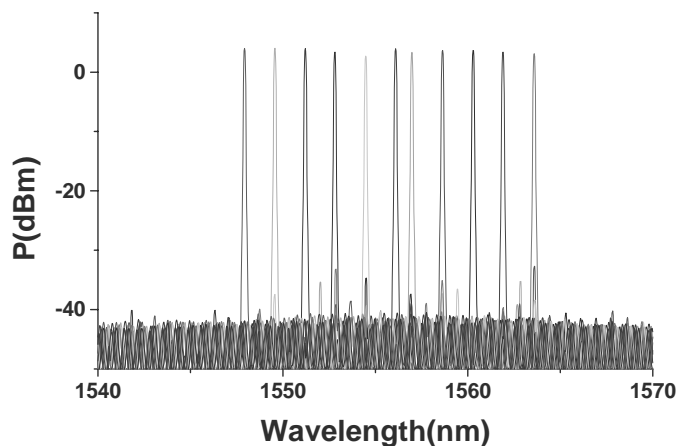
Parmi les paramètres clés mis en évidence dans les simulations, l'impact de la phase et du traitement anti-reflet dans la cavité externe ainsi que la différence d'ISL entre le Fabry-Pérot et le réseau échantillonné apparaissent comme les éléments limitant l'accordabilité du composant. Pour tester l'impact du traitement anti-reflet, le réseau 44 a été testé avec et sans traitement anti-reflet sur la lentille à son extrémité.

Pour pouvoir comparer avec les premiers résultats obtenus avec le réseau 27, le laser Fabry-Pérot utilisé dans cette configuration a un ISL de 87GHz à un courant actif de 55mA et une température de 25°C. Le traitement anti-reflet influence peu la puissance de sortie maximale de 3.5dBm à 3.8dBm. Par contre, sur la même gamme de longueurs d'onde, la variation de la puissance diminue de 3.7dB à 1.4dB. La plage d'accord avec le réseau traité s'étend sur 5nm supplémentaires de 12nm à 17nm (Figure 4-11). La comparaison entre résultats avec et sans traitement confirme les simulations (Chapitre 3.2.2.1 : « Réflectivité Equivalente ») et par conséquent l'influence néfaste de réflectivités parasites au sein de la cavité.

Malgré les risques liés aux manipulations des réseaux pour ajouter une lentille et un traitement anti-reflet, cette manipulation s'avère indispensable pour le fonctionnement de la cavité externe.



Sans traitement Anti-Reflet



Avec traitement Anti-Reflet

Figure 4-11 : Influence du traitement anti-reflet (SFBG 44)

Cette première configuration ($ISL_{FP}=87\text{GHz}$, $ISL_{SG}=102\text{GHz}$) a permis de vérifier le principe d'accord ainsi que l'influence du traitement anti-reflet sur la fibre. Cependant, ce composant n'était pas initialement prévu pour cette application ($R_{min}<1\%$) et en augmentant le courant actif, nous avons pu observer l'apparition d'une émission laser liée à un réseau de Bragg résiduel sur le composant, au niveau de la section de phase. Les performances de ce composant apparaissent limitées en puissance (apparition d'une raie laser à la longueur d'onde du réseau de Bragg), en agilité en longueur d'onde (Différence d'ISL élevée), de plus le comportement peut être perturbé par la présence du réseau de Bragg parasite. Les prochaines configurations sont testées avec des composants destinés à cette application.

4.2.2.2 Effets de la température

Les nouveaux clivages permettent d'obtenir des composants Fabry-Pérot d'ISL 55GHz ($L_{\phi}=100\mu\text{m}$, $L_{\text{actif}}=700\mu\text{m}$), clivés en face arrière et traités anti-reflet face avant (0.01%). Le premier réseau testé est le réseau 30, sans anti-reflet. Pour décaler le pic de gain du FP ($\lambda_g=1550\text{nm}$) vers la longueur d'onde centrale du réseau ($\lambda_c=1575\text{nm}$), la température est fixée à 30°C. Le courant actif est fixé à 150mA et le courant de phase varie de 0 à 15.5mA.

A 30°C, la puissance couplée varie de 4dBm à 6dBm et le SMSR varie de 36 à 41dB. En diminuant la température à 18°C, il est possible de déplacer la courbe de gain vers les faibles longueurs d'ondes et ainsi d'obtenir 7 longueurs d'ondes supplémentaires (Figure 4-12). La puissance varie entre 4.6 et 6.2dBm et le SMSR varie de 36dB à 40dB. Comme nous avons pu voir précédemment, les fluctuations importantes dans le SMSR et la puissance sont liées à l'absence de traitement AR sur la fibre.

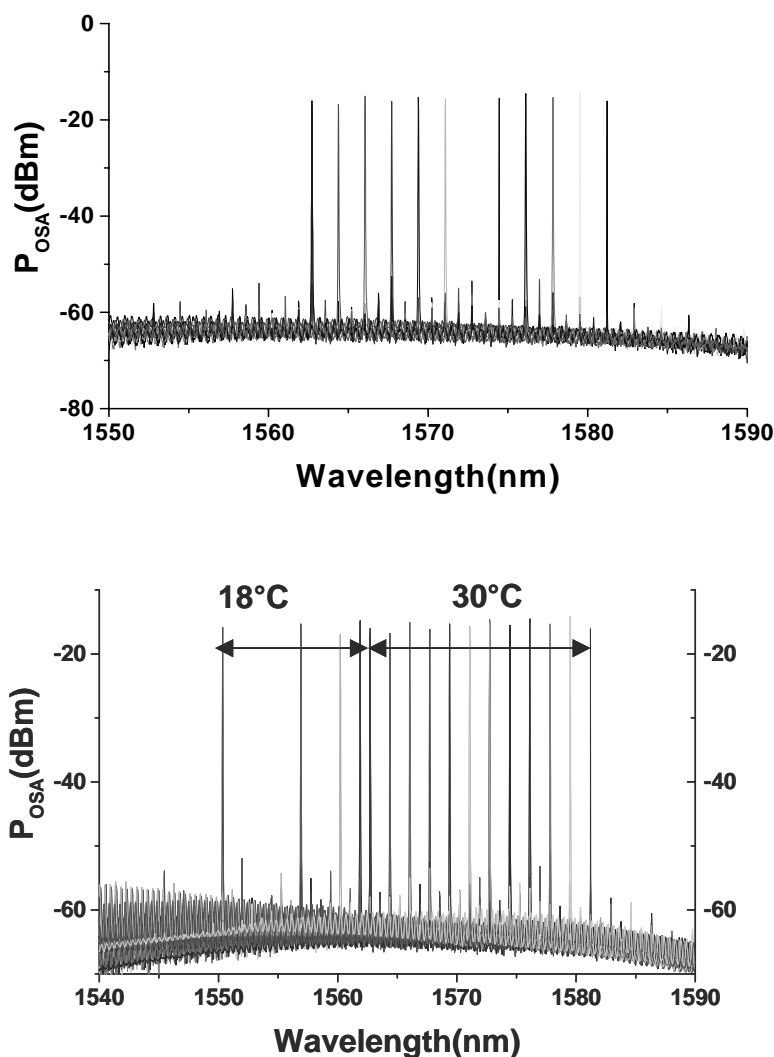


Figure 4-12 : SFBG 30 NAR et ISL_{Fp}=55GHz à 18°C et à 30°C

En combinant les conditions de température et de courant de phase, il est possible d'étendre la gamme d'accord. Néanmoins, cette approche est fastidieuse et s'oppose au fonctionnement rapide du composant.

4.2.2.3 Influence du réseau de Bragg échantillonné

Lors de la comparaison des configurations avec et sans traitement AR (Figure 4-11), le SMSR est supérieur à 35dB avec le SFBG 44, contrairement aux résultats obtenus avec le réseau SFBG 27. Cette différence de SMSR fait ressortir le traitement élevé de la puce ($R_{\min} > 1\%$), mais aussi la remontée des modes secondaires liée à l'élargissement individuel des pics. La différence de puissance semble provenir des pertes dans le réseau induites par ces mêmes lobes secondaires. L'impact sur la puissance de sortie, des pertes liées aux lobes secondaires est vérifié par la suite avec le réseau 48. Pour obtenir un SMSR important et une puissance de sortie élevée, il est nécessaire d'avoir des réseaux échantillonnés ne présentant pas de lobes secondaires importants.

4.2.2.4 Limites d'accord

Pour réduire les réflectivités parasites, le SFBG30 aurait dû subir un traitement anti-reflet, mais cette étape s'est soldée par une casse. Il reste le SFBG44 présentant des propriétés intéressantes ainsi le SFBG48, mais comme pour le SFBG27, l'élargissement des pics entraîne un problème de SMSR et une augmentation des pertes. Les réflectivités parasites sont réduites de manière à ne conserver que la discrimination du peigne de modes Fabry-Pérot dû au traitement anti-reflet de la face de sortie ($R_{\min} \sim 0.01\%$). Les mesures avec les réseaux 44 (Figure 4-13) et 48 traités anti-reflet donnent des résultats d'accordabilité équivalents, mais la puissance couplée avec le réseau 48 est -3dB plus faible (comme pour le réseau 27). Par la suite, seul le réseau 44 sera utilisé dans les expériences. Pour ce réseau, le courant actif est fixé à 150mA et la température à 20°C.

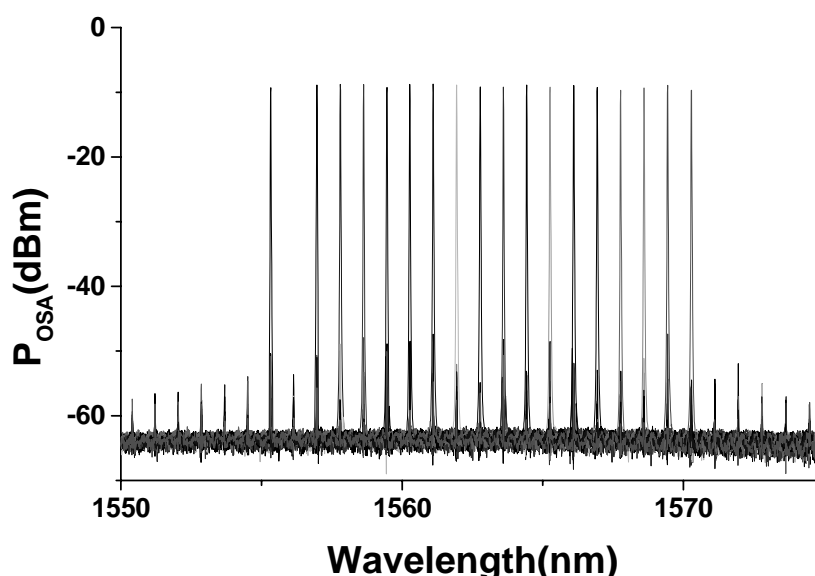


Figure 4-13: Réseau 44 AR et $ISL_{FP} \sim 55\text{GHz}$

Le courant de phase est modifié seulement entre 0 et 3mA. On observe une accordabilité de 15nm, répartie en 18 canaux, dont 17 longueurs d'ondes successives séparées de 100GHz. Le SMSR est supérieur à 40dB sur toute la gamme d'accord avec une puissance maximale couplée de 6.2dBm, variant de seulement 0.6dB [29], [30].

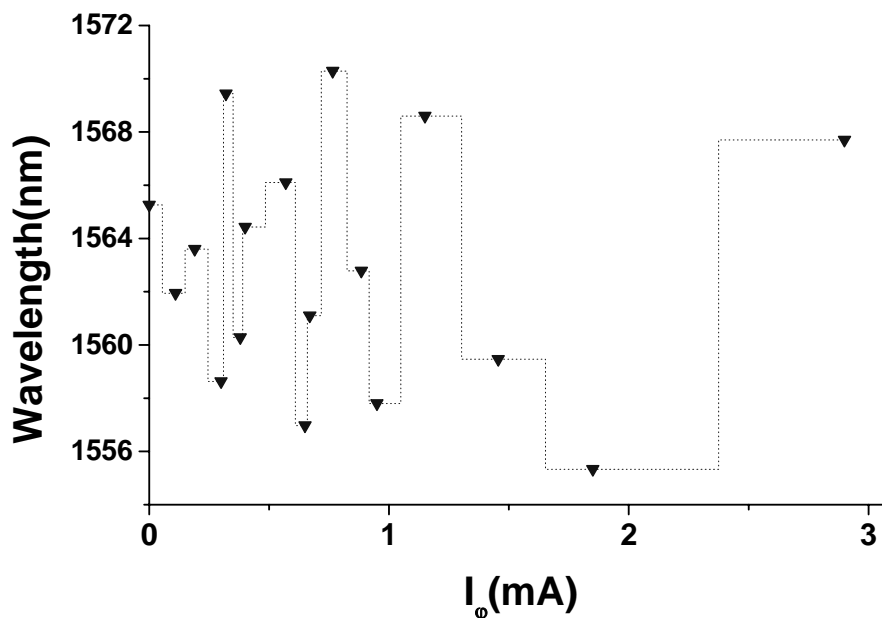


Figure 4-14 : Courbe d'accord Réseau 44 $ISL_{FP}=55\text{GHz}$

La limite d'accord étant inversement proportionnelle à la différence d'ISL entre le Fabry-Pérot ($ISL_{FP}=55\text{GHz}$) et le réseau 44 ($ISL_{SG}=102\text{GHz}$), est de l'ordre de $\sim 5\text{nm}$ pour cette configuration. Néanmoins, en fonction de la phase dans la cavité externe (Lentille, couplage, réseau) et des réflectivités parasites, l'accord maximal, le nombre de longueurs d'ondes ainsi que leur espacement peuvent varier. La table d'accord (Longueur d'onde en fonction du courant de phase) apparaît chaotique et donc difficilement exploitable (Figure 4-14).

La réduction des réflectivités parasites au sein de la cavité a permis de réduire la variation de puissance et de SMSR sur la gamme de longueurs d'onde. De plus, toutes les longueurs d'onde sont régulièrement espacées de 100GHz. L'accordabilité totale est supérieure aux résultats de simulations. Les modélisations prévoient, pour le couple d'ISL 55GHz/102GHz, une accordabilité maximale de 5.2nm au lieu des 15nm expérimentaux.

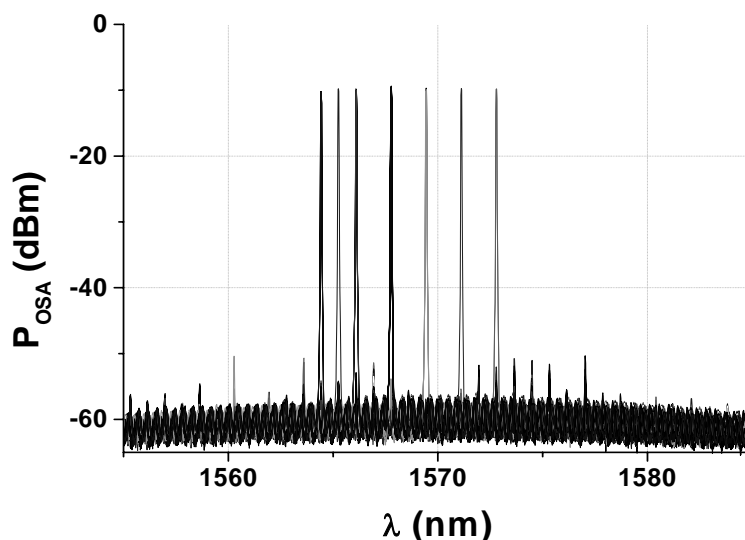
Cette différence d'accordabilité est liée à la qualité du réseau échantillonné. Les pics du réseau échantillonné sont suffisamment étroits pour pouvoir sélectionner un seul mode et éteindre les modes secondaires. En jouant finement sur le courant de phase, il est possible de trouver quelques conditions de courant de phase pour lesquelles le mode sélectionné subit un contre-réaction suffisante pour pouvoir osciller alors que les modes en « multi-coïncidences » éloignées de $\sim 5.2\text{nm}$ ne subissent qu'une faible contre-réaction. La longueur d'onde évolue soit en battant d'une multi-coïncidence à la suivante, soit en glissant jusqu'au prochain réflecteur, ce qui explique l'aspect chaotique de la courbe d'accord (Figure 4-14). Dans des conditions similaires ($ISL_{FP}=54\text{GHz}$, $ISL_{SG}=100\text{GHz}$), la courbe d'accord modélisée au chapitre 3 évolue aussi de manière chaotique (figure 3-31).

Néanmoins, cette configuration impose une grande précision sur le courant de phase (manipulations manuelles) et peut s'avérer instable (battement entre 2 modes en compétition). Malgré toute l'attention apportée au balayage en courant ($\Delta I_{\phi}=5\mu\text{A}$), une longueur d'onde reste inaccessible dans la gamme d'accord. Un tel composant ne présente qu'un faible intérêt pour un industriel. Pour faciliter l'exploitation de la courbe d'accord et augmenter l'accordabilité, il est nécessaire de réduire la différence d'ISL entre le réseau échantillonné et le Fabry-Pérot.

4.2.2.5 Réduction de la différence d'ISL

Le SFBG44 est ainsi testé avec un Fabry-Pérot d'ISL~53GHz traité anti-reflet (10^{-4}) face avant et forte réflectivité face arrière. Les simulations prédisent une accordabilité inférieure à 10nm. Le courant actif est 100mA à une température de 20°C. En réalisant les mesures manuellement, il est possible de trouver un grand nombre de longueurs d'ondes, sur une gamme d'accord supérieure à 10nm. Néanmoins, les plages de courant de phase ou la longueur d'onde est stable restent limitées. De nouveau, l'intérêt industriel est limité.

En automatisant le banc de mesures, le nombre de longueurs d'onde enregistrées diminue mais la courbe d'accordabilité apparaît en marches d'escalier sur 8nm (Figure 4-15). Le SMSR est supérieur à 40dB au centre des marches d'escalier. La puissance maximale couplée est 7.3dBm avec une variation de 1dB (A 200mA et 15°C, la puissance couplée varie entre 8.9dBm et 10.3dBm). Il faut noter que les marches d'escalier sont répétées de manière cyclique, ce qui signifie que le décalage du peigne de modes Fabry-Pérot couvre plusieurs ISL du réseau échantillonné. La longueur de la section de phase n'est pas optimisée et entraîne des pertes excessives. En réduisant cette section, il est possible de réduire les pertes et par conséquent d'améliorer le rendement et la puissance de sortie du laser.



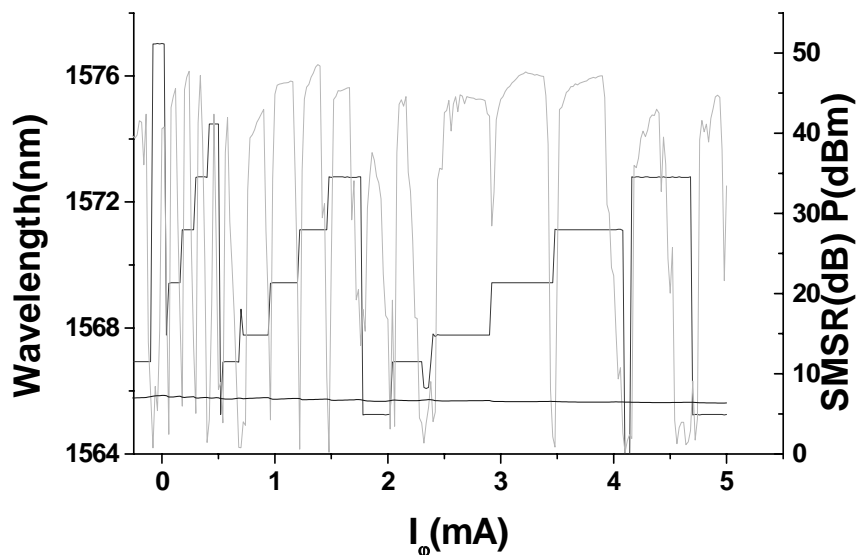


Figure 4-15: Courbe d'accord en marches d'escaliers: $ISL_{FP} \sim 53\text{GHz}$ $ISL_{SG44} \sim 102\text{GHz}$

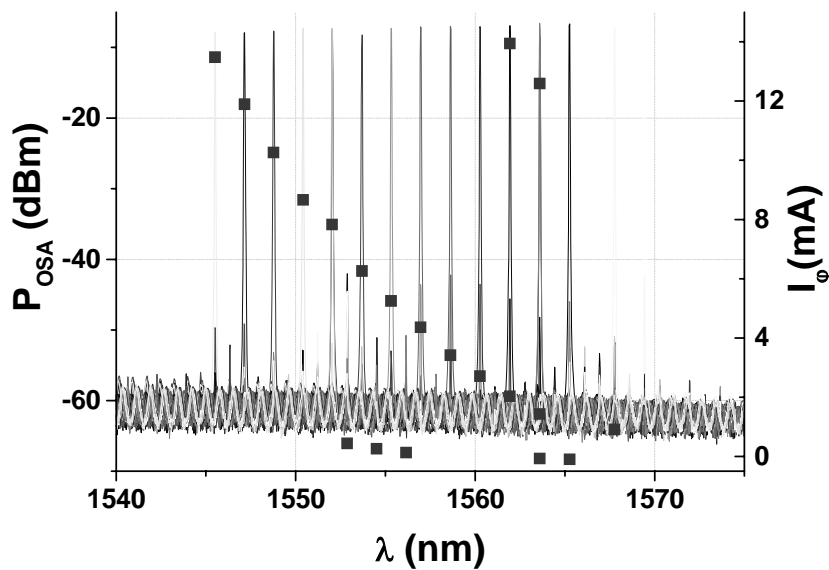
Pour optimiser les caractéristiques du composant, nous avons pu voir qu'il est impératif de réduire au minimum les réflectivités parasites au sein de la cavité, mais aussi de réduire la différence d'ISL afin d'améliorer l'accordabilité et de rendre exploitables les performances du composant.

4.2.3 Résultats d'accordabilité optimisés

Les ISL sont rapprochés de nouveau dans le but d'obtenir une courbe d'accord en marche d'escalier avec une plus grande plage d'accord (PdA). Pour réduire la différence d'ISL, les clivages désirés sont proches de l'ISL du réseau échantillonné. L'incertitude de clivage devient plus pénalisante (Figure 4-3), mais après plusieurs essais, l'ISL obtenu est 98GHz. La différence d'ISL entre le Fabry-Pérot et le réseau échantillonné est égale à la largeur à mi-hauteur individuelle des pics. L'accordabilité maximale simulées est 20.8nm.

Le Fabry-pérot mesure $425\mu\text{m}$, avec une section de phase de $60\mu\text{m}$ et une section active $375\mu\text{m}$. Dans un premier temps, le traitement anti-reflet s'est avéré trop faible ($<10^{-4}$). La discrimination entre modes Fabry-pérot est faible et seules quelques longueurs d'onde sont accessibles. La valeur du traitement anti-reflet a donc été augmentée à 10^{-3} , mais aussi, par voie de conséquence les réflectivités parasites au sein de la cavité. Le courant de la section active est fixé à 125mA. La température est fixée à 45°C pour aligner la courbe de gain du Fabry-Pérot ($\lambda_g=1540\text{nm}$) avec la longueur d'onde centrale du réseau échantillonné ($\lambda_{SG}=1556\text{nm}$). La puissance couplée à cette température est 8dBm ($<11\text{dBm}$ à 25°C).

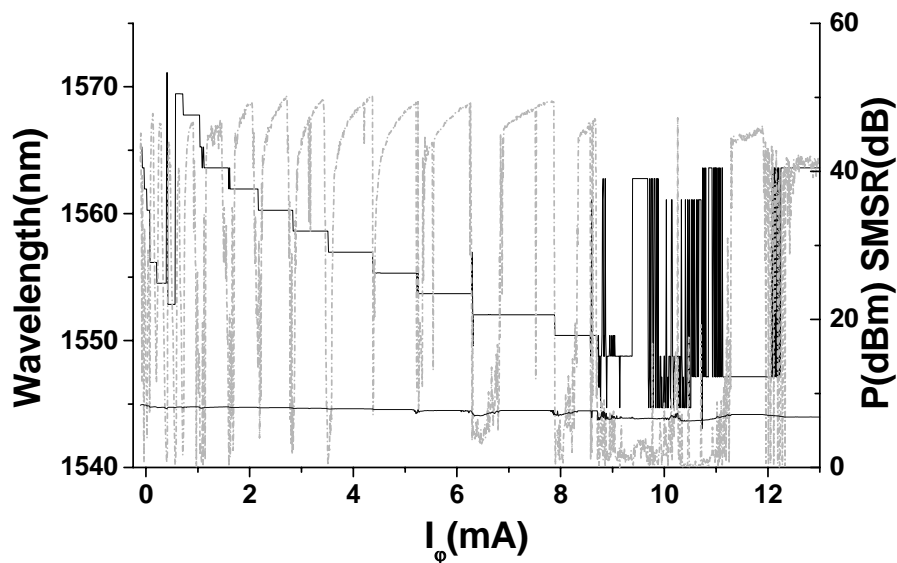
En faisant varier le courant de phase entre 0 et 13mA, l'accordabilité maximale est $\sim 22.4\text{nm}$, mais elle est réduite à $\sim 20\text{nm}$ par marche de 204GHz régulièrement espacées (Figure 4-16). Les valeurs des courants de phase I_ϕ correspondants sont représentés par des carrés.

Figure 4-16: Spectres superposés et courants de phase: $ISL_{FP}=98\text{GHz}$, $ISL_{SG}=102\text{GHz}$

Le déphasage induit par injection de courant est supérieur à deux ISL du Fabry-pérot. Lors du premier déphasage, l'incrément utilisé est $5\mu\text{A}$, mais reste trop grand pour pouvoir accéder à toutes les longueurs d'onde. Lors du deuxième balayage, l'évolution de l'indice avec l'injection de courant est plus lente, la longueur d'onde d'émission laser évolue régulièrement par pas de 204GHz . La modification de l'indice à faible l'injection de porteurs évolue en racine carrée du courant [31], ce qui explique l'évolution rapide à faible courant, puis plus lente à courant élevé.

La courbe d'accord entre 0.5mA et 13mA montre l'évolution de la longueur d'onde comme une fonction monotone du courant de phase (Figure 4-17). Une accordabilité de 20nm , par saut de $\sim 200\text{GHz}$ est obtenue avec une seule commande [32]. Entre 8.5mA et 10.5mA , deux modes espacés de $\sim 20\text{nm}$ (multi-coïncidences) entrent en compétition et ne sont plus discriminés suffisamment par la différence de gain. La longueur d'onde d'émission oscille entre ces deux valeurs. Seules quelques valeurs de courant de phase donnent une émission monomode. La platitude de l'enveloppe du réseau échantillonné devient un désavantage au-delà des 20nm d'accordabilité. Une enveloppe en fonction porte dont la largeur est limitée à l'accordabilité théorique ($\neq \text{sinus cardinal}$) permettrait de dépasser cette limitation. La réflectivité de la face de sortie reste élevée (10^{-3}), ce qui empêche d'accéder à toutes les longueurs d'onde. Pour de faibles différences d'ISL ($ISL_{SG}=100\text{GHz}$, $ISL_{FP}=110\text{GHz}$), l'accordabilité modélisée est proche des résultats expérimentaux.

La réduction de la différence d'ISL a permis d'étendre l'accordabilité à $\sim 20\text{nm}$ par saut de 204GHz . Le réseau échantillonné utilisé ayant un ISL proche de 102GHz , l'accordabilité devrait s'effectuer par saut correspondant à cet ISL. La différence est attribuée au traitement AR (10^{-3}) trop élevé, qui induit une perturbation de la réflectivité équivalente (Figure 3-30). Les longueurs d'ondes ayant une réflectivité trop faible deviennent inaccessibles. Pour réduire les perturbations de la réflectivité équivalente du réseau échantillonné, il faut diminuer la valeur du traitement AR. Cependant, pour conserver une discrimination suffisante entre les modes Fabry-Pérot, il faut augmenter le gain net du semiconducteur.

Figure 4-17: Courbe d'accord $ISL_{FP}=98\text{GHz}$, $ISL_{SG}=102\text{GHz}$

Le principe d'accord de la cavité externe CLARA a permis de démontrer une accordabilité de 20nm, répartie en 12 canaux espacés de 204GHz en n'utilisant qu'une seule commande en courant. La courbe d'accord correspondante permet d'établir une table d'allocation simplifiée, réduisant ainsi la complexité de l'électronique de contrôle. La simplicité du fonctionnement du laser est ainsi appliquée à la commutation de longueur d'onde.

4.2.4 Source rapidement accordable

4.2.4.1 Commutation de longueur d'Onde

En modulant le courant de phase entre deux valeurs pré-déterminées, il est possible de faire varier la longueur d'onde d'émission entre les deux longueurs d'onde correspondantes. Le montage expérimental est similaire au précédent. La source de courant de phase est à présent modulée par un signal en créneaux à 10MHz à l'aide d'un té de polarisation (Figure 4-18). La sortie du laser est séparée en deux voies. La première sert à observer l'évolution du laser sur Analyseur de Spectre Optique (OSA). Le spectre d'émission est ainsi intégré dans le temps. La seconde voie est filtrée puis envoyée vers une photodiode et analysée par un Oscilloscope (CSA). L'évolution de la longueur d'onde en fonction du temps est observée pour mesurer le temps de commutation.

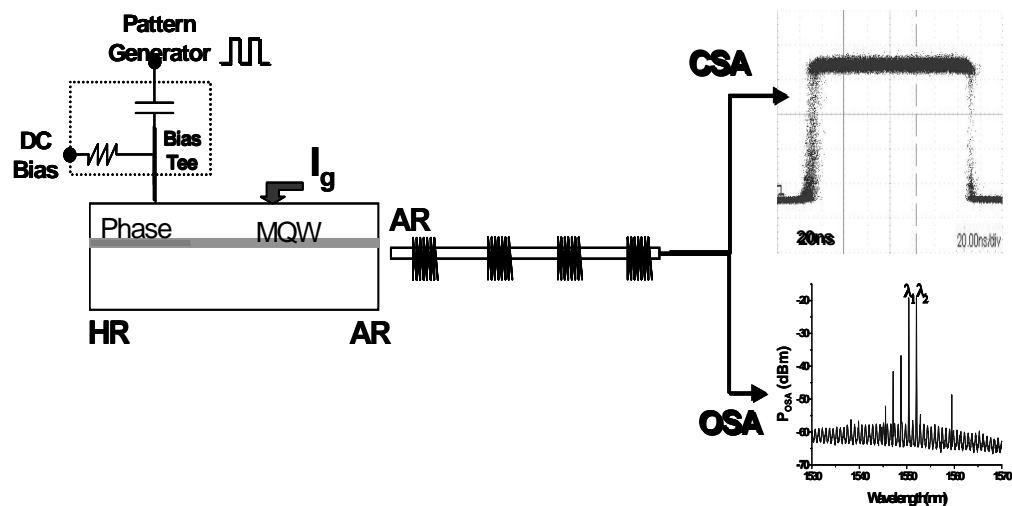


Figure 4-18 : Montage expérimental commutation de longueur d'onde

Le montage électrique de la section de phase n'est pas adapté pour la commutation, ce qui entraîne une sur-modulation du courant de phase. La sur-modulation du courant de phase entraîne l'apparition de longueurs d'ondes non désirées. Pour contourner cette limitation, la commutation n'est réalisée que pour deux canaux adjacents. L'écart en courant et par conséquent la sur-modulation sont plus faibles. Le temps de commutation est inférieur à 20ns (4-19). La limitation du temps de commutation est attribuée à la durée de vie des porteurs mais aussi aux instabilités liées au montage électrique. Les instabilités électriques sont confirmées par la forte gigue sur les temps de montée et de descente observée sur le CSA. Sur l'analyseur de spectre optique, on peut observer les longueurs d'ondes parasites liées à la sur-modulation en courant (Figure 4-19).

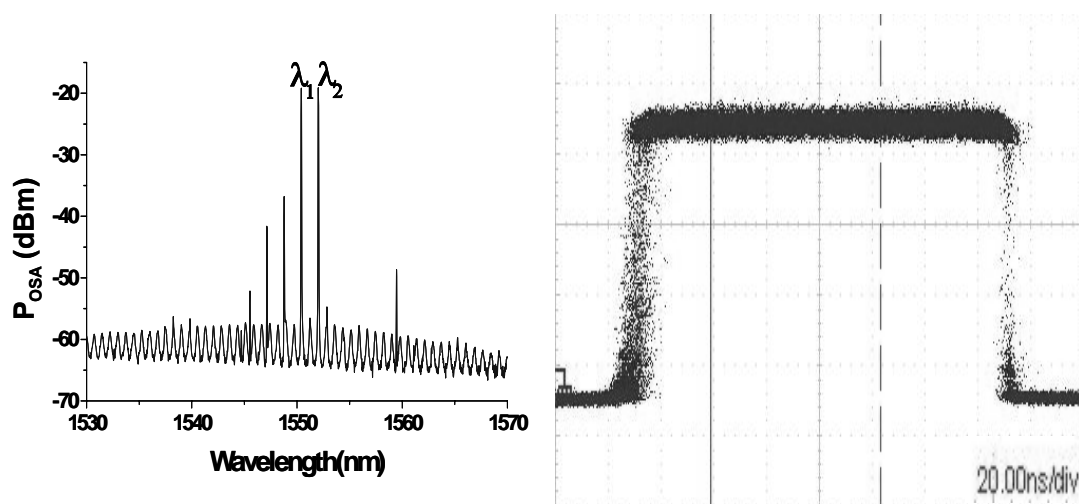


Figure 4-19: Temps de commutation et spectre d'émission intégré

4.2.4.2 Conversion de longueur d'onde

Le temps de commutation mesuré est inférieur à 20ns. En injectant la sortie de la cavité externe dans un convertisseur de longueur d'onde [33], il est possible

d'utiliser le faible temps de commutation pour la conversion de longueur d'onde et par conséquent la commutation optique de paquets.

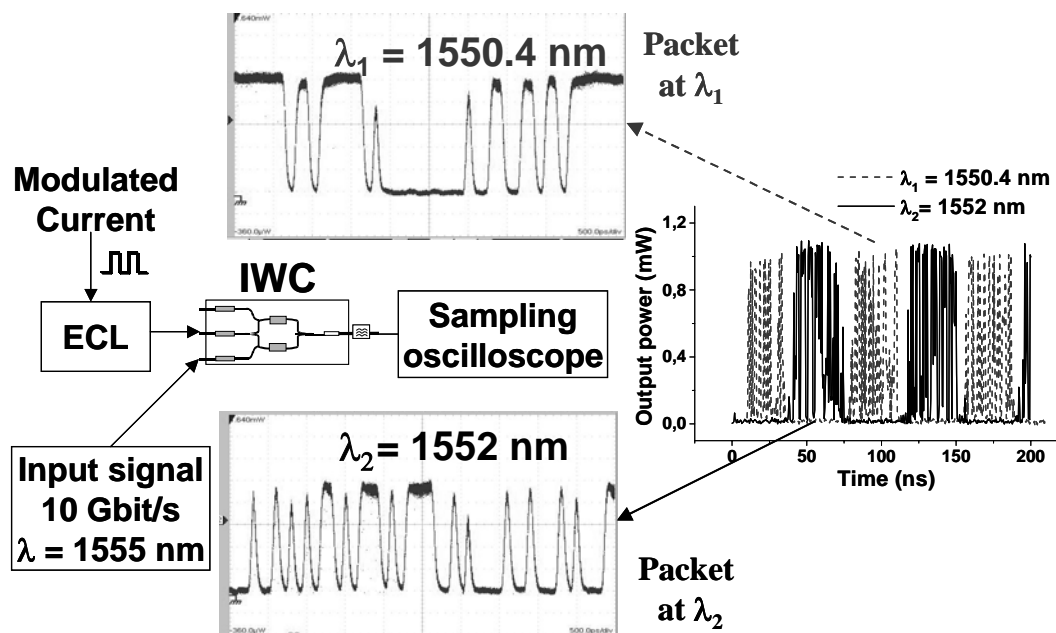


Figure 4-20 : Commutation de paquets

Un signal à une longueur d'onde donnée λ_0 , modulé à 10Gbit/s, est inséré dans un convertisseur de longueur d'onde. Pour convertir le signal, il est nécessaire d'injecter une longueur d'onde de conversion. Ainsi, l'émission modulée en longueur d'onde entre λ_1 et λ_2 de la cavité externe est injectée dans le convertisseur. En sortie, la longueur d'onde λ_0 est périodiquement convertie entre λ_1 et λ_2 . La sortie du convertisseur est analysée sur un CSA (Figure 4-20).

Chaque longueur d'onde d'émission représente un paquet optique, à condition d'utiliser un démultiplexeur après transmission. L'évolution de chaque longueur d'onde est analysée après filtrage. La conversion n'apparaît pas comme le point bloquant de l'expérience. Le temps de commutation entre paquets mesuré est 20ns, seulement limité par la source. Le montage expérimental est adapté à la commutation de paquets à 10Gbit/s si le temps entre les paquets reste supérieur ou égal à 20ns [34]. La mesure de taux d'erreur par canal n'a pas été possible, faute d'avoir un appareil de mesure de taux d'erreur fonctionnant en mode paquet (Synchronisation de la mesure et du début du paquet).

4.3 Synthèse des Résultats et Perspectives

Le principe d'accord de la cavité externe est démontré avec une accordabilité de 20nm par saut de ~200GHz en n'utilisant qu'une seule commande en courant. La puissance couplée est 8dBm pour un courant actif de 125mA à 45°C. A 25°C, la puissance couplée s'élève à ~11dBm. Les modélisations d'agilité en longueur d'onde sont en accord avec les résultats expérimentaux pour de faibles différences d'ISL. D'après les simulations, une accordabilité de 30 voire 40nm est réalisable en diminuant la largeur à mi-hauteur des réflecteurs, ainsi que la différence d'ISL. Les valeurs précises sont données dans la partie modélisation. L'impact du traitement anti-reflet et de la phase dans la cavité externe, mis en exergue lors des simulations, a été

confirmée expérimentalement. Pour permettre d'accéder à toutes les longueurs d'ondes, il est nécessaire de réaliser un compromis sur la valeur du traitement anti-reflet. Si le traitement est trop élevé, toutes les longueurs d'ondes ne sont pas accessibles. Si celui-ci est trop faible, les modes Fabry-pérot ne sont pas suffisamment discriminés. Pour les grands ISL (100GHz, 200GHz), il est nécessaire d'augmenter la valeur du traitement anti-reflet ou d'augmenter le gain modal pour améliorer la discrimination. La valeur du traitement anti-reflet sur la puce doit être inférieure à 10^{-3} pour permettre d'accéder à toutes les longueurs d'onde, mais le gain doit être augmenté en augmentant le courant de fonctionnement optimal (réduction des fuites, pertes...) ou en augmentant la longueur de section active (en réduisant la longueur de section de phase). Ces optimisations rendent ce composant potentiellement adapté à la large accordabilité par saut de 50GHz, 100GHz ou 200GHz avec une seule commande de contrôle.

Au-delà de l'accordabilité, le composant est capable de changer de longueur d'onde entre canaux adjacents en moins de 20ns. Pour réduire le temps de commutation, le schéma électrique doit être adapté sur 50Ω pour permettre de moduler rapidement le courant de phase. Le temps de commutation devrait ainsi être réduit à quelques ns, correspondant à la durée de vie des porteurs. L'optimisation du circuit électrique doit permettre d'étendre la commutation à toutes les longueurs d'onde. Expérimentalement, nous avons pu vérifier que la variation d'indice nécessaire pour pouvoir balayer un ISL du réseau échantillonné est faible, ce qui signifie que l'application d'un champ électrique (Effet Electro-Optique) à la section de phase doit permettre d'accorder largement et rapidement (en dessous de la durée de vie des porteurs).

Les perspectives d'optimisation résident en la réalisation d'un réseau échantillonné avec des pics étroits ($\sim 2\text{GHz}$ pour du 100GHz), une optimisation du compromis gain/traitement anti-reflet pour la discrimination des modes. L'utilisation d'un réseau échantillonné en fonction porte ayant une bande passante légèrement inférieure à l'accordabilité simulée (multi-coïncidence théorique) doit résoudre les problèmes de SMSR/ accordabilité (Les multi-coïncidences sont repoussées en dehors de la bande passante du réflecteur). Il est ainsi possible d'atteindre 40nm d'accordabilité en accédant à tous les canaux. Pour augmenter la puissance de sortie, une optimisation du composant Fabry-Pérot par rapport à la température et au courant de fonctionnement sont facilement réalisables. Le couplage entre le Fabry-pérot et le réseau peut être amélioré pour augmenter la puissance de sortie. La rapidité d'accord peut être réduite en améliorant le montage électrique et/ou en utilisant l'application d'un champ électrique pour accorder le laser. Une voie d'investigation reste la possibilité d'une version intégrée (Réseau échantillonné en semiconducteur) avec éventuellement l'intégration d'un modulateur ou/et d'un SOA.

En conclusion, la cavité CLARA est adaptée à la large et rapide accordabilité : Cette source a permis de réaliser une accordabilité de 20nm par saut de 200GHz, contrôlé par un seul courant avec une puissance couplée de 8dBm à 45°C. Le temps de commutation entre canaux est inférieur à 20ns.

5 Source Continûment Accordable: Continuum

L'objectif de ce chapitre est de décrire le fonctionnement et les résultats obtenus avec la source accordable, dite «Continuum», incluant un réseau de Bragg à pas variable.

5.1 Les Réseaux de Bragg à pas variable

5.1.1 Description générale

Les réseaux de Bragg à pas variable sont largement utilisés pour la compensation de dispersion, dans les systèmes de télécommunication. Leur utilisation ainsi que leurs caractéristiques sont différentes dans nos expériences. Néanmoins, il est intéressant de commencer par décrire leurs propriétés. Le réseau de Bragg à pas variable (ou Chirped Bragg Grating en Anglais) se distingue du réseau de Bragg classique (Chapitre 2) du fait que le pas optique du réseau est dépend de la longueur $n_{\text{eff},g}(z)\Lambda(z)$. La longueur d'onde de Bragg correspondante dépend donc du trajet optique $\lambda_B(z)=2 n_{\text{eff}}(z)\Lambda(z)$. Le pas optique du réseau peut ainsi être changé en modifiant le pas physique du réseau ou l'indice du réseau (Figure 5-1). Le plus souvent, la variation du pas est linéaire (LCBG¹) ou par saut (SCBG²), mais d'autres modes de variation sont parfois utilisés [35].

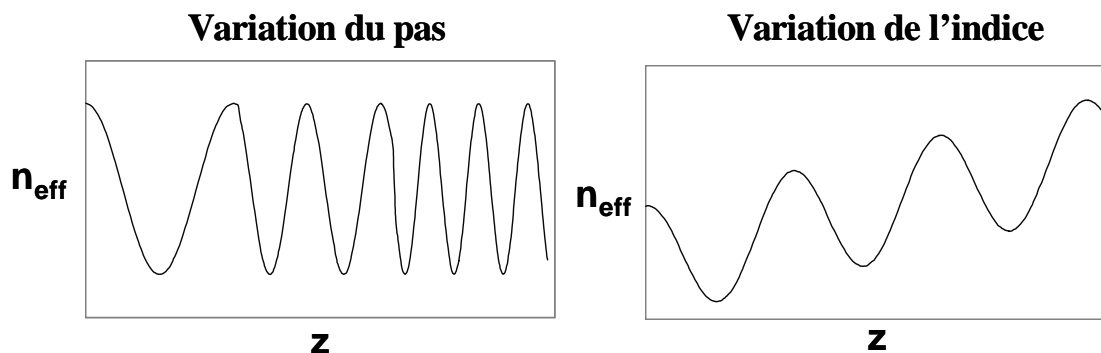


Figure 5-1 : Profils d'indice de réseaux à pas variable

5.1.2 Propriétés de Phase et d'Amplitude

Dans nos réseaux de Bragg à pas variable, l'indice effectif moyen est constant mais le pas et par conséquent la longueur d'onde de Bragg sont dépendants de la longueur (Equation 5-1). Une longueur d'onde est réfléchiée en un point z tel que $\lambda_B(z)=2n_{\text{eff}}\Lambda(z)$. Le schéma d'un réseau à pas variable et son spectre de transmission sont représentés sur la figure 5-2. L'évolution de la longueur d'onde par rapport à la longueur de pénétration permet de définir le «chirp». Dans notre expérience, le chirp étant linéaire, il peut s'exprimer comme la différence de longueur d'onde entre le début et la fin du réseau sur la longueur totale (Equation 5-1).

¹ LCBG: Linearly Chirped Bragg Grating

² SCBG: Step Chirped Bragg Grating

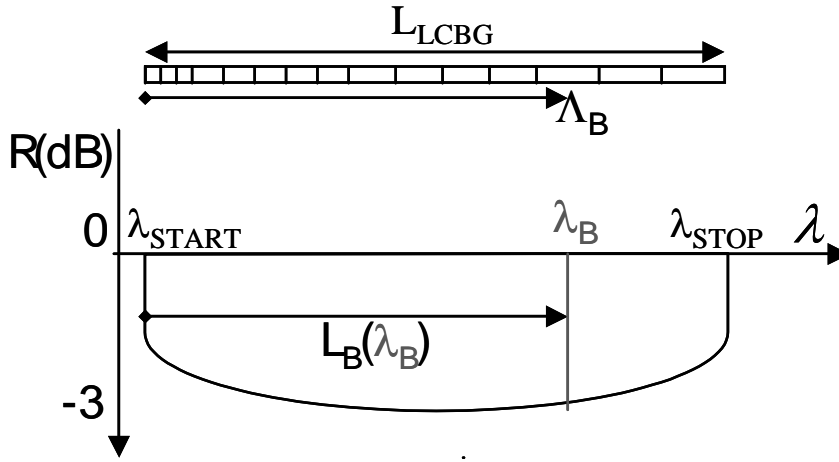


Figure 5-2: Schéma et spectre de transmission d'un Réseau à pas variable

$$C_{LCBG} = \frac{\partial \lambda_B}{\partial L} = \frac{\lambda_{Bstart} - \lambda_{Bstop}}{L_{LCBG}}$$

$$L_{LCBG}(\lambda_B) = \frac{(\lambda_{stop} - \lambda_B)}{|C_{LCBG}|}$$

Équation 5-1: Chirp linéaire dans un réseau et longueur de pénétration

La modification du pas du réseau avec la longueur entraîne une modification de la longueur d'onde de Bragg, mais aussi une modification de la phase. Pour une variation linéaire, la variation de phase peut ainsi s'exprimer en fonction du chirp (Equation 5-2) [36].

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} = 2 \times \frac{-4\pi n_{eff} z}{\lambda^2} \times \frac{\partial \lambda}{\partial z} = 2 \times \frac{-4\pi n_{eff} z}{\lambda^2} \times C_{LCBG}$$

Équation 5-2: Variation de la phase dans un réseau à pas variable

La connaissance de la phase dans un réseau à pas variable permet de résoudre l'une des conditions d'oscillation. Néanmoins, pour caractériser un réseau de Bragg à pas variable, il est utile d'introduire la dispersion D_{LCBG} et le temps de groupe τ_g . La dispersion correspond à la différence du temps de propagation dans un milieu dispersif pour deux longueurs d'ondes différentes (Equation 5-3). La dispersion est souvent exprimée en ps/nm.

$$D_{LCBG} = \frac{\partial \tau_g}{\partial \lambda} = \frac{2n_{eff}}{c} \times \left(\frac{\partial \lambda}{\partial z} \right)^{-1} = \frac{2n_{eff}}{c} \times C_{LCBG}^{-1}$$

Équation 5-3: Dispersion dans un réseau à pas variable linéairement

La description des caractéristique du réseau de Bragg à pas variable permet de présenter le fonctionnement de la source « continuum ». Il est maintenant possible d'introduire le principe de fonctionnement de la source.

5.2 Concept du laser accordable Continuum

Le concept du laser Continuum repose sur l'idée d'un laser accordable pouvant accéder simplement et continûment à toutes les longueurs d'ondes dans la gamme d'accordabilité définie par le réseau de Bragg. La condition d'oscillation dans un laser à réseau de Bragg est définie en phase et en amplitude (Chapitre 2). Pour pouvoir osciller, un mode longitudinal doit être proche de la longueur d'onde de Bragg λ_B et avoir un déphasage de 2π après un Aller-Retour dans la cavité. Si la longueur d'onde du mode longitudinal et la longueur d'onde de Bragg évoluent simultanément, il est possible d'étendre la condition d'oscillation à l'enveloppe du réseau de Bragg. Pour faire correspondre longueur d'onde de Bragg et longueur d'onde d'oscillation de manière continue, il est nécessaire d'utiliser un réseau de Bragg à pas variable¹. Les dimensions de cette cavité « continuum » sont dérivées des conditions d'oscillations.

5.2.1 Conditions d'oscillation

La résolution des conditions d'oscillation du laser continuum permet de déduire les dimensions de la cavité. La cavité est composée d'un milieu actif fournissant le gain au sein d'un résonateur constitué de la face arrière du semi-conducteur et du réseau de Bragg à pas variable. La cavité peut être intégrée, avec le réseau de Bragg réalisée directement à l'extrémité du guide actif (Figure 5-3) ou en cavité externe avec un réseau inscrit dans une fibre. Pour les deux approches, les équations à résoudre sont identiques, mais les dimensions dérivées de ces calculs amènent à des résultats différents.

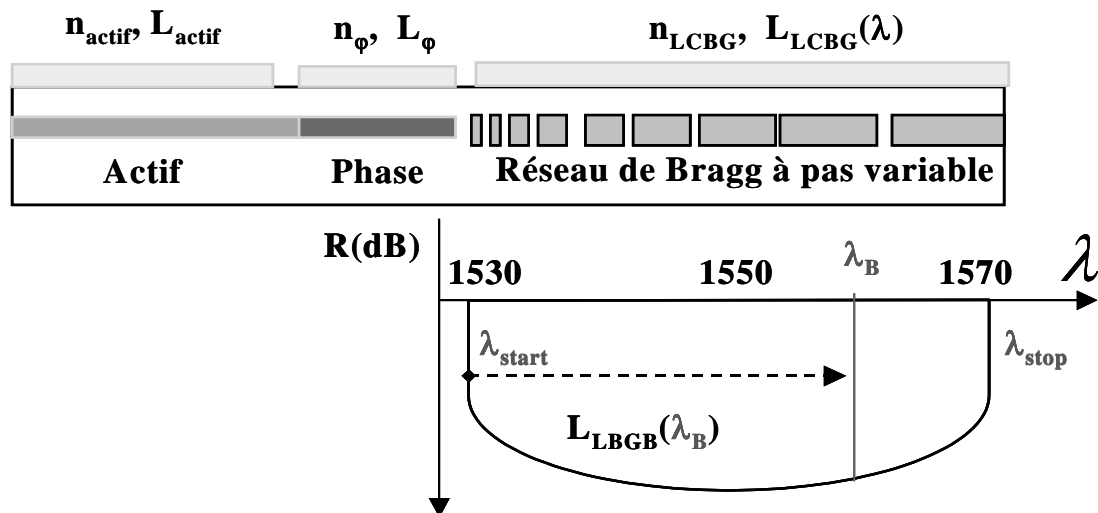


Figure 5-3: Schéma de la cavité continuum intégrée

Les dimensions de la cavité sont obtenues en posant les conditions d'oscillation en phase pour la première (λ_{start}) et dernière (λ_{stop}) longueur d'onde de l'enveloppe du réseau de Bragg (Equation 5-4), avec $\Delta\lambda = \lambda_{\text{start}} - \lambda_{\text{stop}}$ la bande passante du réseau de Bragg à pas variable. En effectuant un développement en série de Taylor au premier

¹ LCBG: Linearly Chirped Bragg Grating

ordre de la longueur $L_{LCBG}(\lambda)$ dans le réseau de Bragg (Equation 5-5), il est possible de coupler les deux équations de phase.

$$n_{actif}L_{actif} + n_{\varphi}L_{\varphi} + n_{LCBG}L_{LCBG}(\lambda_{start}) = m \frac{\lambda_{start}}{2}$$

$$n_{actif}L_{actif} + n_{\varphi}L_{\varphi} + n_{LCBG}L_{LCBG}(\lambda_{start} + \Delta\lambda) = m \frac{\lambda_{start} + \Delta\lambda}{2}$$

Équation 5-4: Conditions d'oscillation en phase laser continuum

$$L_{LCBG}(\lambda_{start} + \Delta\lambda) = L_{LCBG}(\lambda_{start}) + \frac{\partial L_{LCBG}}{\partial \lambda} \Delta\lambda$$

Équation 5-5: Développement de Taylor de la longueur de pénétration

Le développement en série de Taylor fait ressortir la variation de la longueur par rapport à la longueur d'onde $\partial L_{LCBG}/\partial \lambda$, soit l'inverse du chirp C_{LCBG} . En substituant ce développement dans l'une des équations d'oscillation en phase, il est possible d'extraire les dimensions de la cavité correspondants à la condition d'oscillation en phase continuum (Equation 5-6). Il est important de noter que le numéro m du mode reste inchangé dans les deux conditions d'oscillation en phase, ce qui permet de parler de condition d'oscillation continuum.

$$C_{\lambda}(L_{LCBG}) = \frac{\partial \lambda_B}{\partial L_{LCBG}} = \frac{n_{LCBG} \lambda_{start}}{n_{actif}L_{actif} + n_{\varphi}L_{\varphi} + n_{LCBG}L_{LCBG}(\lambda_{start})}$$

Équation 5-6: Condition d'oscillation continuum

Si les dimensions de la cavité sont adaptées, la condition de résonance laser est vérifiée sur un large spectre. Si la compétition entre les différentes fréquences est négligeable, le composant doit émettre un continuum. Dans le cas contraire, l'émission laser risque d'être instable. L'oscillation peut-être stabilisée en forçant le laser à émettre sur une longueur d'onde sélectionnée. Le mode de sélection choisi est une légère modulation du courant actif. On espère ainsi pouvoir réaliser du blocage de phase. La fréquence de modulation est reliée au trajet optique par l'intervalle spectral libre (Equation 5-7). En changeant la fréquence de modulation, le trajet optique d'oscillation peut-être modifié et par conséquent, du au réseau de Bragg à pas variable, la longueur d'onde d'émission. Il faut noter que la longueur d'onde doit varier continûment avec la fréquence.

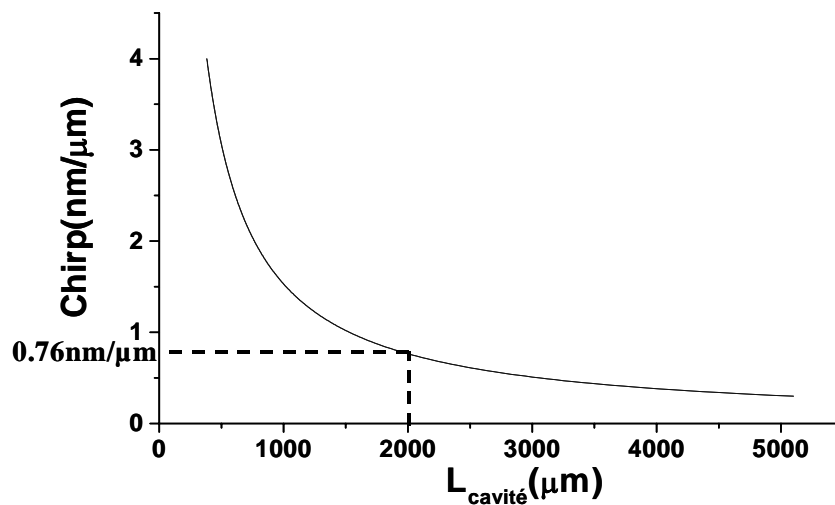
$$f_{RF}(\lambda) = \frac{m^{th} c}{2 [n_{actif}L_{actif} + n_{\varphi}L_{\varphi} + n_{LCBG}L_{LCBG}(\lambda)]} \alpha \frac{1}{L_{cavité}(\lambda)}$$

Équation 5-7: Fréquence de modulation et longueur d'onde d'émission

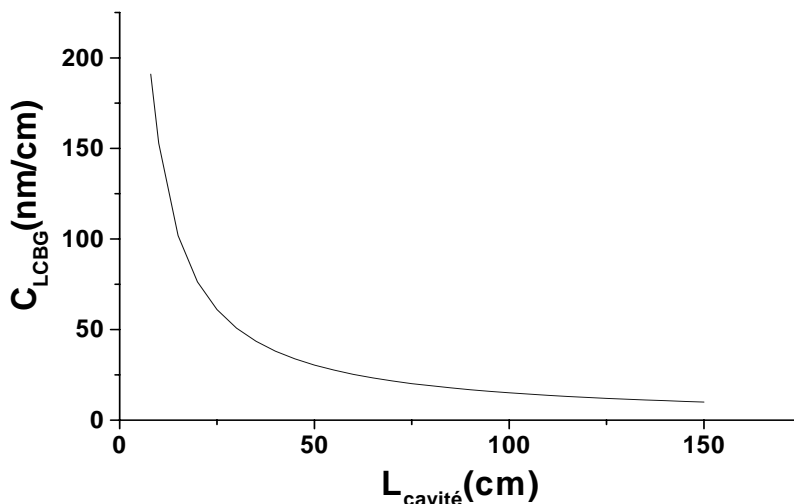
5.2.1.1 Dimensions en cavité intégrée ou externe

A partir de cette relation, il est possible de calculer le chirp du réseau à pas variable en fonction de la longueur de la cavité (Figure 5-4). Les ordres de grandeurs diffèrent fortement si l'on considère une cavité intégrée ($n_{\text{actif}} \approx n_{\phi} \approx n_{\text{LCBG}} \approx 3.5$) ou une cavité étendue avec un réseau sur fibre ($n_{\phi} \approx n_{\text{LCBG}} \approx 1.45$). Plus le chirp est élevé et plus la cavité est courte. Il est donc important de chercher à obtenir un chirp élevé pour réduire les dimensions de la cavité.

Pour obtenir un fort chirp sur un composant de la famille III-V, il est nécessaire d'avoir recours à une technologie d'inscription par faisceau d'électrons (E-beam). Avec un réseau dans la fibre, les réseaux de Bragg à pas variable peuvent être réalisés à l'unité des fibres à Alcatel à partir de masques de phase commerciaux ($C_{\text{LCBG}} = 10 \text{ nm/cm}$ et $C_{\text{LCBG}} = 56.14 \text{ nm/cm}$).



Version intégrée ($n_{\text{actif}} = n_{\phi} = n_{\text{B}} = 3.5$)



Cavité externe ($n_{\text{actif}} = 3.5, n_{\phi} = n_{\text{B}} = 1.45$)

Figure 5-4: Chirp du LCBG en fonction de la longueur de la cavité

En optique intégrée, la longueur de la cavité doit être inférieure à 2mm. Au delà, les pertes optiques seront rédhibitoires et/ou le nombre de composants sur une plaque de deux pouces sera insuffisant. Une telle longueur de cavité impose des chirp supérieurs à $0.76\text{nm}/\mu\text{m}$ (Version intégrée Figure 5-3). Le réseau de Bragg au pas le plus fortement variable, décrit dans la littérature, a un chirp de l'ordre de $0.145\text{nm}/\mu\text{m}$ [37]. Pour notre application, cette valeur est trop faible car elle impose des longueurs de cavités supérieures à 1cm. Pour réaliser des valeurs de chirp plus élevées, il est nécessaire d'utiliser des procédés permettant de descendre sous la limite de résolution des masqueurs électroniques (pas de grille minimum de 2.5nm avec LEICA VB5). Plusieurs méthodes [38], [39], permettent de réaliser des réseaux à pas variable, mais elles entraînent des fluctuations du temps de groupe et du spectre de réflectivité. La mise au point d'une nouvelle méthode d'inscription visant à réduire ces fluctuations, a permis de rendre la différence de pas d'écriture inférieure au pas de grille des masqueurs électroniques (Figure 5-5). L'objectif de cette méthode est de réaliser des réseaux à pas variable avec une évolution réellement linéaire, comparée aux autres approches. Cette méthode de réalisation de réseau de Bragg à pas variable fait actuellement l'objet d'une proposition de brevet.

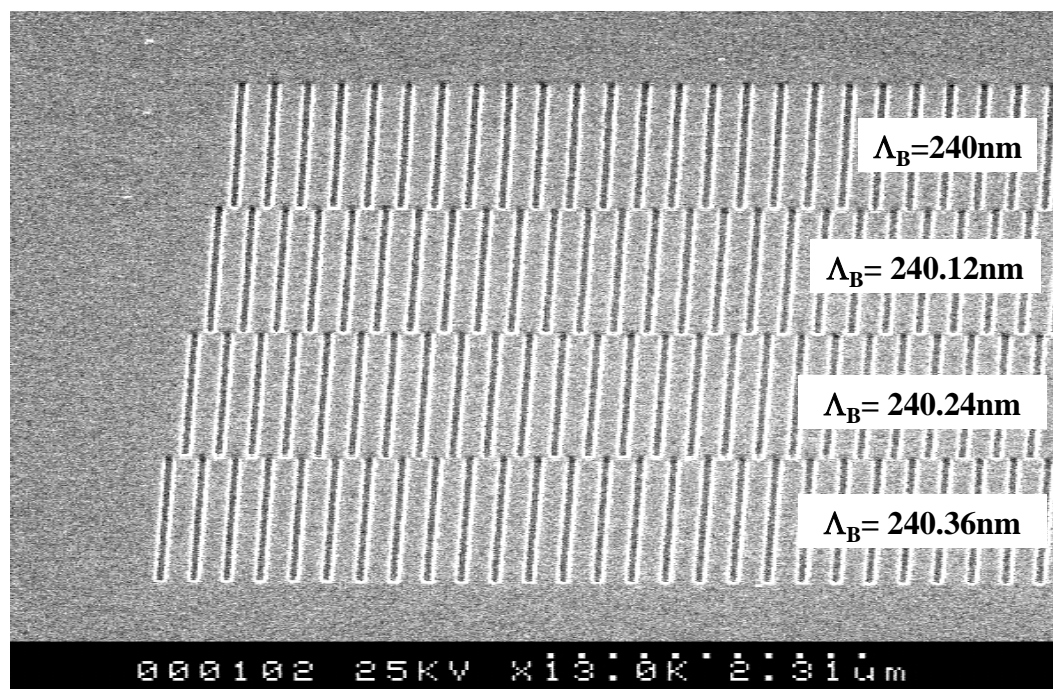


Figure 5-5: Inscription de Réseaux de Bragg avec $\Delta\Lambda < 2.5\text{nm}$

Pour les réseaux photo-inscrits sur fibre, les dimensions sont calculées à partir d'une longueur d'onde $\lambda_{\text{start}} = 1.525\mu\text{m}$ et une condition d'oscillation continuum sur 50nm. Les cavités doivent avoir respectivement des longueurs de 152.8 cm et 27cm pour des chirps de $10\text{nm}/\text{cm}$ et $56.14\text{nm}/\text{cm}$. Dans la suite, on ne considèrera que l'approche utilisant un réseau dans la fibre.

5.2.1.2 Tolérances sur les dimensions de la cavité

Les tolérances sur les dimensions de la cavité deviennent critiques avec le chirp. Pour $C_{\text{LCBG}} = 56.14\text{nm}/\text{cm}$, une erreur sur la longueur de 0.5 cm réduit la gamme

d'oscillation continuum de $\sim 28\text{nm}$. Pour un chirp plus faible $C_{\text{LCBG}}=10\text{nm/cm}$, la perte n'est que de 5nm . Les tolérances sur les dimensions de la cavité peuvent être calculées pour une perte continuum de 10nm . En agrandissant les résultats pour les courtes et les longues cavités, on observe que les tolérances diminuent avec l'augmentation du chirp (Figure 5-6).

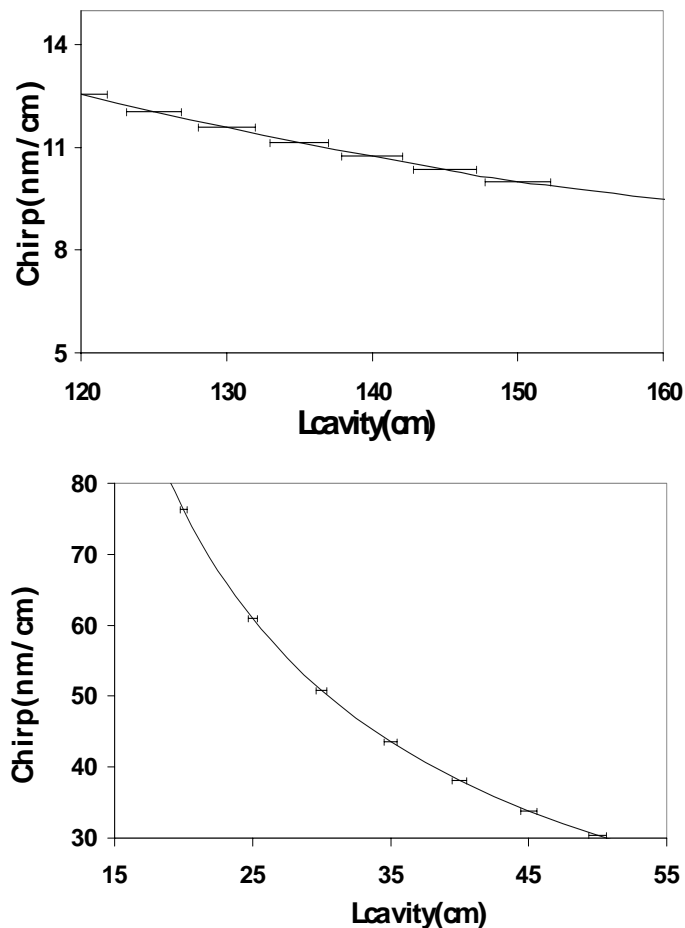


Figure 5-6 : Tolérances des dimensions de la cavité pour les longues et courtes cavités

Les dimensions permettant d'atteindre une émission Continuum sont à présent connues. Les tolérances liées à la dimension de la cavité ont été dérivées. Par la suite, seuls les réseaux de Bragg en cavité externe sont utilisés dans les expériences.

5.2.2 Montage Expérimental

Le montage expérimental (figure 5-7) est similaire à celui décrit dans le chapitre 4. Il permet de caractériser la partie passive du laser à l'aide d'un EDFA. Les spectres de réflexion et les propriétés des réseaux de Bragg à pas variable sont donnés dans la partie 5.2.3.

La cavité est composée d'un Laser Fabry-Pérot et d'un réseau de Bragg à pas variable. La section active fournit le gain permettant l'oscillation laser. Pour changer la longueur d'onde du laser, le courant de la section active I_{actif} est modulé à une fréquence $f_{\text{RF}}(\lambda)$. Un té de polarisation est utilisé pour moduler périodiquement le courant actif à l'aide d'un générateur de signaux. La température de la cavité Fabry-

Pérot est fixée à l'aide d'un contrôleur de température Pelletier. La sortie du laser est divisée à l'aide de plusieurs coupleurs de manière à pouvoir contrôler simultanément l'évolution des différents paramètres. Le couplage entre le réseau à pas variable et le semiconducteur est optimisé à l'aide d'un puissance-mètre optique. L'allure spectrale du laser est observée sur un analyseur de spectre optique. De même, l'évolution temporelle de la sortie du laser est simultanément observée à l'aide d'une photodiode et d'un oscilloscope. Le montage expérimental nous permet de tester nos deux valeurs de chirp disponibles (10nm/cm et 56.14nm/cm).

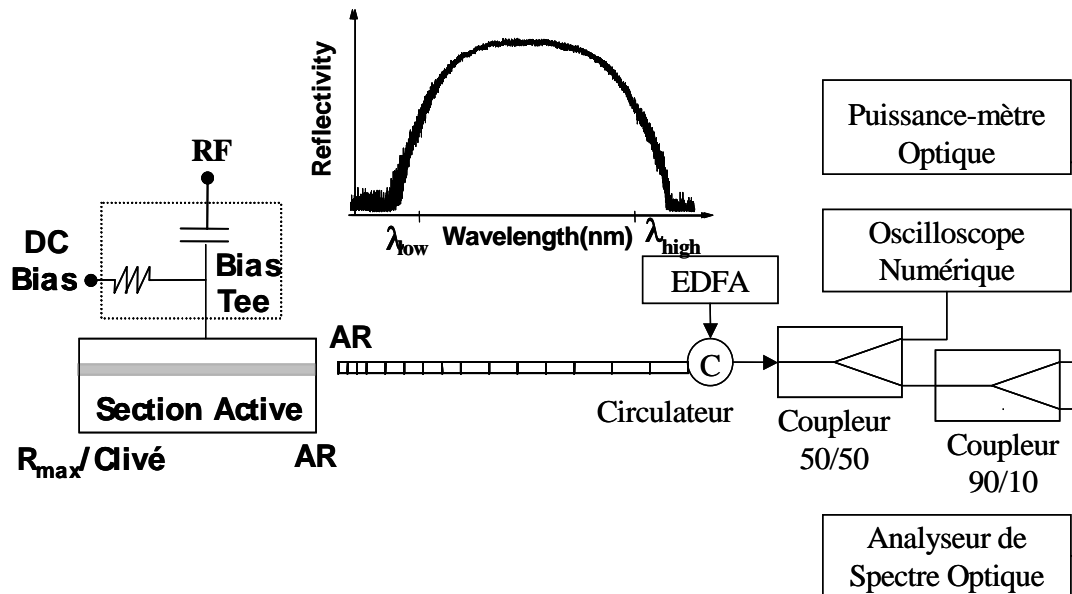


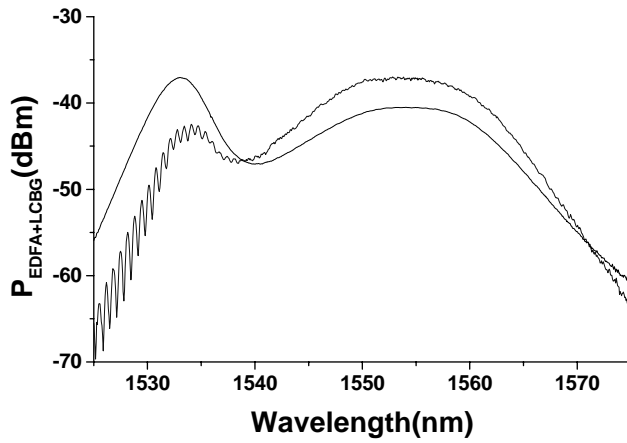
Figure 5-7 : Montage expérimental laser continu

5.2.3 Caractéristiques des réseaux à pas variable

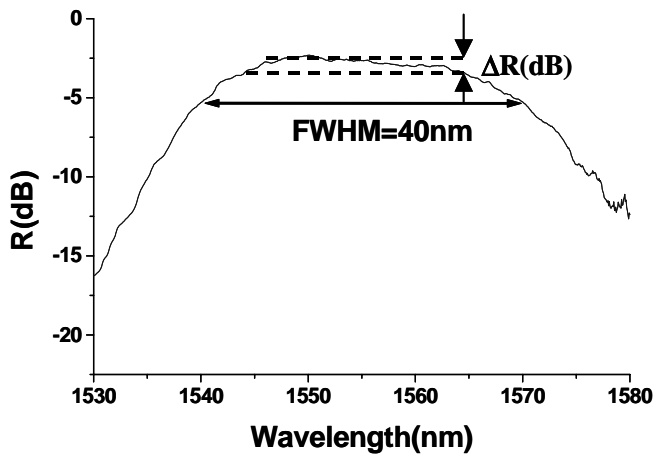
Les propriétés spectrales des réseaux de Bragg à pas variable peuvent être mesurées en utilisant le montage expérimental précédent. Le spectre total est d'abord mesuré en réflexion à l'aide d'un EDFA, puis le spectre réel est obtenu en normalisant les pertes en déduisant des mesures le spectre d'émission de l'EDFA (Figure 5-8).

On mesure ainsi la réflectivité $R(\text{dB})$, la largeur à mi-hauteur (FWHM) et la modulation de la réflectivité maximale $\Delta R(\text{dB})$. L'accès à la dispersion permet de vérifier facilement la valeur du chirp du réseau. Pour pouvoir accéder à la dispersion, il est nécessaire de mesurer le déphasage subit par un signal lumineux en fonction de sa longueur d'onde. La mesure du déphasage permet de calculer le temps de parcours (temps de groupe) du signal optique dans le milieu dispersif pour différentes longueurs d'onde, et de remonter ainsi à la dispersion du réseau de Bragg à pas variable [40], [41], [42]. La mesure de dispersion est réalisée au sein de l'unité des fibre à Alcatel (Figure 5-9).

La réalisation sur fibre optique est identique à la méthode d'inscription décrite au chapitre 4. Deux masques de phase commerciaux sont fournis à l'unité des fibre à Alcatel pour qu'il réalisent les réseaux photo-inscrits. Leurs caractérisations sont données sur les figures 5-8 et 5-9.



Spectres EDFA et réseau en réflexion non normalisés



Spectre réseau en réflexion normalisé

Figure 5-8: Caractérisation des Propriétés spectrales d'un réseau à pas variable

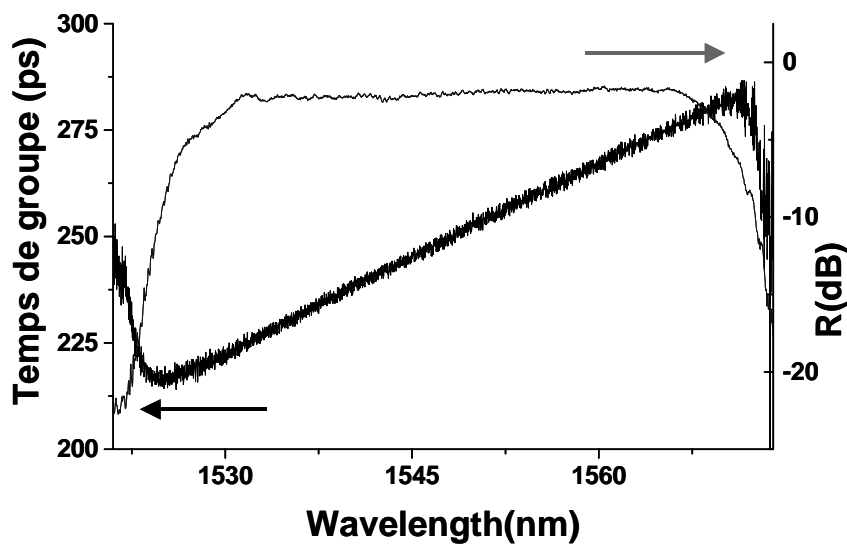


Figure 5-9 : Spectre de réflectivité et Temps de groupe

Les mesures du temps de groupe réalisées à l'unité des fibres permettent d'accéder à la valeur du chirp. Les deux valeurs de chirp, déduites des mesures de temps de groupe sont 10nm/cm et 56.14 nm/cm (Tableau 5-1). Ces valeurs sont conformes aux attentes des masques de phases commerciaux. $C_{LCBG}=56.14\text{nm/cm}$ correspond à la plus grande valeur chirp obtenue à partir d'un masque de phase commercial. Les propriétés des réseaux sur fibre sont résumées dans les tableaux ci-dessous:

$C_{LCBG}=10\text{nm/cm}$

LCBG	L	λ	$\Delta\lambda$ @ Rmax	R moy	ΔR	FWMH
FBGC014	40 mm	1556,2 nm	15 nm	-5,1 dB	0,2 dB	30nm
FBGC015	40 mm	1555.5 nm	20 nm	-4,7 dB	0,2 dB	30,5 nm
FBGC016	40 mm	1555,8 nm	22 nm	-4,3 dB	0,3 dB	31 nm
FBGC017	40 mm	1555,9 nm	20 nm	-5,4 dB	0,4 dB	29 nm

$C_{LCBG}=56.14\text{nm/cm}$

LCBG	L	λ	$\Delta\lambda$ @ Rmax	R moy	ΔR	FWMH
FBGC029	13 mm	1575 nm	50 nm	-2,1 dB	0,75 dB	63 nm
FBGC030	13 mm	1544.5 nm	49 nm	-1,95 dB	0,5 dB	59 nm
FBGC031	13 mm	1546 nm	46 nm	-2,3 dB	0,45 dB	61 nm
FBGC032	13 mm	1546 nm	46 nm	-1,5 dB	0,4 dB	57 nm
FBGC033	13 mm	1546,5 nm	49 nm	-2,3 dB	0,55 dB	58 nm
FBGC034	13 mm	1546,5 nm	49 nm	-3,7 dB	2,1 dB	61 nm
FBGC035	13 mm	1544,5 nm	47 nm	-2,45 dB	1 dB	61 nm

Tableau 5-1: Caractéristiques des réseaux de Bragg à pas variable

Lors de l'inscription, les réglages du banc et particulièrement le réglage du parallélisme entre la fibre et le masque sont critiques. Un mauvais réglage entraîne une inscription de mauvaise qualité (fort ΔR). L'inscription devient d'autant plus critique que le chirp est élevé. La variation de la réflectivité est plus élevée dans les réseaux à fort chirp. La connaissance de ces propriétés permet d'étendre les investigations au concept du laser accordable *Continuum*.

Le principe de fonctionnement du laser accordable continuum est à présent connu. Les réseaux de Bragg à pas variable ont été caractérisés pour permettre de définir les dimensions de la cavité continuum. Il reste à valider le fonctionnement sur le montage expérimental.

5.3 Résultats Expérimentaux

La partie expérimentale doit permettre de vérifier le concept du laser continuum. Deux valeurs de chirp sont disponibles en cavité externe. Pour accorder le laser, l'introduction d'une modulation légère du courant actif doit permettre de sélectionner une longueur d'onde et de stabiliser le laser. Il est important de vérifier l'agilité en longueur d'onde avec le changement de fréquence de modulation. Néanmoins, pour pouvoir être utilisable dans les systèmes de télécommunications, la modulation de l'amplitude ne doit pas modifier trop fortement la puissance de sortie du laser.

5.3.1 Validation du concept

La première configuration testée est une cavité Fabry-Pérot avec adaptateur de mode intégré [43] avec un réseau à pas variable ayant un chirp linéaire de 10nm/cm. La longueur du semiconducteur est 500 μ m, ce qui correspond à un ISL de \sim 0.7nm. La cavité doit mesurer 153cm pour pouvoir observer une émission continuum. La largeur à mi-hauteur du réseau est proche de 25nm, ce qui signifie qu'une erreur $>$ 2.5cm sur la longueur peut réduire l'émission continuum à néant.

Malgré toute l'attention portée aux dimensions de la cavité, la configuration n'a pas permis d'observer d'émission continuum. Pour un courant actif de 150mA, la puissance couplée est 10dBm, mais le spectre d'émission est multimode. Les conditions expérimentales, avec un couplage en cavité externe sujet aux perturbations environnantes, ne sont pas optimisées pour l'observation d'une émission fortement instable. En modulant faiblement le courant actif, il est impossible de modifier ou de stabiliser le comportement du laser.

5.3.2 Démonstration du principe d'accord

Pour un courant actif légèrement au-dessus du seuil $I_{\text{seuil}}=15.7\text{mA}$, l'émission est monomode avec un faible SMSR (\sim 20dB). La modulation du courant actif entraîne une modification du spectre de sortie, mais il est nécessaire d'avoir une grande amplitude de modulation (ΔV) pour pouvoir sélectionner la longueur d'onde en changeant la fréquence de modulation ($\Delta V > 300\text{mV}$ sur 50 Ω). Le fonctionnement en modulant périodiquement le courant actif à une fréquence multiple de l'ISL de la cavité est dit de blocage de modes [44].

Le blocage de modes actif consiste à introduire un mécanisme qui couple en phase les modes de la cavité. En modulant le courant actif à une fréquence correspondant à l'ISL de la cavité ou à une harmonique m (Equation 5-7), il est possible de forcer la relation de phase entre les principaux modes de la cavité. La fréquence de modulation et la longueur de la cavité sont donc étroitement corrélés. Le réseau de Bragg à pas variable introduit une dépendance en longueur d'onde de la fréquence de modulation. Dans un réseau de Bragg à pas variable, la longueur d'onde est dépendante de la longueur de la cavité. En changeant la fréquence de modulation, il est possible de changer la longueur de la cavité oscillante et par conséquent la longueur d'onde (Figure 5-10). En sortie du laser, on obtient un train d'impulsions à une fréquence de répétition et une longueur d'onde définie par la fréquence de modulation. Les caractéristiques spectrales et temporelles sont ensuite analysées pour définir la qualité du blocage de modes.

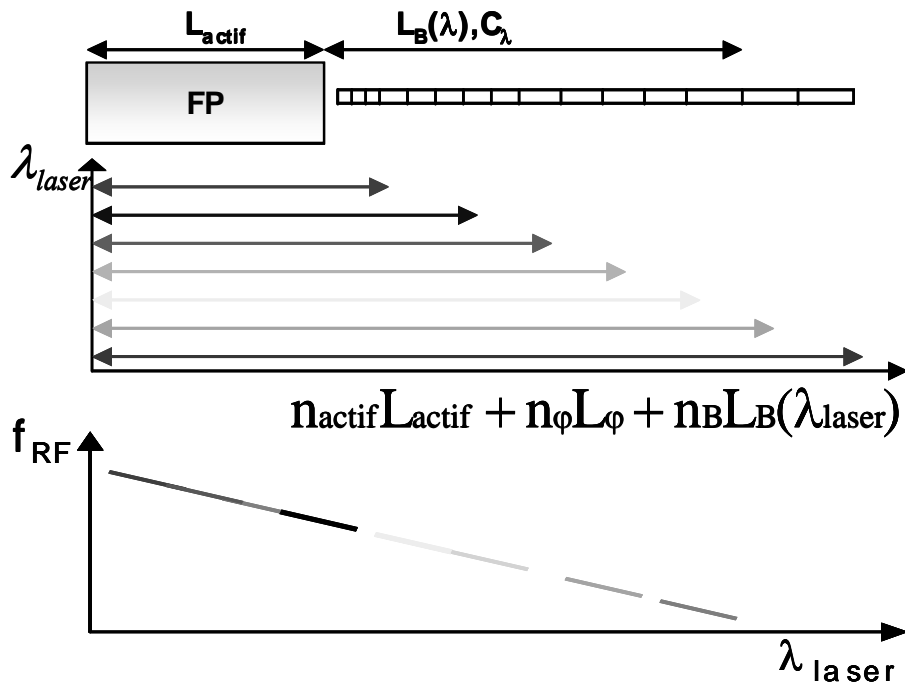


Figure 5-10: Schéma du Principe d'accord de la cavité Continuum

5.3.3 Fonctionnement en blocage de modes

Dans les premières expérimentations, le spectre d'émission est modifié lorsqu'une modulation est appliquée au courant actif. Il reste à définir plus précisément le fonctionnement du laser.

5.3.3.1 $C_{LCBG}=10\text{nm.cm}^{-1}$

Le réseau à pas variable utilisé est le LCFBG17. Le courant est fixé à $I_{\text{actif}}=16.3\text{mA}$, la température est 25°C . La cavité mesure 153cm ce qui correspond à un ISL de $\sim 68.7\text{MHz}$. En modulant le courant actif à une fréquence comprise entre 2086.4MHz et 2113.5MHz , soit la 31^{ème} harmonique, l'accordabilité démontrée est de 26.92nm avec un SMSR supérieur à 30dB [45]. L'accordabilité est limitée par la bande passante du LCFBG17. L'objectif de la source continuum est de réussir à changer la longueur d'onde en changeant la fréquence en conservant un SMSR élevé (30dB) et un taux d'extinction faible. Dans notre expérience, le fonctionnement en blocage de modes s'oppose à de faibles taux d'extinction. Néanmoins, la connaissance des propriétés de la cavité externe en blocage de modes peut s'avérer intéressant pour comprendre les limitations ou le fonctionnement du continuum voire pour d'autres applications telles que la spectroscopie résolue dans le temps ou les capteurs pour fibres optiques.

Le changement de longueur d'onde dans un milieu dispersif (réseau à pas variable, fibre...) en modifiant la fréquence de blocage de modes, a d'ores et déjà été démontré [46], [47]. En reprenant le même principe de fonctionnement, la cavité étudiée a permis d'accorder sur 27nm pour une fréquence de $\sim 2.1\text{GHz}$. Le SMSR est supérieur à 30dB sur toute la gamme d'accordabilité excepté aux extrémités, du à la baisse de la réflectivité du réseau de Bragg (Figure 5-11) [48].

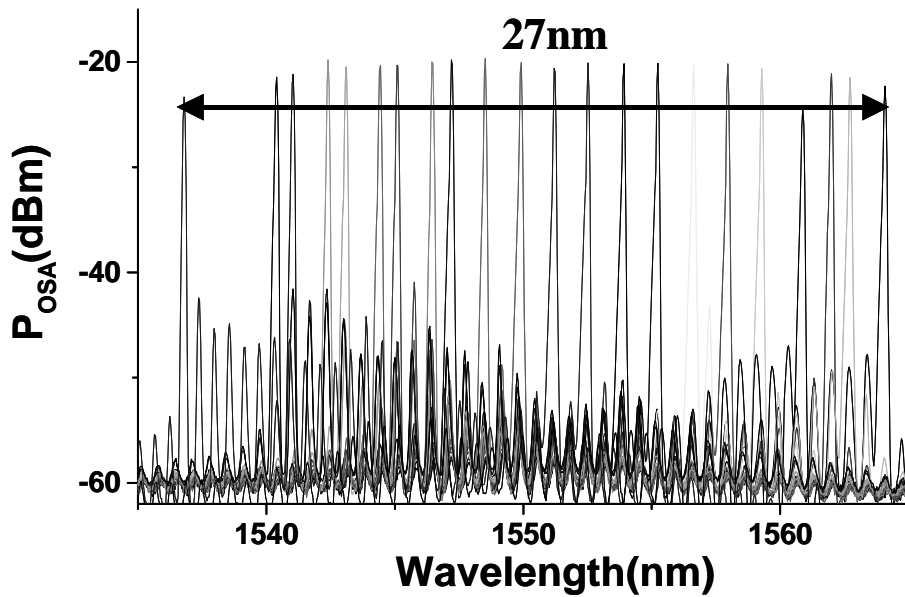


Figure 5-11: 27nm d'accord en blocage de modes avec $C_{LCBF}=10\text{nm/cm}$

5.3.3.2 Influence du Chirp

En changeant le sens du réseau de Bragg et par conséquent le chirp, l'accordabilité est équivalente mais l'évolution de la longueur d'onde en fonction de la fréquence de blocage de modes est inversée (Figure 5-12). La pente permet de revenir à la dispersion de la cavité.

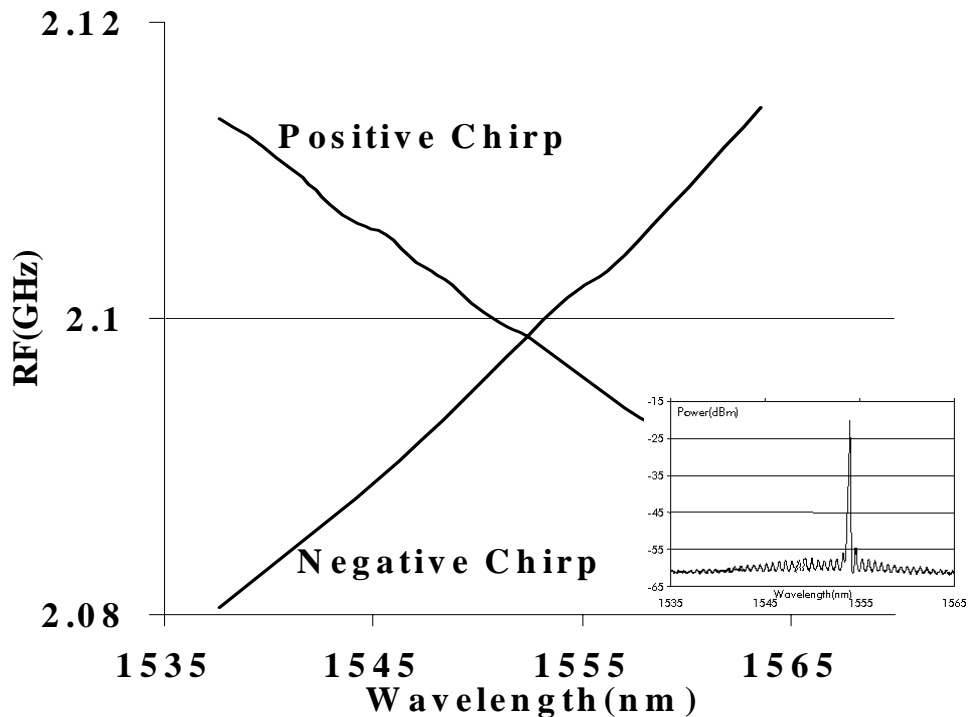


Figure 5-12: Fréquence en fonction de la longueur d'onde avec $C_{LCBG}=-/+10\text{nm/cm}$

L'accordabilité n'est pas perturbée par le changement de signe, mais d'autres propriétés sont modifiées. Le SMSR est supérieur dans le cas du chirp négatif (insert de la figure 5-12). En effet, le réseau de Bragg avec un chirp négatif correspond à une configuration plus stable [49] et doit permettre d'obtenir des impulsions plus étroites [50]. Dans cette configuration, si pour une quelconque raison, la longueur d'onde augmente (diminue), la longueur de pénétration dans le réseau à pas variable va diminuer (augmenter), la longueur totale de la cavité va diminuer (augmenter) ce qui va entraîner une stabilisation de la fréquence optique.

5.3.3.3 Mesures spectrales et temporelles des impulsions

Avec un chirp positif, les largeurs spectrales et temporelles sont respectivement mesurées de 65 à 85pm et 60 à 80ps. Le produit $\Delta\nu\Delta t$ correspondant est calculé entre 0.7 et 0.8, ce qui signifie que les impulsions ne sont pas en limite de Fourier (impulsions « chirpées ») (Figure 5-13). Conformément à la littérature [40], [41], le produit $\Delta\nu\Delta t$ est réduit à 0.5-0.6 avec un chirp négatif de -10nm/cm ce qui donne des impulsions gaussiennes en quasi limite de Fourier (impulsions « non chirpées »). Les largeurs spectrales et temporelles sont en fonction de la longueur d'onde mesurées de 68 à 78pm et de 50 à 65ps. Le spectre de la figure 5-14 met en évidence les bandes latérales de modulation séparée de f_{RF} induite par le blocage de modes cette même fréquence de modulation.

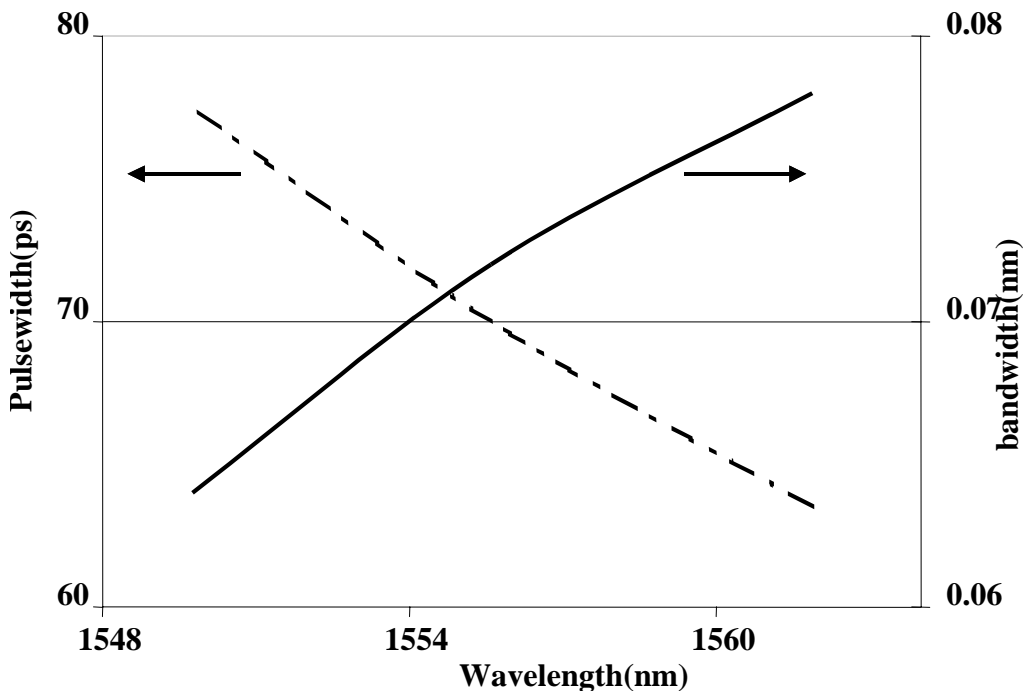


Figure 5-13: Produit $\Delta\nu\Delta t$ pour $C_{\text{LCBG}}=10\text{nm/cm}$

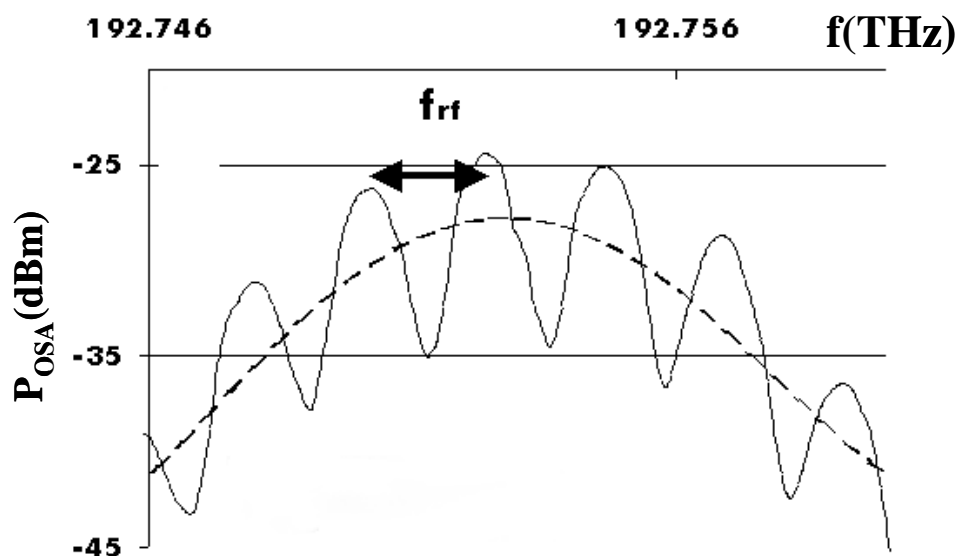


Figure 5-14: Bandes Latérales de Modulation liées au blocage de modes

La configuration stable a permis de réduire le chirp des impulsions. Le résultat est un train d'impulsions à une fréquence donnée et une longueur d'onde correspondante. En utilisant une seule commande en fréquence pour déterminer la longueur d'onde, le principe d'accord simple est démontré. Le taux d'extinction des impulsions n'apparaît pas comme fortement modifié par la configuration du réseau de Bragg et reste supérieur à 13dB dans les deux configurations. La gigue mesurée dans les deux configurations est ~ 2.5 ps, majoritairement liée à la gigue du générateur de signaux (Figure 5-15). Les faibles différences mesurées entre les deux configurations, pour le taux d'extinction et la gigue, restent dans l'incertitude de mesure et il est donc impossible de tirer des conséquences pour ces deux caractéristiques.

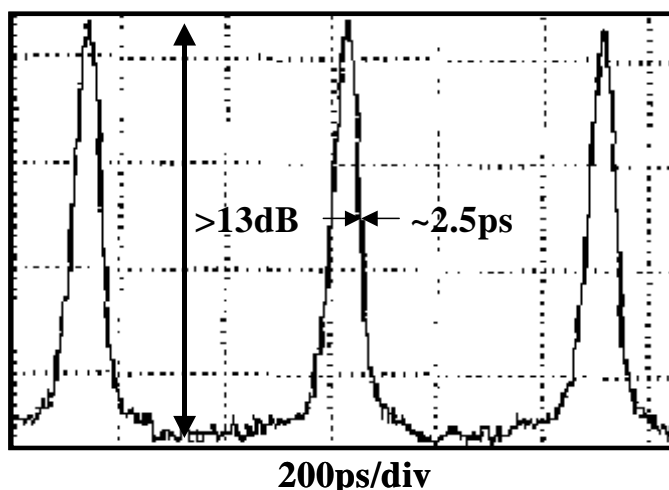


Figure 5-15: Gigue et taux d'extinction du train d'impulsions

5.3.3.4 Influence du traitement anti-reflet de la puce

L'accordabilité de la cavité est limitée par la bande passante du réseau à pas variable, mais il existe d'autres paramètres permettant de définir les performances de

la cavité. L'impact du traitement anti-reflet est mis en évidence par les sauts de modes lors du changement de fréquence. Sur 27nm d'accordabilité, 39 longueurs d'ondes sont accessibles par saut de 0.7nm. L'intervalle entre les sauts correspond à l'ISL de la cavité FP. Le traitement anti-reflet de la face de sortie est trop élevé (~1%) et induit des réflectivités parasites au sein de la cavité, favorisant le fonctionnement sur les modes propres de la cavité FP, en empêchant de fonctionner sur les longueurs d'ondes intermédiaires. Pour accéder à toutes les longueurs d'ondes, il est nécessaire de réduire le traitement anti-reflet. Un mauvais traitement anti-reflet apparaît comme une limitation pour le blocage de modes, mais aussi pour le fonctionnement comme source continuum.

Pour réduire la réflectivité de la face de sortie, il est possible d'ajouter un angle au guide de sortie et d'optimiser le traitement anti-reflet [51]. La réflectivité peut ainsi atteindre des valeurs inférieures à 10^{-4} . Ainsi, l'utilisation d'un composant optimisé pour une faible réflectivité (guide courbé et traitement optimisé) permet de faire disparaître les sauts de modes et d'accorder de manière continue sur 25nm (Figure 5-16).

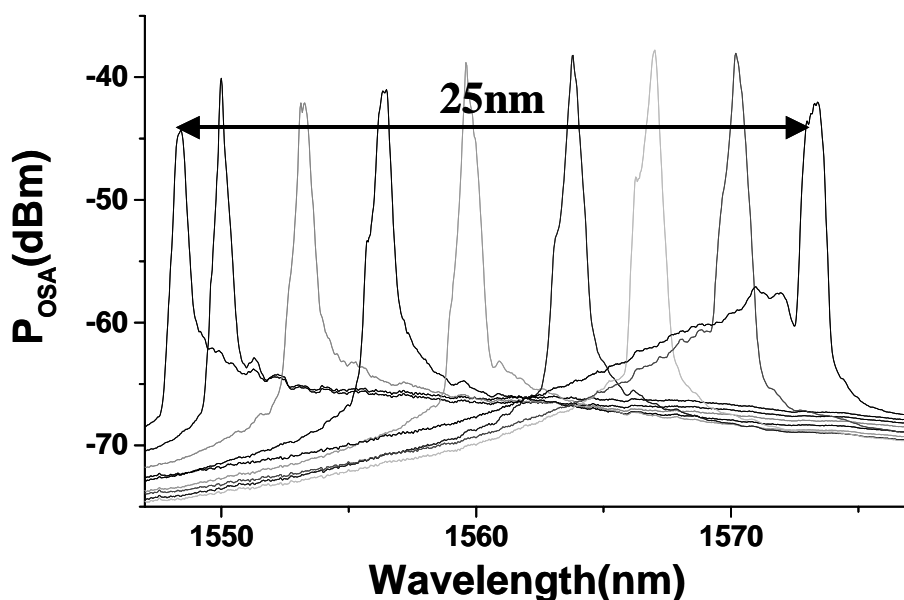


Figure 5-16: Accord continu sur 25nm

Sur cette figure et dans les conditions de l'expérience, toutes les longueurs d'ondes peuvent être atteintes en faisant varier la fréquence de modulation. Les modes représentés ont été choisis de manière arbitraire.

5.3.3.5 Influence de la température

Dans le paragraphe précédent, on a vu qu'en réduisant la réflectivité de la facette, on pouvait accéder à toutes les longueurs d'onde de manière continue et monotone en faisant varier la fréquence de modulation. Par contre, si la réflectivité est trop grande, on obtient un accord par saut (Figure 5-11) successifs sur les modes résonant de la cavité FP. Pour atteindre les longueurs d'ondes comprises entre deux résonances FP, il est possible de faire varier la température (Figure 5-17). Cette méthode permet d'atteindre toutes les longueurs d'ondes, mais l'accord est lent.

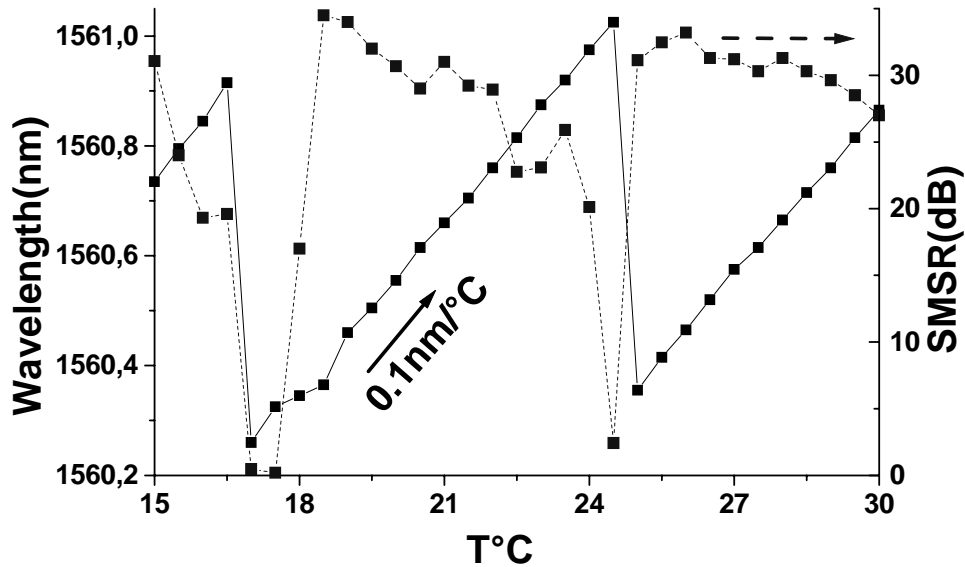


Figure 5-17 : Evolution de la longueur d'onde avec la température

5.3.3.6 Influence de la fréquence de blocage de modes

5.3.3.6.1 Limites d'accordabilité avec la fréquence de modulation

Les réflectivités parasites ainsi que la bande passante du réseau de Bragg apparaissent comme des éléments limitant l'accordabilité en blocage de modes. Néanmoins, la fréquence de blocage de modes ne peut être augmentée au-delà d'une fréquence de coupure. Cette limite correspond à la fréquence de modulation la plus élevée permettant une émission monomode. Elle apparaît lorsqu'une fréquence de blocage de modes correspond à deux longueurs d'ondes différentes du spectre de réflexion. Cette fréquence est égale à la $m^{\text{ième}}$ harmoniques de la fréquence fondamentale correspondant à la plus grande longueur d'onde du spectre de réflectivité λ_{high} mais aussi à la fréquence à la $m+1^{\text{ième}}$ harmoniques correspondant à la plus faible longueur d'onde du spectre de réflectivité λ_{low} (Equation 5-8).

$$m^{\text{th}} f(\lambda_{\text{high}}) \leq (m^{\text{th}} + 1) f(\lambda_{\text{low}})$$

Équation 5-8: Fréquence de coupure

En reprenant la définition de l'ISL de la cavité, la fréquence de coupure dépend du chirp du réseau de Bragg ainsi que de sa longueur et par conséquent la bande passante du réseau. Il est possible de dériver l'agilité en longueur d'onde maximale en fonction du chirp C_{LCBG} et de la fréquence de modulation F_{RF} (Equation 5-9). Pour conserver une grande accordabilité en augmentant la fréquence de modulation, il est nécessaire d'augmenter le chirp du réseau. Par exemple, pour pouvoir accorder sur 40nm à 10GHz, il faut avoir un chirp supérieur à 40nm/cm.

$$\Delta \lambda \propto \frac{C_{LCBG}}{n_{LCBG}} \frac{c}{2f_{RF}}$$

Équation 5-9: Accordabilité en fonction du chirp et de la fréquence de modulation

Avec un chirp $C_{LCBG}=10\text{nm/cm}$ et une accordabilité de 27nm , la fréquence de coupure est calculée à 3.85GHz . Connaissant la fréquence de coupure théorique, l'efficacité du blocage de modes peut être étudiée à différentes harmoniques.

5.3.3.6.2 Efficacité du blocage de modes

L'amplitude de modulation nécessaire pour obtenir un SMSR donné en fonction de la fréquence de modulation permet de déterminer les performances du blocage de modes (Figure 5-15). Les valeurs de SMSR à atteindre sont 25dB et 27dB . L'amplitude de modulation du générateur de signaux peut atteindre 2000mV mais seulement pour certaines fréquences. Pour pouvoir comparer les résultats, l'amplitude de modulation est limitée à 1000mV .

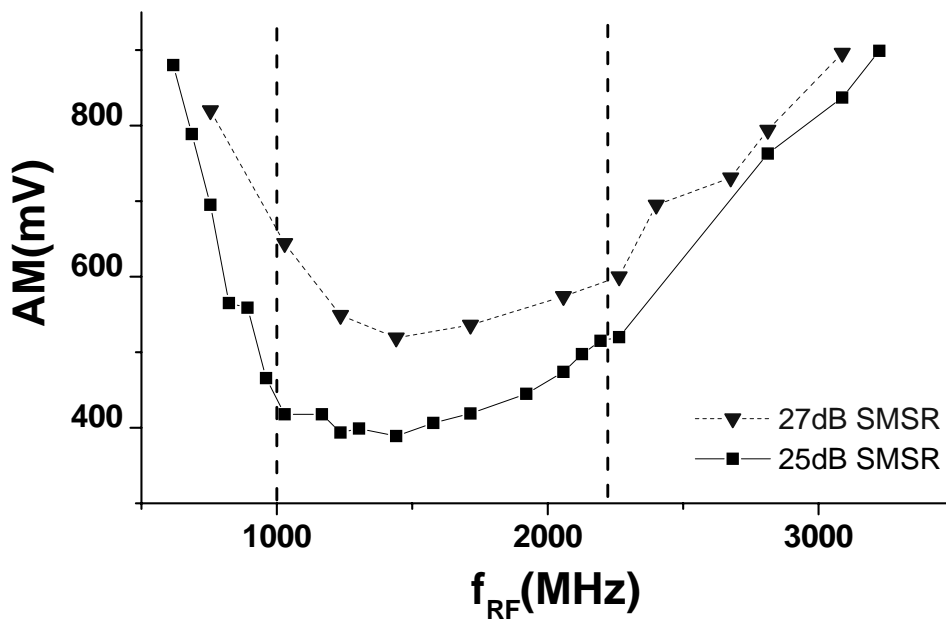


Figure 5-18: Efficacité du blocage de modes

Sur la figure 5-15, on peut identifier trois zones distinctes. Dans la première zone ($f_{RF}<1\text{GHz}$), le bruit et les instabilités dans la cavité rendent difficile le maintien de la relation de phase entre les modes de la cavité, il est donc nécessaire d'augmenter l'amplitude de modulation. Il est impossible d'étendre le blocage de modes en dessous de 600MHz avec un $\text{SMSR}>25\text{dB}$ car l'amplitude de modulation du générateur de signaux est limitée à ces fréquences. Dans la seconde zone ($1\text{GHz}<f_{RF}<2.2\text{GHz}$), le blocage de modes est efficace sur $\sim 1.2\text{GHz}$, la relation de phase entre les modes est plus facile à maintenir, l'amplitude de modulation minimum est donc plus faible. Pour les fréquences plus élevées ($f_{RF}>2.2\text{GHz}$), la bande passante de modulation du

composant est limitée et impose d'augmenter l'amplitude de modulation pour pouvoir obtenir un bon SMSR. La fréquence de blocage de modes la plus élevée démontrée, avec une émission monomode, est 3.3GHz mais reste inférieure à la fréquence de coupure. Pour augmenter la fréquence de modulation, il est possible d'augmenter la bande passante du FP en modifiant la structure ou en intégrant un modulateur [52].

5.3.3.7 $C_{LCBG}=55\text{nm.cm}^{-1}$

Pour augmenter l'accordabilité, il est nécessaire d'augmenter la bande passante du réseau de Bragg à pas variable. Pour augmenter la bande passante, il est possible d'augmenter la longueur du réseau, mais la fréquence de coupure est alors réduite. En augmentant le chirp du réseau, la fréquence de coupure est repoussée, il est alors possible d'augmenter la bande passante du réseau et donc l'accordabilité. La plus grande valeur de chirp pouvant être obtenue commercialement sur un masque de phase est $C_{LCBG}=56.14\text{nm/cm}$. La fabrication du réseau de Bragg devient critique car la zone photo-inscrite est faible par rapport à l'évolution de la longueur d'onde. La réalisation est moins tolérante aux inhomogénéités d'inscriptions ce qui explique pourquoi la modulation de la réflectivité ΔR est plus grande que pour un chirp de 10nm/cm . La fréquence de coupure pour une accordabilité de 40nm est 14GHz . L'accordabilité démontrée dans cette configuration est étendue à 41nm en modulant à une fréquence de $\sim 2\text{GHz}$, mais seules quelques longueurs d'ondes ont un SMSR correct (Figure 5-16).

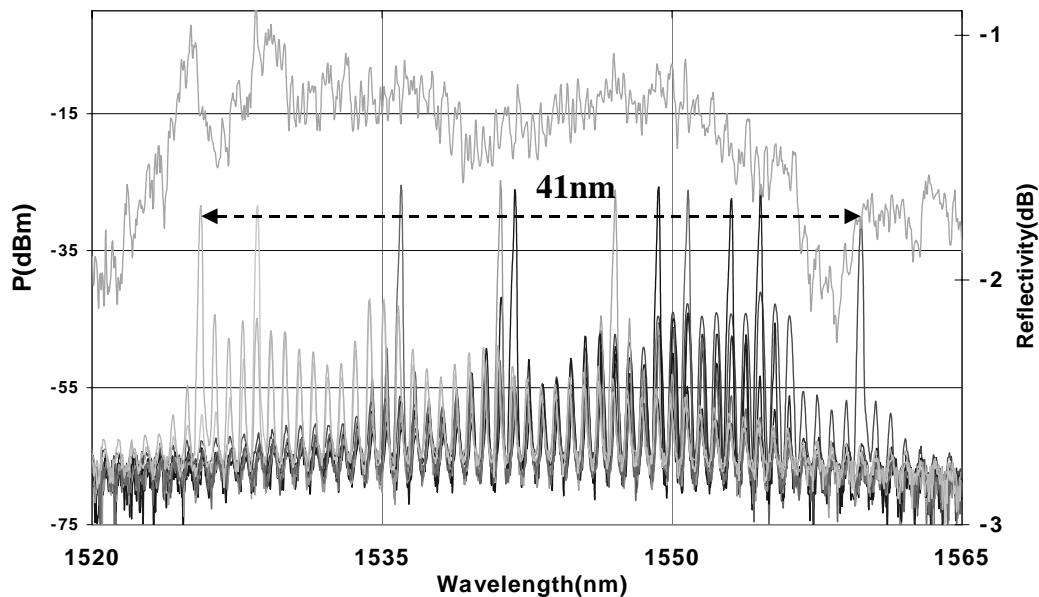


Figure 5-19: 41nm d'accord en blocage de modes avec $C_{LCBF}\sim 56\text{nm/cm}$

L'accordabilité maximale est étendue à la bande passante du réseau à pas variable, mais la modulation de la réflectivité empêche d'accéder à toutes les longueurs d'ondes. Le spectre de réflexion du réseau utilisé est superposé aux résultats d'accordabilité. Les longueurs d'ondes accessibles correspondent aux maxima de réflectivité. La longueur d'onde d'émission est piégée dans les pics de réflectivité. En changeant la fréquence de modulation pour changer la longueur d'onde il est difficile voire impossible d'obtenir un bon SMSR pour les longueurs

d'onde avec la réflectivité la plus faible. La dégradation du SMSR peut-être comparée à la baisse de SMSR observée avec $C_{LCBG}=10\text{nm/cm}$ pour les longueurs d'onde aux extrémités. Il est nécessaire de faire réduire la modulation de la réflectivité pour pouvoir maintenir un SMSR correct. Un chirp intermédiaire doit permettre de relâcher les contraintes de réalisation de réseaux à pas variable et par conséquent entraîner une réduction de la modulation de la réflectivité.

5.4 Synthèse des Résultats et Perspectives

La condition d'oscillation continuum n'a pas été démontrée mais l'importance du traitement anti-reflet a été mise en exergue. Il est impératif de réduire sa valeur en dessous de 10^{-4} pour ne pas perturber l'oscillation. En utilisant un chirp intermédiaire, il est possible de relâcher les contraintes sur les dimensions ainsi que sur la réalisation des réseaux à pas variable. Une solution entièrement intégrée doit permettre d'éviter les problèmes liés au traitement anti-reflet. De plus, les dimensions d'une solution intégrée semblent plus faciles à contrôler. Une cavité de 1.5mm avec un chirp de $1\text{nm}/\mu\text{m}$ correspond à la condition d'oscillation continuum. Dans cette configuration, l'utilisation d'une section passive et de la température pour changer l'indice de réfraction permettent d'augmenter la tolérance. De même, une précision entre 5 et $10\mu\text{m}$ à l'aide de V_e de clivage est technologiquement contrôlée et ne réduit l'accordabilité que de quelques nanomètres. Une étude pour réaliser des réseaux de Bragg à pas variable à l'aide d'un masqueur électronique a été engagée avec les technologues d'Alcatel.

Le principe d'accord simple utilisant un réseau de Bragg à pas variable a été démontré. Avec un réseau à pas variable de 10nm/cm , la modulation du courant actif à une fréquence multiple de l'ISL de la cavité permet de changer la longueur d'onde sur 27nm, répartis en 39 longueurs d'ondes espacées de 0.7nm. Une variation de $0.1\text{nm}/^\circ\text{C}$ permet d'accéder aux longueurs d'ondes entre les sauts de modes. En utilisant un composant optimisé pour un très faible traitement anti-reflet, l'agilité en longueur d'onde s'étend sur 25nm de manière continue. La fréquence de blocage de modes permettant de changer de longueur d'onde varie de 600MHz à 3.3GHz. Une formule simple reliant l'accordabilité maximale en fonction du chirp et de la fréquence de coupure a été obtenue. Cette fréquence de coupure définissant la limite d'émission monomode est égale à 3.85GHz, mais cette fréquence ne fut jamais atteinte du à la bande passante limitée du composant. L'orientation du réseau de Bragg ne modifie pas l'accordabilité mais l'allure des impulsions. Un chirp négatif permet ainsi d'obtenir des impulsions gaussiennes en quasi-limite de Fourier.

En augmentant la bande passante et le chirp du réseau de Bragg, l'accordabilité est montée à 41nm, mais avec seulement quelques longueurs d'onde. La modulation de la réflectivité augmente avec le chirp et les difficultés de fabrication. La fluctuation de la réflectivité maximale réduit le nombre de longueurs d'onde accessibles et le SMSR.

Pour accéder aux conditions d'oscillation continuum, il faut impérativement réduire les fluctuations de la réflectivité pour éviter de discriminer un mode non désiré. En cavité externe, il est nécessaire de réduire les réflectivités parasites au sein de la cavité pour pouvoir osciller en cavité étendue. De plus, la réduction des fluctuations de réflectivité impose un chirp intermédiaire. La version intégrée apparaît comme la solution la plus prometteuse.

Hors des conditions d'oscillation continuum, en utilisant un réseau de Bragg à pas variable de 40nm/cm avec une réflectivité plate, il est possible d'étendre la

réflectivité à 40nm. Pour accéder à toutes les longueurs d'ondes, il est nécessaire d'avoir un traitement $AR < 10^{-4}$. La fréquence de modulation est limitée par la bande passante du composant. En utilisant un modulateur intégré à électro-absorption ou en augmentant la bande passante, la fréquence de blocage de modes doit pouvoir dépasser les 10GHz.

6 Conclusions et Perspectives

Après un chapitre d'introduction présentant les différentes approches envisagées dans cette thèse, le chapitre 2 est consacré aux lasers à réseau de Bragg ainsi qu'à leur fonctionnement. Un tour d'horizon du monde de l'accordabilité a permis de présenter les approches originales n'utilisant pas de réseau de Bragg. L'agilité en longueur d'onde est un sujet qui peut se traiter d'un grand nombre de manières, néanmoins l'état de l'art permet de faire le point sur les performances atteintes mais aussi sur les difficultés rencontrées dans ces approches. La complexité du mode d'accord ou la complexité technologique de ces sources ont confirmé notre volonté de chercher une source au fonctionnement et à la réalisation simple.

Dans le chapitre 3, la première approche utilisant l'effet Vernier pour augmenter l'accordabilité au-delà de la limite physique du changement d'indice est décrite. Les propriétés en phase et en amplitude des réseaux de Bragg échantillonnés ont pu être simulées à l'aide de programmes mis au point reprenant les théories des modes couplés ou des matrices de transfert. Le temps de simulation a donné l'avantage aux matrices de transfert. Les propriétés d'un réseau adapté à notre application ont été déterminées à partir des simulations. Un modèle simple de la cavité complète a permis de définir l'accordabilité en fonction des ISL et de la différence d'ISL. Un modèle complexe a permis de mettre en exergue l'impact du traitement anti-reflet dans la cavité. Malgré les résultats encourageant obtenus, la modélisation de l'accordabilité reste cependant à approfondir.

Dans le chapitre 4, les limites définies en modélisation ont pu être vérifiées. Le principe d'accord simple a été confirmé dans une configuration non-optimisée. Les premières expériences ont mis en évidence l'impact du traitement anti-reflet sur les performances de la cavité. L'optimisation des paramètres de la cavité a permis d'étendre l'accordabilité jusqu'à 20nm par saut de 200GHz. La courbe d'accord présente un caractère monotone de la longueur d'onde en fonction du courant. La puissance couplée est 8dBm à 45°C (10dBm à 25°C). Les 20nm sont en accord avec les résultats de simulations, ce qui confirme l'hypothèse sur les valeurs des paramètres de la cavité à respecter pour augmenter l'accordabilité en fonction du pas d'accord. Une accordabilité maximale de 30nm peut être réalisée si la différence d'ISL est réduite à 3GHz. Dans cette configuration, l'accordabilité est limitée par la largeur à mi-hauteur des réflecteurs du réseau échantillonné. En diminuant le traitement anti-reflet de la face de sortie et en augmentant le gain net, toutes les longueurs d'ondes doivent être accessibles. Le principe d'accord simple a été appliqué à la commutation de longueur d'ondes et à la conversion de longueur d'onde tout optique à 10Gbit/s. Le temps de commutation doit pouvoir être diminué en utilisant l'effet électro-optique pour changer la longueur d'onde.

Le chapitre 5 présente le fonctionnement d'un laser à réseau de Bragg à pas variable. L'objectif de cette source était d'atteindre une oscillation continuum. Les équations régissant le fonctionnement ainsi que les valeurs des paramètres sont décrites. La condition d'oscillation continuum n'a pas été démontrée, mais le principe d'accord simple utilisant la dépendance à la longueur d'onde, du réseau de Bragg à pas variable a été démontré. En changeant la fréquence de blocage de modes autour de 2GHz, une accordabilité par saut de 27nm a été atteinte. Un fonctionnement en blocage de modes avec accord continu de 25nm a été démontré en réduisant le traitement anti-reflet. L'effet de la dispersion du réseau a pu être mesuré en inversant son orientation. Le résultat est un train d'impulsions gaussiennes en quasi-limite de Fourier sur 27nm avec un réseau à chirp négatif. En augmentant le chirp et la bande

passante du réseau, l'accordabilité s'élève à 41nm sur seulement quelques longueurs d'onde. Cette limitation en nombre de longueurs d'onde met l'accent sur la nécessité d'avoir la réflectivité la plus plate possible pour pouvoir atteindre les conditions d'oscillation continuum ou pour pouvoir accorder en blocage de modes en conservant un SMSR élevé. Les propriétés de cavités pour atteindre l'oscillation continuum ou pour permettre d'accorder en blocage de modes sur 40nm à 10GHz sont données.

Table des figures

Figure 2-1: Schéma d'un résonateur optique de type Fabry-Pérot	8
Figure 2-2: Laser DBR 3 sections	10
Figure 2-3: Courbe d'accord d'un laser DBR 3 sections	11
Figure 2-4: Laser SGDBR	12
Figure 2-5: Réseau de Bragg Echantillonné SBG	12
Figure 2-6: Réseau de Bragg SuperStructuré SSBG	13
Figure 2-7: Laser SSGDBR	13
Figure 2-8: Laser GCSR (Grating Coupled Sampled Reflector)	14
Figure 2-9: Barrettes DFB avec couplage MEMS ou MMI	15
Figure 2-10: Cavité Externe Accordable	16
Figure 2-11: VCSEL Accordable	16
Figure 2-12: Laser Digital SuperMode	17
Figure 3-1: Réseau Echantillonné	19
Figure 3-2: Evolution de l'allure spectrale du réseau échantillonné	20
Figure 3-3: Nombre de pics et réflectivité en fonction du Duty Cycle	21
Figure 3-4: Réseau Echantillonné de l'espace des réels à l'espace de Fourier	22
Figure 3-5: Réflectivité (Amplitude) d'un réseau de Bragg ($\kappa_0=50\text{cm}^{-1}$, L_{BG} variable)	24
Figure 3-6: Réflectivité (Amplitude) d'un réseau de Bragg (κ_0 variable, $L_{BG}=400\mu\text{m}$)	24
Figure 3-7: Phase (rad) dans un réseau échantillonné	25
Figure 3-8: Réflectivité (Amplitude) dans un réseau échantillonné	25
Figure 3-9: Influence du Kappa (50, 150, 250cm^{-1}) sur la réflectivité maximale et la bande passante	26
Figure 3-10: Influence du rapport d'ouverture (5%, 10%, 20%) sur la réflectivité et le nombre de pics	26
Figure 3-11: Influence du nombre périodes d'échantillonnage ($m=5, 10, 20$)	26
Figure 3-12: Réflectivité (Amplitude) d'un réseau échantillonné sur fibre	28
Figure 3-13: Pic central en fonction de la résolution du calcul (1pm et 2pm)	28
Figure 3-14: Notations des matrices de transfert	29
Figure 3-15: Construction de la matrice de transfert totale d'un réseau échantillonné	30
Figure 3-16: Réflectivité (amplitude) réseau échantillonné (Matrices Transfert)	31
Figure 3-17: Comparaison entre matrices de transfert et modes couplés	32
Figure 3-18: Schéma cavité laser CLARA	33
Figure 3-19: Limite de l'accordabilité : les Multi-coïncidences	33
Figure 3-20: Accordabilité maximale en fonction de l' ISL_{FP} ($n_0=1$)	36
Figure 3-21: Accordabilité maximale en fonction de l' ISL_{FP} ($n_0\neq 1$)	36
Figure 3-22: Modélisation de la cavité laser \Leftrightarrow Réflectivité équivalente	38
Figure 3-23: Variation de la réflectivité équivalente en fonction de φ et de r_{min}	39
Figure 3-24: Variation de la réflectivité équivalente en fonction de R_{SG} et de R_{min}	40
Figure 3-25: Influence du traitement R_{min} et de la Phase sur la réflectivité équivalente	41
Figure 3-26: Variation de la réflectivité maximale avec la phase ($C=0.7$, $L_{fibre}=0\mu\text{m}$, $R_{min}=0.1\%$)	42
Figure 3-27: Variation de la longueur d'onde de la réflectivité maximale avec la phase	42
Figure 3-28: Réflectivité équivalente pour 2 phases arbitraires	43
Figure 3-29: Schéma de la modélisation	44

Figure 3-30: Impact de la phase et du traitement R_{min} sur le Gain au seuil	46
Figure 3-31: Longueur d'onde en fonction de l'indice de groupe	48
Figure 4-1 : Montage expérimental	51
Figure 4-2 : Modulation d'intensité du laser Fabry-Pérot	51
Figure 4-3 : Incertitude liée au clivage ($\pm 5 \mu\text{m}$)	53
Figure 4-4 : Evolution de l'ISL et de la longueur d'onde centrale du gain avec la température	54
Figure 4-5 : Puissance et tension en fonction du courant injecté	55
Figure 4-6 : Puissance détecteur large et couplée avec R_{SG} en fonction du courant injecté	55
Figure 4-7: Spectre d'émission de l'SFBG non Normalisé, EDFA, SFBG Normalisé	58
Figure 4-8: Enveloppe et pic individuel du Réseau échantillonné 44	60
Figure 4-9: Enveloppe et pic individuel du Réseau échantillonné 48	61
Figure 4-10: Démonstration du principe d'accord de la cavité CLARA (SFBG 27)	62
Figure 4-11 : Influence du traitement anti-reflet (SFBG 44)	63
Figure 4-12 : SFBG 30 NAR et $ISL_{FP}=55\text{GHz}$ à 18°C et à 30°C	64
Figure 4-13: Réseau 44 AR et $ISL_{FP}\sim 55\text{GHz}$	65
Figure 4-14 : Courbe d'accord Réseau 44 $ISL_{FP}=55\text{GHz}$	66
Figure 4-15: Courbe d'accord en marches d'escaliers: $ISL_{FP}\sim 53\text{GHz}$ $ISL_{SG44}\sim 102\text{GHz}$	68
Figure 4-16: Spectres superposés et courants de phase: $ISL_{FP}=98\text{GHz}$, $ISL_{SG}=102\text{GHz}$	69
Figure 4-17: Courbe d'accord $ISL_{FP}=98\text{GHz}$, $ISL_{SG}=102\text{GHz}$	70
Figure 4-18 : Montage expérimental commutation de longueur d'onde	71
Figure 4-19: Temps de commutation et spectre d'émission intégré	71
Figure 4-20 : Commutation de paquets	72
Figure 5-1 : Profils d'indice de réseaux à pas variable	74
Figure 5-2: Schéma et spectre de transmission d'un Réseau à pas variable	75
Figure 5-3: Schéma de la cavité continuum intégrée	76
Figure 5-4: Chirp du LCBG en fonction de la longueur de la cavité	78
Figure 5-5: Inscription de Réseaux de Bragg avec $\Delta\Lambda < 2.5\text{nm}$	79
Figure 5-6 : Tolérances des dimensions de la cavité pour les longues et courtes cavités	80
Figure 5-7 : Montage expérimental laser continuum	81
Figure 5-8: Caractérisation des Propriétés spectrales d'un réseau à pas variable	82
Figure 5-9 : Spectre de réflectivité et Temps de groupe	82
Figure 5-10: Schéma du Principe d'accord de la cavité Continuum	85
Figure 5-11: 27nm d'accord en blocage de modes avec $C_{LCBF}=10\text{nm/cm}$	86
Figure 5-12: Fréquence en fonction de la longueur d'onde avec $C_{LCBG}=\pm 10\text{nm/cm}$	86
Figure 5-13: Produit $\Delta\nu\Delta t$ pour $C_{LCBG}=10\text{nm/cm}$	87
Figure 5-14: Bandes Latérales de Modulation liées au blocage de modes	88
Figure 5-15: Gigue et taux d'extinction du train d'impulsions	88
Figure 5-16: Accord continu sur 25nm	89
Figure 5-17 : Evolution de la longueur d'onde avec la température	90
Figure 5-18: Efficacité du blocage de modes	91
Figure 5-19: 41nm d'accord en blocage de modes avec $C_{LCBF}\sim 56\text{nm/cm}$	92

Tables des Equations

Équation 2-1: Condition d'Oscillation d'un Laser Fabry-Pérot.....	8
Équation 2-2: Condition d'Oscillation en Amplitude.....	9
Équation 2-3: Condition d'Oscillation en Phase.....	9
Équation 2-4: Espacement entre modes longitudinaux.....	9
Équation 2-5: Longueur d'onde de Bragg.....	10
Équation 2-6: Accordabilité réalisable par modification de l'indice.....	10
Equation 2-7: Tuning Enhancement Factor SG/SSG DBR.....	14
Equation 2-8: Tuning Enhancement Factor GAC.....	14
Équation 3-1: Fréquence d'échantillonnage du réseau échantillonné.....	19
Équation 3-2: Bande passante dans un réseau uniforme.....	20
Équation 3-3: Bande passante à λ_B dans un réseau échantillonné.....	20
Équation 3-4: Réflectivité maximale.....	21
Équation 3-5: Composantes de Fourier de la perturbation diélectrique.....	22
Équation 3-6: Composantes de Fourier du coefficient de couplage.....	23
Équation 3-7: Réflectivité complexe dans un réseau échantillonné.....	23
Équation 3-8: Matrice d'interface.....	29
Équation 3-9: Matrice de propagation.....	30
Équation 3-10: Coefficient de réflexion complexe de la matrice de transfert totale...	31
Équation 3-11: Différence normalisée entre ISL.....	34
Équation 3-12: Nombre de réflecteurs accessibles et accordabilité maximale.....	34
Équation 3-13: Réflectivité équivalente complexe en intensité.....	38
Équation 3-14: Déphasage total lié au couplage dans la cavité externe.....	38
Équation 3-15: Influence de la phase dans la cavité externe.....	39
Équation 3-16: Influence maximale de la phase dans la cavité externe.....	39
Équation 3-17: Conditions d'oscillation en phase et en amplitude.....	44
Équation 3-18: Correspondance Modes Fabry-Pérot/Longueurs d'onde accessibles	47
Équation 5-1: Chirp linéaire dans un réseau et longueur de pénétration.....	75
Équation 5-2: Variation de la phase dans un réseau à pas variable.....	75
Équation 5-3: Dispersion dans un réseau à pas variable linéairement.....	75
Équation 5-4: Conditions d'oscillation en phase laser continuum.....	77
Équation 5-5: Développement de Taylor de la longueur de pénétration.....	77
Équation 5-6: Condition d'oscillation continuum.....	77
Équation 5-7: Fréquence de modulation et longueur d'onde d'émission.....	77
Équation 5-8: Fréquence de coupure.....	90
Équation 5-9: Accordabilité en fonction du chirp et de la fréquence de modulation..	91

Table des Tableaux

<i>Tableau 2-1: Etat de l'art Laser Accordables</i>	17
<i>Tableau 3-1: Temps de simulation en fonction de la résolution de calcul</i>	28
<i>Tableau 3-2: Largeur à mi-hauteur maximale (GHz)</i>	37
<i>Tableau 4-1: ISL et Indices effectifs de groupe</i>	52
<i>Tableau 4-2: Propriétés des réseaux échantillonnés</i>	59
<i>Tableau 5-1: Caractéristiques des réseaux de Bragg à pas variable</i>	83

Références

- [1] H. Debrégeas-Sillard, A. Plais, J. David, A. Vuong, O. LeGouezigou, J. Decobert, D. Herrati, F. Houé, Ch. Serrano, P. Doussière, J. Jacquet : “Long-term reliable tapered 3-section DBR with 20mW – 15.5nm fast tuning”, ECOC’02, Copenhagen, Denmark, Septembre 2002.
- [2] Delorme, F.; Slempek, S.; Ramdane, A.; Rose, B.; Nakajima, K.: “Subnanosecond tunable distributed Bragg reflector lasers with an electrooptical Bragg section”, IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics, Volume: 1 Issue: 2 , Page(s): 396 –400, June 1995.
- [3] Akulova, Y.A.; Fish, G.A.; Ping-Chiek Koh; Schow, C.L.; Kozodoy, P.; Dahl, A.P; Nakagawa, S.; Larson, M.C.; Mack, M.P.; Strand, T.A.; Coldren, C.W.; Hegblom, E.; Penniman, S.K.; Wipiejewski, T.; Coldren, L.A: ”Widely tunable electroabsorption-modulated sampled-grating DBR laser transmitter”, IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics, Volume: 8, Issue: 6 , Page(s): 1349 –1357, Nov.-Dec. 2002.
- [4] Ishii, H.; Tanobe, H.; Kano, F.; Tohmori, Y.; Kondo, Y.; Yoshikuni, Y: ”Quasicontinuous wavelength tuning in super-structure-grating (SSG) DBR lasers “, IEEE Journal of Quantum Electronics, Volume: 32 Issue: 3 , Page(s): 433 –441, March 1996.
- [5]: Ishii, H.; Tanobe, H.; Kano, F.; Tohmori, Y.; Kondo, Y.; Yoshikuni, Y.; “ Quasicontinuous wavelength tuning in super-structure-grating (SSG) DBR lasers”, IEEE Journal of Quantum Electronics, Volume: 32 Issue: 3 , Page(s): 433 –441, March 1996 .
- [6] Oberg, M.; Rigole, P.-J.; Nilsson, S.; Klinga, T.; Backbom, L.; Streubel, K.; Wallin, J.; Kjellberg, T: ”Complete single mode wavelength coverage over 40 nm with a superstructure grating DBR laser”, 14th International Semiconductor Laser Conference, Page(s):32–33, 19-23 Sept. 1994.
- [7] Rigole, P.-J.; Nilsson, S.; Backbom, L.; Stalnacke, B.; Klinga, T.; Berglind, E.; Stoltz, B.; Blumenthal, D.J.; Shell, M: “Wavelength coverage over 67 nm with a GCSR laser: tuning characteristics and switching speed “, International Semiconductor Laser Conference, Page(s):125 –126, 13-18 Oct. 1996.
- [8] Gustafsson, Y.; Hammerfeldt, S.; Hammersberg, J.; Hassler, M.; Horman, T.; Isaksson, M.; Karlsson, J.; Larsson, D.E.; Larsson, O.D.; Lundqvist, L.; Lundstrom, T.; Rask, M.; Rigole, P.-J.; Runeland, E.; Saavedra, A.; Sarlet, G.; Siljan, R.; Szabo, P.; Tjer: “Record output power (25 mW) across C-band from widely tunable GCSR lasers without additional SOA”, Electronics Letters, Volume: 39 Issue: 3 , Page(s): 292 –293, 6 Feb. 2003
- [9] Pezeshki, B.; Vail, E.; Kubicky, J.; Yoffe, G.; Zou, S.; Heanue, J.; Epp, P.; Rishton, S.; Ton, D.; Faraji, B.; Emanuel, M.; Hong, X.; Sherback, M.; Agrawal, V.; Chipman, C.; Razazan, T.; “20-mW widely tunable laser module using DFB array and MEMS selection”, Photonics Technology Letters, Volume: 14 Issue: 10, Page(s): 1457 –1459, Oct. 2002.
- [10]: Kurobe, T.; Kimoto, T.; Muranushi, K.; Nakagawa, Y.; Nasu, H.; Yoshimi, S.; Oike, M.; Kambayashi, H.; Mukaihara, T.; Nomura, T.; Kasukawa, A.: “High pmf coupled output power, 37 nm tunable laser module using matrix dfb laser“, International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, Page(s): 339 -342 , May 12-16, 2003.
- [11] Anthon, D.; Berger, J.D.; Drake, J.; Dutta, S.; Fennema, A.; Grade, J.D.; Hrinya, S.; Ilkov, F.; Jerman, H.; King, D.; Lee, H.; Tselikov, A.; Yasumura, K.; “External cavity diode lasers tuned with silicon MEMS”, Optical Fiber Communication Conference 2002, Page(s): 97 –98, 17-22 March 2002.
- [12]: Syrbu, A.; Iakoviev, V.; Suruceanu, G.; Berseth, C.-A.; Rudra, A.; Mircea, A.; Mereuta, A.; Tadeoni, S.; Kapon, E.: “2 mW single mode operation of 1.55 μm InAlGaAs/InP-AlGaAs/GaAs wafer fused tunable vcsels optically pumped with 980 nm lasers “, Indium Phosphide and Related Materials Conference, Page(s): 202 –203, May 12-16, 2003

- [13] Ward, A.J.; Robbins, D.J.; Busico, G.; Whitbread, N.D.; Williams, P.J.; Reid, D.C.J.; Rawsthorne, J.R.: "Modelling of phase-grating based wideband tuneable lasers with simplified quasi-digital wavelength selection", IEE Proceedings Optoelectronics, Volume: 150 Issue: 2, 18 April 2003, Page(s): 199–204.
- [14] Reid, D.C.J.; Robbins, D.J.; Ward, A.J.; Whitbread, N.D.; Williams, P.J.; Busico, G.; Carter, A.C.; Wood, A.K.; Carr, N.; Asplin, J.C.; Kearley, M.Q.; Hunt, W.J.; Brambley, D.R.; Rawsthorne, J.R.: "A novel broadband DBR laser for DWDM networks with simplified quasi-digital wavelength selection", Optical Fiber Communication Conference 2002, OFC'02, 17-22 March 2002, Page(s): 541–543.
- [15] Brosson, P.; Artigue, C.; Fernier, B.; Leclerc, D.; Jacquet, J.; Benoit, J.: "Simple determination of coupling coefficient in DFB waveguide structures", Volume: 24 Issue: 16, Electronics Letters, 4 Aug. 1988, Page(s): 990–991
- [16] Kogelnik, H. and Shank, C., V.: "Coupled-wave theory of distributed feedback lasers", Journal of Applied Physics, Volume 43, Page(s): 2327-2335, 1972
- [17] Jayaraman, V.; Chuang, Z.-M.; Coldren, L.A.: "Theory, design, and performance of extended tuning range semiconductor lasers with sampled gratings", IEEE Journal of Quantum Electronics, Volume: 29 Issue: 6, June 1993, Page(s): 1824–1834
- [18] A. Yariv and P. Yeh: "Optical Waves in Crystal". New York: Wiley, 1984.
- [19] A Yariv: "Coupled-mode theory for guided-wave optics", IEEE Journal of Quantum Electronics, Volume: 9 Issue: 9, Sep 1973, Page(s): 919–933
- [20] Jayaraman, V.; Chuang, Z.-M.; Coldren, L.A.: "Theory, design, and performance of extended tuning range semiconductor lasers with sampled gratings", IEEE Journal of Quantum Electronics, Volume: 29 Issue: 6, June 1993, Page(s): 1824–1834
- [21] Mason, B.; Barton, J.; Fish, G.A.; Coldren, L.A.; Denbaars, S.P.: "Design of sampled grating DBR lasers with integrated semiconductor optical amplifiers", IEEE Photonics Technology Letters, Volume: 12 Issue: 7, July 2000, Page(s): 762–764
- [22] Bjork, G.; Nilsson, O.: "A new exact and efficient numerical matrix theory of complicated laser structures: properties of asymmetric phase-shifted DFB lasers", Journal of Lightwave Technology, Volume: 5 Issue: 1, Jan 1987, Page(s): 140–146.
- [23] Mugino, A.; Kimura, T.; Irie, Y.; Shimizu, T.: "Realization of high power and wavelength stabilized 980 nm-pump laser diode module with Fiber-Bragg-Grating by optimizing the effective reflectivity with Spatial-Hole-Burning effect", International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication. OFC/IOOC '99 Technical Digest, Volume: 1, 21-26 Feb. 1999 Page(s): 29–31 vol.1.
- [24] A. Yariv, Optical Electronic in Modern Communications, 5th edition, Oxford University Press, New York, 1997.
- [25] Byoung-Sung Kim; Jae-Kyun Kim; Youngchul Chung; Sun-Ho Kim: "Time-domain large-signal analysis of widely tunable DBR laser diodes with periodically sampled and chirped gratings", Photonics Technology Letters, Volume: 10 Issue: 1, Jan. 1998, Page(s): 39–41
- [26] Gini, E.; Melchior, H.: "The refractive index of InP and its temperature dependence in the wavelength range from 1.2 μm to 1.6 μm ", IPRM '96., Eighth International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, 21-25 April 1996, Page(s): 594–597
- [27] H. Krohl: « Etude et réalisation de réseaux de Bragg échantillonnés sur fibre optique », Mémoire de fin d'études de l'Ecole Supérieure D'optique.

- [28] Durand, O.; Gohin, E.; Riant, I.: "Simple and low-cost realization method of low reflective and almost flat 200GHz multichannel filter over 50 nm with sampled FBG", Optical Fiber Communication Conference and Exhibit 2002, OFC 2002, 17-22 March 2002, Page(s): 108 –110.
- [29] Bergonzo A., J. Jacquet, D. De Gaudemaris, J. Landreau, A. Plais, A. Vuong, H. Sillard, T. Fillion, O. Durand, A. Accard, H. Krol, I. Riant: "A very simple and efficient widely tunable sampled fiber Bragg grating external cavity laser", Optical Fiber Communication Conference and Exhibit 2003, OFC 2003, ThF.3, March 2002, Page(s): 108 –110.
- [30] Bergonzo, A.; Jacquet, J.; De Gaudemaris, D.; Landreau, J.; Plais, A.; Vuong, A. Sillard, H.; Fillion, T.; Durand, O.; Krol, H.; Accard, A.; Riant, I.: "Widely Vernier tunable external cavity laser including a sampled fiber Bragg rating with digital wavelength selection", IEEE Photonics Technology Letters, Volume: 15 Issue: 8 , August 2003, Page(s): 1144 –1146.
- [31] Joël Jacquet, Thèse de l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, « Contribution à l'étude de lasers à semi-conducteurs multisections émettant à 1.5 μ m accordables en longueur d'onde ».
- [32] Aurelien Bergonzo, Romain Brenot, Damien Locatelli, Jean Landreau, Alice Becaert Vuong, Jean Luc Lafragette, Olivier Durand and Joel Jacquet "12-channels 200GHz-spacing digitally tunable external cavity laser with fast wavelength switching", European Conference on Optical Communication 2003, ECOC-IOOC 2003, Th1.2.5., Page(s): 888-889.
- [33] Emery, J.-Y.; Picq, M.; Poingt, F.; Gaborit, F.; Brenot, R.; Renaud, M.; Lavigne, B.; Dupas, A.; Optimised 2R all-optical regenerator with low polarisation sensitivity penalty (<1 dB) for optical networking applications", Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, 2001. OFC 2001 , Volume: 1 , vol.1. Page(s): MB4-1 -MB4-3.
- [34] A.Bergonzo, R. Brenot, M. Picq, O. Legouezigou and J. Jacquet "Fast wavelength switching using a digitally tunable external cavity laser", Photonics in Switching 2003, Versailles (Paris), France, PS2003, PS Mo.A4.
- [35] Raman Kashyap : « Fiber Bragg Grating », Optics and Photonics, Academic Press 1999.
- [36] Erdogan, T.: "Fiber grating spectra", Journal of Lightwave Technology, Volume: 15 Issue: 8, Aug. 1997, Page(s): 1277 –1294.
- [37] Sato, K.; Ishii, H.; Kotaka, I.; Kondo, Y.; Yamamoto, M.: "Frequency range extension of actively mode-locked lasers integrated with electroabsorption modulators using chirped gratings", IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics, Volume: 3 Issue: 2 , April 1997, Page(s): 250 –255.
- [38] Tajima, T.; Hayashi, K.; Maywar, D.N.; Asawamethapant, W.; Nakano, Y.: "Fabrication of a bistable distributed feedback laser amplifier with a completely linear chirped grating by electron beam lithography", 17th International Semiconductor Laser Conference, 25-28 Sept. 2000, Page(s): 83 –84.
- [39] Oberg, M.; Rigole, P.J.; Nilsson, S.; Klinga, T.; Backbom, L; Streubel, K; Wallin, J; Kjellberg, T: "Complete single mode wavelength coverage over 40 nm with a super structure grating DBR laser", Journal of Lightwave Technology, Volume: 13 Issue: 9, Sept. 1995, Page(s): 1892 –1898.
- [40] Madsen, C.K.: "Chromatic and polarization mode dispersion measurement technique using phase-sensitive sideband detection", Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, OFC 2001, Volume: 1 , Page(s): MO6-1 -MO6-3 vol.1.
- [41] Fortenberry, R.; Sorin, W.V.; Hernday, P.;; "Improvement of group delay measurement accuracy using a two-frequency modulation phase-shift method", IEEE Photonics Technology Letters, Volume 15 Issue: 5 , May 2003, Page(s): 736 –738.
- [42] Williams, J.A.R.; Overall, L.A.; Bennion, I.; Doran, N.J.: "Fiber Bragg grating fabrication for dispersion slope compensation", IEEE Photonics Technology Letters, , Volume: 8 Issue: 9 , Sept. 1996, Page(s): 1187 –1189.

- [43] Thedrez, B.; Rainsant, J.M.; Voiriot, V.; Lafragett, J.L.; Roux, L.; Pinquier, A.; Fernier, B: "1.55 μm DFB lasers with integrated spot size converters operating at 2.5 Gbit/s with modulated power over 20 mW for 180 km transmission", International Conference on Optical Fiber Communication and the Integrated Optics and Optical Fiber Communication. OFC/IOOC '99, Volume: 2, 21-26 Feb. 1999 Page(s): 140 -142 vol.2.
- [44] Haus, H.A.; "Mode-locking of lasers", IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics, Volume: 6 Issue: 6, Nov.-Dec. 2000, Page(s): 1173 -1185.
- [45] A.Bergonzo, H.Helmers, J.David, J.Landreau, A.Leroy, O. Durand., R.Brenot, G.H.Duan, J.Jacquet : "Over 27nm Tuning Range by Modelocking of External Cavity Laser Including a Linearly Chirped Fiber Bragg Grating", Semiconductor Integrated OptoElectronics, SIOE'02, March 25-27 2002,Cardiff (UK.)
- [46] Shenping Li; Chan, T.; "Electrical wavelength-tunable actively mode-locked fiber ring laser with a linearly chirped fiber Bragg grating", IEEE Photonics Technology Letters, Volume: 10 Issue: 6 , June 1998, Page(s):799-801.
- [47] Yu, J.; Huhse, D.; Schell, M.; Schulze, M.; Bimberg, D.; Williams, J.A.R.; Zhang, L.; Bennion, I: "Fourier-transform-limited 2.5 ps light pulses with electrically tunable wavelength (15 nm) by hybridly modelocking a semiconductor laser in a chirped Bragg grating fibre external cavity" Electronics Letters, Volume: 31 Issue: 23 , 9 Nov. 1995, Page(s): 2008 -2009.
- [48] Bergonzo, A.; David, J.; Landreau, J.; Gohin, E.; Brenot, R.; Durand, O.; Guang Hua Duan; Jacquet, J.: "Over 27 nm tuning range by mode locking of external cavity laser including a linearly chirped fiber Bragg grating", 18th International Semiconductor Laser Conference, ISLC'02, 29 Sept.-3Oct. 2002, Page(s): 55 -56.
- [49] P.A.Morton, V. Mizrahi, P.A. Andrekson, T. Tanbun-Ek: "Stable single mode hybrid laser with high power and narrow linewidth", Applied Physics Letters, Vol.64, May 1994.
- [50] K.Sato, A. Hirano, H. Ishii: "Chirped compensated 40GHz modelocked laser integrated with electroabsorption modulators and chirped gratings", Journal of selected topics in Quantum Electronics, Vol.5, N°3, 590-595,May-June 1999.
- [51] Farries, M.C.; Buus, J.; Kearley, M: "Design and fabrication of two layer anti-reflection coatings for semiconductor optical amplifiers", Electronics Letters , Volume: 26 Issue: 19 , 13 Sept. 1990, Page(s): 1626 -1628.
- [52] Weisser, S.; Larkins, E.C.; Czotscher, K.; Benz, W.; Daleiden, J.; Fleissner, J.; Maier, M.; Ralston, J.D.; Romero, B.; Schonfelder, A.; Rosenzweig, J: "37 GHz direct modulation bandwidth in short-cavity InGaAs/GaAs MQW lasers with C-doped active regions", 8th Annual Meeting Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting, 30-31 Oct. 1995, Page(s): 91 -92 vol.1.