



HAL
open science

**LASER A FIBRE POUR LES
TELECOMMUNICATIONS MULTIPLEXEES EN
LONGUEUR D'ONDE : ETUDE DE
L'ACCORDABILITE EN LONGUEUR D'ONDE ET
DE LA GENERATION DE TRAINS
MULTI-LONGUEURS D'ONDE D'IMPULSIONS PAR
VOIE ELECTRO-OPTIQUE**

Stéphane Calvez

► **To cite this version:**

Stéphane Calvez. LASER A FIBRE POUR LES TELECOMMUNICATIONS MULTIPLEXEES EN LONGUEUR D'ONDE : ETUDE DE L'ACCORDABILITE EN LONGUEUR D'ONDE ET DE LA GENERATION DE TRAINS MULTI-LONGUEURS D'ONDE D'IMPULSIONS PAR VOIE ELECTRO-OPTIQUE. Autre. Université de Franche-Comté, 2002. Français. NNT : . tel-00003336

HAL Id: tel-00003336

<https://theses.hal.science/tel-00003336>

Submitted on 10 Sep 2003

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

Présentée à

L'U.F.R. DES SCIENCES ET TECHNIQUES
DE L'UNIVERSITE DE FRANCHE COMTE

Pour obtenir le

**GRADE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITE
DE FRANCHE COMTE**

Spécialité Sciences pour l'Ingénieur

LASER A FIBRE POUR LES TELECOMMUNICATIONS
MULTIPLEXEES EN LONGUEUR D'ONDE :
ETUDE DE L'ACCORDABILITE EN LONGUEUR D'ONDE ET
DE LA GENERATION DE TRAINS MULTI-LONGUEURS
D'ONDE D'IMPULSIONS PAR VOIE ELECTRO-OPTIQUE.

par

Stéphane CALVEZ

Soutenance prévue le 20 juin 2002 devant la commission d'examen :

Président : Daniel Van Labeke, Professeur, Université de Franche Comté

Rapporteurs : Alain Brun, Professeur, Institut d'Optique
Guy Millot, Professeur, Université de Bourgogne

Examineurs : Giraud, , Société NETTEST
Jean-Pierre Goedgebuer, Professeur, Université de Franche Comté
Pascal Mollier, Maître de Conférence, Université de Franche Comté

REMERCIEMENTS

Je tiens, tout d'abord, à remercier Monsieur Goedgebuer pour m'avoir offert l'opportunité de travailler au sein des laboratoires GTL CNRS Telecom et d'Optique P.M. Duffieux. De plus, cette thèse n'aurait pas pu avoir lieu sans le soutien financier du CNRS et de la région Lorraine.

Je tiens ensuite à exprimer ma gratitude à Messieurs Brun et Millot, rapporteurs de ce travail, pour leur lecture attentive et leurs avis de spécialistes. Je présente aussi mes remerciements à Messieurs Van Labeke et Giraud, membres du jury, pour leurs commentaires et questions.

Par ailleurs, je remercie Pascal Mollier pour les nombreuses et fructueuses discussions que nous avons pu avoir ainsi que pour ses encouragements. Je veux aussi féliciter Xavier Rejeaunier, doctorant prédécesseur, sans qui le filtre mis en œuvre dans cette étude ne serait pas de ce monde.

Enfin, j'adresse une pensée spéciale aux personnes qui m'ont accompagné tout au long de ce travail tant à Metz que sur Besançon, tout particulièrement, à Alex, Benoit, Duraff, Ignacio, J.B., Juan Marco, le Mou, Max, Marty, Min, Nico, PAL, le petit Pascal, Sam, Steph et Xavier.

Je termine ici en dédiant ce mémoire à mes parents, qui m'ont donné le goût des études et offert un soutien sans faille, et à Marion, pour son aide et sa compréhension.

TABLE DES MATIERES

REMERCIEMENTS.....	1
--------------------	---

TABLE DES MATIERES.....	3
-------------------------	---

INTRODUCTION.....	7
-------------------	---

CHAPITRE I INTRODUCTION AUX SYSTÈMES DE TÉLÉCOMMUNICATIONS OPTIQUES.....	11
---	-----------

<i>1 Les télécommunications par fibres optiques.....</i>	<i>11</i>
1.1 Bref historique.....	11
1.2 Les fibres optiques.....	12
1.3 Les amplificateurs optiques.....	16
1.4 Conclusion.....	20
<i>2 Les réseaux WDM.....</i>	<i>20</i>
2.1 Techniques de multiplexage.....	20
2.2 Les réseaux de télécommunications WDM.....	21
2.3 Réseaux WDM et sources optiques adaptées : un résumé.....	24
<i>3 Les sources pour les réseaux WDM.....</i>	<i>25</i>
3.1 Les lasers.....	25
3.2 Les sources fixes des liaisons point-à-point.....	27
3.3 Sources accordables.....	29
3.4 Sources multi-longueurs d'onde.....	39
<i>4 Notre étude.....</i>	<i>43</i>
<i>5 Bibliographie.....</i>	<i>45</i>

CHAPITRE II LE LASER À FIBRE DOPÉE ERBIUM :.....	51
---	-----------

<i>1 Milieu amplificateur.....</i>	<i>51</i>
1.1 L'ion erbium.....	51
1.2 Modélisation du milieu amplificateur.....	55
<i>2 Obtention des sections efficaces.....</i>	<i>61</i>
2.1 Principe de la détermination des paramètres de modélisation.....	61
2.2 Initialisation de la méthode d'obtention des sections efficaces.....	63
2.3 Paramètres de modélisation : résultats.....	67
<i>3 La fonction d'amplification.....</i>	<i>68</i>
3.1 Régime continu de l'amplificateur.....	68
3.2 Régime dynamique de l'amplificateur.....	76
<i>4 Le laser à fibre.....</i>	<i>79</i>
4.1 Architectures de lasers à fibre.....	79

4.2 Modélisation.....	80
4.3 Propriétés d'un laser continu.....	82
5 Bibliographie.....	85
CHAPITRE III LA SOURCE IMPULSIONNELLE ACCORDABLE.....	87
1 Description de la source.....	87
1.1 Architecture laser.....	87
1.2 L'accordabilité du laser.....	88
1.3 Génération d'impulsions.....	89
2 Le filtre électro-optique.....	89
2.1 Conception.....	90
2.2 Réalisation pratique.....	94
2.3 Caractérisation.....	99
3 Accordabilité.....	104
3.1 Effet de l'insertion dans la cavité.....	104
3.2 Résultats expérimentaux.....	109
3.3 Temps de commutation.....	115
4 Comportement impulsionnel.....	118
4.1 Régime de mode déclenché.....	118
4.2 Synchronisation de modes.....	120
5 Conclusion.....	126
5.1 Rappel des résultats et applications.....	126
5.2 Améliorations envisageables.....	128
6 Bibliographie.....	131
CHAPITRE IV LA SOURCE MULTI-LONGUEURS D'ONDE.....	135
1 Principes.....	135
1.1 Faible cadence de répétition.....	135
1.2 Haute cadence de répétition.....	138
2 Méthodes de caractérisation.....	139
2.1 Les techniques classiques.....	139
2.2 Les méthodes avec fenêtrage.....	141
3 Résultats expérimentaux.....	144
3.1 Comportement à faible fréquence.....	144
3.2 Comportement à haute fréquence.....	162
4 Conclusion.....	166
5 Bibliographie.....	169
CONCLUSION.....	170

APPENDICE A LES RESEAUX DE TELECOMMUNICATIONS.....	172
1 <i>Techniques de multiplexage.....</i>	172
1.1 Le multiplexage temporel.....	172
1.2 Le multiplexage en longueur d'onde	172
2 <i>Généralités sur les réseaux.....</i>	173
3 <i>Réseaux WDM fixes</i>	174
3.1 Liaison point-à-point.....	174
3.2 Réseaux optiques passifs.....	175
4 <i>Réseaux WDM adressés en longueur d'onde</i>	175
4.1 Généralités.....	176
4.2 Réseaux statiques	176
4.3 Systèmes de commutation optique	178
5 <i>Protection - test des composants et des réseaux</i>	180
6 <i>Bibliography.....</i>	182
APPENDICE B SECTIONS EFFICACES.....	184
APPENDICE C PARAMETRES DE SIMULATION DES LASERS.....	186
1 <i>L'amplificateur à fibre dopée erbium.....</i>	186
2 <i>Les lasers.....</i>	186
2.1 Le laser "vide" en régime continu.....	186
2.2 Laser continu accordable	187
APPENDICE D CIRCUITS DE COMMANDE DU FILTRE.....	188
1 <i>Circuit basse fréquence</i>	188
1.1 Montage.....	188
1.2 Caractérisation.....	189
2 <i>Circuit haute fréquence</i>	189
2.1 Montage.....	190
2.2 Caractérisation.....	190

INTRODUCTION

Depuis le début du vingtième siècle, les moyens de télécommunications se diversifient et leur importance ne fait qu'augmenter. Une indication de cette expansion est la rapidité avec laquelle les différents outils de télécommunications se répandent dans la population. On estime que pour que cinquante millions de foyers possèdent la radio il a fallu trente sept ans, que pour la télévision, treize ans ont été nécessaires tandis que pour internet il a suffi de quatre ans.

Cette acquisition des nouvelles méthodes de communication s'accompagne de deux autres bouleversements. Tout d'abord, la nature des informations à transmettre est passée d'un type majoritairement vocal (téléphone) à un type principalement dominé par les données (informatiques ou textes). L'illustration la plus pertinente de ce phénomène est fournie par la transformation apparue avec l'envoi de messages de texte (les SMS) dans le cadre de la téléphonie mobile. De manière générale, au vu des évolutions techniques attendues (téléphones mobiles UMTS, expansion de l'internet, ...), on peut s'attendre à un renforcement de cette tendance dans les années à venir. Le second impact de la généralisation des moyens de télécommunications est l'augmentation de la quantité d'informations à transmettre. Dans les années 1995 à 2000, on estimait que l'évolution du nombre d'informations échangées suivait une loi de Moore, doublant tous les six mois et atteignant, en 2000, 5,2 terabits (10^{12} bits) par seconde. Depuis lors, la vitesse de croissance s'est un peu ralentie mais, là encore, les nouvelles technologies (vidéoconférence, téléphones avec visualisation de l'interlocuteur, diffusion cinématographique numérique ...) laissent supposer un maintien de la tendance à la hausse.

Pour faire face à cette demande, les équipementiers de télécommunications se sont lancés dans une course effrénée au développement de nouveaux systèmes. Pour traiter le changement de nature des informations véhiculées, la solution consiste à élaborer des équipements capables de gérer la voix et les données de manière totalement transparente. Si cela est relativement aisé, le réel challenge vise à être à même de traiter une quantité d'informations de plus en plus importante.

Les choix technologiques retenus pour augmenter les capacités des réseaux favorisent le déploiement de la fibre optique et l'exploitation beaucoup plus rapide des avancées scientifiques. En particulier, la découverte d'un amplificateur à fibre dopée erbium efficace, au début des années 1990, composant capable d'amplifier les signaux de longueur d'onde proche de $1,55\mu\text{m}$ transmis dans les fibres optiques, occasionne une révolution des systèmes de télécommunications. Non seulement, l'amplification permet d'étendre les distances de transmission mais elle fonctionne sur une gamme de longueurs d'onde suffisamment étendue pour être utilisable sur plusieurs canaux. Le multiplexage en longueur d'onde apparaît alors comme le moyen d'accroître de façon significative les capacités des transmissions par fibres optiques et voit son déploiement commercial débuter dès 1995.

La mise en place de cette technologie présente un énorme impact sur le marché des composants optiques et, tout spécialement des lasers. En effet, installer des réseaux multiplexés en longueur d'onde requière la fabrication de lasers de pompe pour faire fonctionner les amplificateurs optiques, d'émetteurs aux différentes longueurs d'onde pour définir chacun des canaux et de sources de longueur d'onde fixe ou variable (dites accordables en longueur d'onde) pour effectuer le test des composants passifs. Globalement, entre 1997 et 2001, la production des lasers pour les télécommunications a représenté un total de 11,37 milliards de dollars. De plus, il faut savoir que,

dans ce marché, la part du secteur des télécommunications est passée de 36% en 1997 à 47,4% en 2000 et s'est maintenue à 45% en dépit du ralentissement en 2001.

Au niveau de la recherche et du développement, l'influence des télécommunications est indéniable, surtout que, pour pouvoir offrir des systèmes avec de plus en plus larges capacités de transmission, de nombreuses difficultés doivent être résolues. Rien que pour les lasers, trois axes de recherche sont privilégiés. Le premier thème, la réalisation de lasers émettant de hautes puissances pour les pompes des amplificateurs, est sans rapport direct avec cette étude. Par contre, les deux autres sujets, qui concernent les émetteurs, y sont directement liés. En effet, à l'heure actuelle, chaque émetteur comprend un laser à semiconducteur de longueur d'onde fixe et un modulateur pour encoder l'information. La disponibilité d'une unique source émettant plusieurs longueurs d'onde et dont on peut moduler chacun des canaux séparément représenterait une avancée considérable pour les simplifications et économies d'échelle qu'elle apporterait. Les autres lasers retenant beaucoup d'attention sont les lasers accordables en longueur d'onde. Cet intérêt provient d'un autre avantage offert par l'adoption du multiplexage en longueur d'onde qu'est la réorganisation du réseau au niveau optique. Une méthode pour y parvenir passe par la modification de la longueur d'onde des émetteurs, si possible à grande vitesse. D'après les dernières études, cette nouvelle application ferait passer le marché des lasers accordables de 50 millions de dollars en 2001 (essentiellement dominé par le test de composants) à un montant évalué entre 870 millions et 2,32 milliards de dollars en 2005. Dans les deux cas, la capacité de générer des impulsions constitue un avantage supplémentaire car il favorise l'association par multiplexage temporel.

Bien que sans rapport apparent avec les lasers, le laboratoire P.M. Duffieux s'est doté, depuis le début des années 1980, d'une unité de fabrication de composants d'optique intégrée sur niobate de lithium. Cette technologie donne la capacité de produire tant des modulateurs de grande bande passante que des filtres dont le spectre de transmission est contrôlé électriquement et peut varier rapidement. Cet outil de réalisation de composants passifs combiné à l'apparition des amplificateurs à fibre dopée a conduit à l'émergence d'un nouveau thème de recherche sur les lasers à fibre dès 1995.

Le besoin de lasers impulsions accordables ou capables de générer des impulsions multi-longueurs d'onde sur la gamme de longueurs d'onde autour $1,55\mu\text{m}$ est à l'origine de cette thèse. Il s'agit en fait d'étudier un laser en anneau comprenant un filtre intégré sur niobate de lithium et un amplificateur à fibre dopée erbium. La transmission du filtre pouvant être fixée à différentes positions spectrales, on s'attend à pouvoir faire varier la longueur d'onde du laser et donc réaliser une source accordable. Comme le changement de la transmission du filtre peut s'effectuer à grande vitesse, on peut envisager l'obtention d'un laser rapidement accordable. Le reste de l'étude cherche à générer des trains d'impulsions dont chacune est de longueur d'onde distincte en modulant la transmission du filtre et en insérant, si besoin est, un filtre de Fabry-Pérot intra-cavité. Le mémoire rend compte de ces travaux et se divise en quatre chapitres.

Le premier d'entre eux commence par un historique des systèmes de télécommunications par fibres optiques. On y effectue un rappel des notions de base de communication et des propriétés des fibres. On introduit ensuite les différents types d'amplificateurs optiques ainsi que leur impact sur l'organisation des réseaux. En particulier, nous décrivons les différents systèmes multiplexés en longueur d'onde envisagés et justifions l'importance des sources impulsions accordables en longueur d'onde ou émettant plusieurs longueurs d'onde. Nous complétons cette présentation par un état de l'art des sources pour les télécommunications et une description des sources proposées.

L'amplificateur à fibre dopée erbium, milieu à gain des lasers étudiés, fait l'objet du deuxième chapitre. Dans un premier temps, nous reprenons le modèle de ce type d'amplificateurs et nous déterminons les paramètres permettant de simuler notre amplificateur. Ensuite, on valide l'outil numérique incluant les coefficients trouvés. C'est l'occasion de mieux appréhender les phénomènes liés au milieu à gain car il s'agit de reproduire le comportement de l'amplificateur à

fibre dopée erbium dans différents régimes d'utilisation, comme le fonctionnement continu, dynamique ou l'inclusion dans une cavité laser.

En ce qui concerne le troisième chapitre, il est consacré à la source impulsionnelle accordable en longueur d'onde. Après avoir indiqué les principes mis en œuvre pour atteindre ce fonctionnement, nous détaillons la conception, la réalisation sur substrat de niobate de lithium et la caractérisation du filtre de Lyot que nous utilisons. Nous étudions ensuite les effets de l'insertion de ce filtre dans la cavité laser et analysons les performances d'accordabilité du laser tant du point de vue expérimental que de la modélisation. Pour terminer ce chapitre, nous décrivons la génération d'impulsions à l'aide de modulateurs en niobate de lithium.

Enfin, dans le quatrième chapitre, nous nous intéressons à la génération de trains d'impulsions dont chacune possède sa propre longueur d'onde. Dans un premier temps, nous indiquons comment l'application d'un signal modulé aux électrodes contrôlant la transmission du filtre peut conduire à un tel fonctionnement. Nous fournissons ensuite des méthodes d'analyse expérimentale des signaux générés. Enfin, nous examinons expérimentalement le comportement du laser lorsque la transmission du filtre est modulée et recherchons les conditions d'obtention de trains multi-longueurs d'onde d'impulsions.

Nous concluons ce mémoire en effectuant un résumé des résultats obtenus, en mentionnant les améliorations envisageables et en évoquant les suites possibles de ce travail.

CHAPITRE I

INTRODUCTION AUX SYSTEMES DE TELECOMMUNICATIONS OPTIQUES

A ce jour le déploiement des télécommunications par fibres optiques est un fait bien établi. Cependant, la demande croissante en matière de communications requiert une part de recherche et de développement important afin de faire face à cet engouement. Dans ce cadre, les travaux visant à améliorer les performances des systèmes de communication ont conduit au développement des amplificateurs à fibre dopée. Cette découverte majeure non seulement renouvelle l'essor des télécommunications par fibres optiques mais révolutionne aussi les architectures de réseaux envisageables. En effet, l'introduction du multiplexage en longueur d'onde offre la possibilité de re-concevoir l'organisation des réseaux et en particulier leur interconnexion. Ce faisant, les caractéristiques des sources optiques adaptées pour tel ou tel type de configuration sont profondément modifiées, justifiant les efforts de recherche investis pour fournir de nouveaux émetteurs plus appropriés.

L'objectif de ce chapitre est de retracer cette évolution afin d'expliquer le fondement de notre étude. Pour cela, nous commençons par une brève définition des fondements des télécommunications par fibres optiques. Ce faisant, nous introduisons les propriétés des fibres et des amplificateurs optiques. Les changements provoqués par l'utilisation de ces éléments dans la conception des réseaux sont alors explicités afin de mieux cibler les enjeux et impératifs du développement de nouvelles sources optiques. L'état de l'art des sources conçues rend alors compte des différentes options possibles en la matière et nous offre l'occasion de donner les motivations pour cette thèse ainsi que les grandes lignes du travail mené.

1 Les télécommunications par fibres optiques

Dans cette partie, on replace l'avènement des télécommunications par fibres optiques dans son contexte historique tout en rappelant quelques notions fondamentales de communication. La fibre optique s'imposant comme le milieu de transmission privilégié, nous dédions quelques paragraphes à la description de ses propriétés intrinsèques. Enfin, les dernières évolutions des lignes de télécommunication ayant vu l'apparition des amplificateurs optiques, nous revenons sur leur constitution, caractéristiques génériques et rendons compte de leur potentiel.

Notre étude concernant des lasers incorporant des fibres et des amplificateurs, l'introduction de ces composants et de leurs propriétés fournit aussi une connaissance de base bénéfique pour la suite.

1.1 Bref historique

Avant toute chose, il est bon de rappeler en quoi consistent les communications. Il s'agit de transmettre des informations entre un émetteur (source de l'information) et un récepteur distants l'un de l'autre. En pratique, un opérateur de communication fournit les moyens d'établir la liaison entre l'émetteur et le récepteur. En particulier, il met à disposition le matériel d'émission, de réception ainsi que vecteur de communication (fils électriques, fibres optiques, etc...), comme illustré en figure 1.

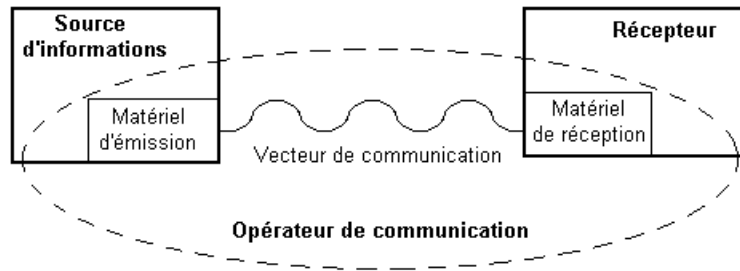


Figure 1 : Schéma de principe d'une communication.
La zone en pointillés représente le contrôle de l'opérateur de communication.

La quantité d'informations à véhiculer ne cessant d'augmenter, les opérateurs de télécommunications cherchent à accroître les capacités de leurs systèmes tout en limitant leurs coûts. En général, la méthode employée consiste à augmenter la quantité d'informations transmises en utilisant le même support physique, autrement dit améliorer le débit de transmission.

Les deux premiers choix techniques qui ont été effectués ont concerné la méthode d'envoi des informations et le vecteur de transmission. Dès le début, les informations ont été représentées sous forme numérique et transmises par modulation d'amplitude par tout ou rien (OOK pour *On-Off Keying*). Pour le vecteur de transmission, des années 1830 jusqu'au début des années 1980, c'est l'électricité qui a été retenue avec pour milieux successifs la paire torsadée (limitée par sa faible bande passante) et le câble coaxial. Les débits de 274 Mb/s sont réalisés avec des câbles coaxiaux commerciaux dès 1975. Cependant, dès les années 1960, l'idée d'utiliser la lumière comme moyen de transmission apparaît avec le début des lasers et les progrès en optique guidée. Elle ne devient commercialement effective qu'à partir de 1980, une fois maîtrisées la fabrication des lasers à semiconducteur émettant à $0,8 \mu\text{m}$ et la réalisation de fibres optiques à faibles pertes.

La mise en place de ces systèmes optiques de première génération tient alors essentiellement au fait que l'atténuation du signal le long de la fibre permet de transmettre les informations sur 10 km (contre 1 km pour les câbles coaxiaux) sans avoir à les répéter. Le critère évaluant les performances devient alors le produit *débit - longueur entre répéteurs* : Db.Lg et atteint 450 Mb.km/s.

Les autres évolutions des systèmes de communications optiques visent à améliorer le produit Db.Lg et reposent sur l'exploitation de caractéristiques des fibres optiques (dispersion – atténuation), l'apparition des amplificateurs à fibre et l'utilisation du multiplexage en longueur d'onde. Ces éléments fondamentaux étant décrits dans les paragraphes suivants, nous indiquerons alors leur influence sur les communications optiques.

1.2 Les fibres optiques

Nous venons de voir que, dans les systèmes de télécommunications modernes, le vecteur de communication privilégié est la fibre optique. Il apparaît donc intéressant de rappeler ses propriétés et leur influence sur les réseaux de communications optiques. C'est ainsi que les paragraphes suivants vont décrire successivement les caractéristiques de guidage, l'atténuation, la dispersion chromatique ainsi que la dispersion de polarisation. Cette introduction des différents paramètres de la fibre favorise aussi la compréhension du fonctionnement des lasers à base de fibres optiques (cf. paragraphe I.3.).

1.2.1 Paramètres de guidage

La première caractéristique de la fibre réside dans sa constitution et ses propriétés de guidage. Comme le montre la figure 2, une fibre comporte un cœur (partie centrale de rayon a) entouré par une gaine et le tout recouvert d'une armature assurant sa stabilité mécanique.

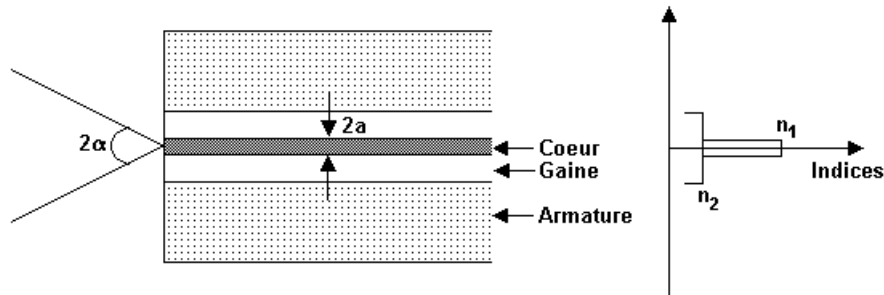


Figure 2 : Fibre optique à saut d'indice : Constitution et profil d'indice.

Dans le cas le plus simple, les indices dans le cœur et dans la gaine sont constants et de valeurs respectives n_1 et n_2 . On dit que la fibre est à saut d'indice. Pour assurer le guidage (pouvoir avoir une réflexion totale à l'interface cœur/gaine), on doit avoir $n_1 > n_2$. De plus, pour parvenir à injecter un signal dans la fibre (depuis un milieu d'indice n), ce signal doit être inclus dans le cône d'acceptance de demi-angle, α , dont l'ouverture numérique, ON, est définie ci-après par :

$$ON = n \sin(\alpha) = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} . \quad (\text{I.1})$$

Cet angle d'acceptance ainsi que les problèmes d'alignement imposent de fortes contraintes sur la distribution spatiale de l'émission fournie par les sources et, par conséquent, sur leur fabrication.

Au niveau des télécommunications, une autre caractéristique est essentielle : la propagation monomode. En effet, pour éviter qu'un signal de longueur d'onde λ transmis par la fibre arrive en plusieurs temps, il ne doit se propager qu'avec une seule vitesse. Pour cela, la condition suivante sur le rayon du cœur, a , doit être vérifiée [1]:

$$a \leq \frac{2,405 \lambda}{2\pi\sqrt{n_1^2 - n_2^2}} . \quad (\text{I.2})$$

Les fibres installées ou utilisées dans les différents systèmes peuvent présenter d'autres profils d'indices (paraboliques, multi-gaines, etc...), en général, afin de modifier d'autres propriétés de la fibre (position du zéro et pente de dispersion chromatique, etc...). Ces dernières techniques peuvent s'avérer particulièrement utiles dans la réalisation de sources générant des impulsions très courtes (effet soliton, compensation du *chirp*, ...).

Le recours à une fibre monomode pour élaborer un laser à fibre assure son fonctionnement monomode latéral et donc une partie de sa stabilité.

1.2.2 Atténuation

Maintenant, que nous connaissons les conditions pour injecter et assurer la propagation monomode d'un signal, il est important de savoir quelle puissance va nous parvenir après avoir parcouru une certaine distance.

Or, comme dans tout matériau, la puissance d'une onde électromagnétique s'atténue lors de sa propagation dans le milieu. Les pertes sont dues aux fluctuations de la densité du matériau à des échelles inférieures à la longueur d'onde considérée, phénomène plus connu sous le nom de

diffusion Rayleigh, et à l'absorption introduite par la présence d'impuretés (ions hydroxyl (OH) dans le cas de la fibre).

En général, on donne la puissance de l'onde électromagnétique, à la longueur d'onde λ , ayant parcourue une distance z , en fonction de la puissance incidente par la formule :

$$P(z) = P(0) \exp\left(-\frac{\ln(10)}{10} \alpha_{dB}(\lambda) z\right) \quad (I.3)$$

$\alpha_{dB}(\lambda)$ est le coefficient d'atténuation (exprimé en dB/km) à la longueur d'onde λ .

L'évolution de ce coefficient en fonction de la longueur d'onde est représentée figure 3 pour une fibre conventionnelle et pour une fibre AllWave™ dont le procédé de fabrication permet de supprimer les impuretés OH [2], étendant ainsi la bande passante.

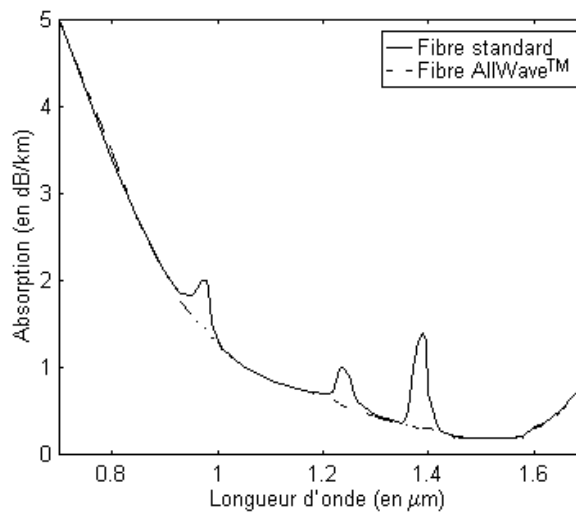


Figure 3 : Dépendance en longueur d'onde de l'atténuation pour des fibres standard et AllWave™.

Dans le but d'augmenter le produit *débit – distance entre répéteurs*, une atténuation faible de la fibre optique est un impératif. L'observation de la figure 3 nous indique les trois fenêtres de longueurs d'onde utilisables avec des fibres conventionnelles (autour de 0,8 , 1,3 et 1,5 μm). On note aussi que la suppression des impuretés hydroxyl permet d'étendre considérablement la plage de longueurs d'onde utilisables pour communiquer.

1.2.3 Dispersion chromatique

Une fois connues les pertes encourues lors de la propagation d'un signal, on s'intéresse maintenant à ce qui se passe lorsqu'un signal polychromatique se propage dans la fibre. La caractéristique fondamentale liée à ce processus est la dispersion chromatique.

Un matériau (ici, la silice) est dit dispersif lorsque son indice de réfraction dépend de la longueur d'onde. Dans ce cas, les différentes composantes spectrales du signal à transmettre ne se propagent pas à la même vitesse. Il en résulte une modification du profil temporel du signal au cours de la propagation. Le paramètre rendant compte de cet effet, appelé D et exprimé en $\text{ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$, est défini par :

$$D = \frac{d(v_g^{-1})}{d\lambda} \quad (I.4)$$

où v_g est la vitesse de groupe.

Les fibres "standard" (normalisation ITU-T G. 652) installées dans les réseaux de communication présentent un zéro de dispersion ($D(\lambda_{ZD})=0$) à la longueur d'onde $\lambda_{ZD}=1310$ nm. De plus, la variation du paramètre D en fonction de la longueur d'onde est tracée en figure 4. Toutefois, pour les longueurs d'onde comprises entre 1250 nm et 1660 nm, une approximation de la valeur de D est donnée par [3] :

$$D \approx -122 \cdot (1 - \lambda / \lambda_{ZD}) . \quad (I.5)$$

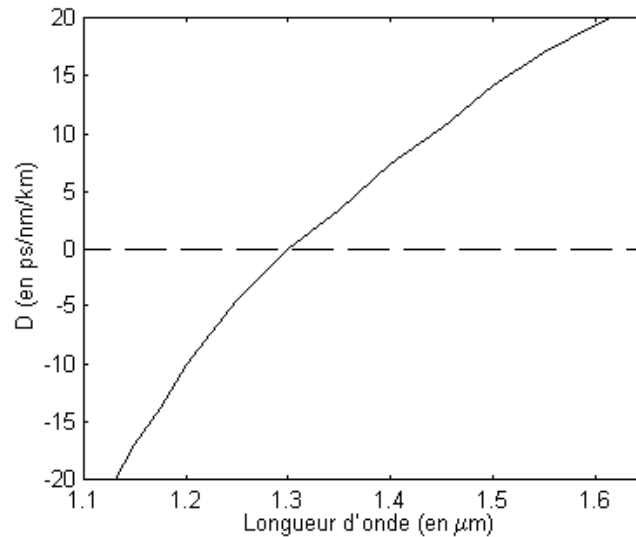


Figure 4 : Dispersion d'une fibre standard.

Au vu de la courbe ci-dessus, on remarque que la dispersion chromatique a une faible influence sur des communications autour de 1,3 μm alors qu'elle devient un obstacle pour des transmissions rapides à 1,55 μm. Le choix de la seconde fenêtre de télécommunications (autour de 1,3 μm), en 1983, résulte du compromis entre l'atténuation et la dispersion chromatique. Cependant, dès 1985, l'apparition de fibres ayant un zéro de dispersion à 1550 nm dites DSF (pour *Dispersion Shifted Fibre* – normalisation ITU-T G. 653), obtenues grâce à une modification du profil de l'indice du cœur de la fibre, semble remettre en cause le choix précédent. L'arrivée des amplificateurs à fibre et la meilleure compréhension des effets non linéaires limitent l'emploi des fibres DSF comme nous le verrons par la suite.

Enfin, on estime que la distance maximale de propagation en présence de dispersion chromatique est donnée par $\cong 1/(DB^2)$ où B est le débit (exprimé en bit/s) soit 1000 km (respectivement 60km) pour des communications à 2,5 Gb/s (10 Gb/s) à 1,55 μm [4]. L'introduction de filtres dispersifs ou de fibres de dispersion inverse sur la ligne de transmission permet de compenser totalement cet effet sous réserve que la conception de ces derniers soit adaptée à la liaison à compenser et tienne compte de la variation de D avec la longueur d'onde.

1.2.4 Dispersion modale de polarisation

La dernière caractéristique linéaire d'une fibre est sa dispersion modale de polarisation. Ce paramètre donne une indication sur la dépendance à la polarisation de la propagation dans une fibre.

A priori, la symétrie cylindrique des fibres optiques leur confère un comportement identique pour tous les états de polarisation. Cependant, les défauts de fabrication ainsi que les contraintes mécaniques ou thermiques brisent cette symétrie. Il est généralement admis que les déformations rendent le cœur elliptique et que la vitesse de propagation selon les deux axes de l'ellipse n'est pas la même. Cette dispersion modale de polarisation (PMD pour *Polarization Mode Dispersion*) se

modélise comme l'apparition d'une légère biréfringence entre deux axes de polarisation, un lent, l'autre rapide. L'origine aléatoire et lentement variable dans le temps de ce phénomène conduit à une analyse statistique de la valeur instantanée de la PMD. Cette dernière suit une densité de probabilité de Maxwell de moyenne $0,1 \text{ ps km}^{-0,5}$ [5].

Les sources optiques étant généralement polarisées, la PMD affecte les transmissions par fibre et devient gênante pour des communications à 40 Gb/s se propageant sur plus de 200 km [4]. Elle peut néanmoins être compensée au premier ordre par un traitement électrique du signal [6].

1.3 Les amplificateurs optiques

Comme nous l'avons vu dans les paragraphes précédents, l'atténuation est un des facteurs principaux qui limitent la distance de transmission des systèmes optiques de télécommunications. Pour dépasser cette limite, il faut donc augmenter la puissance du signal à intervalle régulier dans la fibre.

La première solution retenue pour y parvenir est l'utilisation de répéteurs régénérateurs optoélectroniques. Ceux-ci convertissent le signal optique en un signal électrique qui sert alors de signal de modulation d'un nouvel émetteur. Seulement, tant les capacités restreintes (conversion optoélectronique, complexité du système multi-canaux) que le coût de ces systèmes conduisent à étudier et développer les systèmes amplifiant directement le signal optique. Ces amplificateurs se répartissent en deux catégories : les amplificateurs à semiconducteur et ceux à fibre en fonction du milieu qui les compose.

Par ailleurs, l'amplification représentant une opération clef dans le fonctionnement des lasers, ces amplificateurs interviennent dans les sources pour les télécommunications.

Les paragraphes ci-dessous s'attachent à fournir une brève description de la constitution de ces amplificateurs et présentent les éléments essentiels à la compréhension de leur fonctionnement propre et au sein des lasers.

1.3.1 Amplificateurs à semiconducteur

L'élément fondamental d'un amplificateur comme d'un laser à semiconducteur est une hétérostructure, c'est à dire une jonction p-n à l'intérieur de laquelle est insérée une couche d'environ $0,1 \mu\text{m}$ d'un matériau semiconducteur de bande interdite plus faible que celles des zones avoisinantes mais de structure cristalline très proche (même constante de réseau). Cette couche centrale, aussi appelée zone active, sert à confiner à la fois les porteurs de charge (électrons et trous) et les photons créés. Si l'on utilise des matériaux de bande interdite directe et qu'on injecte des porteurs par polarisation de la jonction dans le sens direct, le passage d'un photon de longueur d'onde correspondant à la bande interdite de la zone active provoque l'émission de photons à la même longueur d'onde par recombinaison radiative d'électrons avec des trous. L'amplification du signal optique résulte alors de cette production de photons, connue sous le nom d'émission stimulée.

Les matériaux utilisés, combinés à des techniques de frustration de l'effet laser (dépôt de miroirs anti-réflexion [7], structures à guide oblique [8] ou à facettes enterrées [9]), permettent d'avoir une amplification de 30 dB sur une bande spectrale supérieure à 70 nm [10], en particulier, lorsque la zone active n'est pas faite d'un seul matériau mais d'un empilement de plusieurs semiconducteurs constituant une structure à multi-puits quantiques (un puits quantique étant une couche de matériau d'épaisseur de l'ordre de 1 à 10nm). Comme la taille de ces amplificateurs est généralement inférieure à $0,5 \times 2 \text{ mm}^2$, cet amplificateur offre, en plus, l'avantage d'être très compact.

Ces dernières caractéristiques en feraient de bons amplificateurs en ligne (entre émetteur et récepteur) si deux effets non linéaires ne se manifestaient pas fréquemment. En effet, la saturation du gain et le mélange à quatre-onde peuvent être obtenus de façon efficace dans ces composants, ce qui crée des distorsions de signal et une diaphonie inter-canal importantes dans les systèmes multi-canaux. A cela, deux autres inconvénients s'ajoutent : la dépendance relativement importante du gain des matériaux à la température et un couplage non idéal avec les fibres optiques.

L'apparition des effets non linéaires n'est pas toujours néfaste. En particulier, la commutation rapide de ces amplificateurs à semiconducteur offre la possibilité de réaliser les fonctions de commutation optique [11], de conversion rapide de longueur d'onde [12] ou de démultiplexage temporel tout-optique de signaux [13].

1.3.2 Amplificateurs à fibre

Comme nous venons de l'énoncer, les amplificateurs à semiconducteur possèdent des gains et des bandes passantes intéressantes mais les effets non linéaires ne les rendent pas attractifs pour l'amplification en ligne. Pour contre-carrer ces inconvénients et éviter les problèmes de couplage avec la fibre (cf. paragraphe I.1.2.1.), la recherche d'amplificateurs basés sur les fibres optiques a été favorisée.

Les différents travaux permettent de démontrer que l'amplification dans les fibres peut être de natures distinctes. Soit, comme précédemment, l'amplification est de type émission stimulée et l'on a affaire à un amplificateur à fibre dopée, soit elle provient de l'interaction photons/phonons (effet Raman ou Brillouin) et l'on parle alors d'amplificateurs non linéaires.

Dans les deux cas, on souligne que ces composants sont conçus à partir de fibres optiques et donc l'ensemble des propriétés des fibres données au paragraphe I.1.2. s'appliquent aussi.

1.3.2.1 Amplificateurs à fibre dopée

Les amplificateurs à fibre dopée ont été introduits dès 1964 [14] et commercialisés au début des années 1990. Il s'agit de morceaux de fibres optiques de longueur variant de quelques centimètres à quelques dizaines de mètres dans le cœur desquelles ont été ajoutés des ions de terre rare. Le dopant le plus utilisé est l'erbium qui permet d'obtenir du gain sur la fenêtre de spectrale dite C (pour *central wavelengths*) qui couvre les longueurs d'onde de 1528 à 1563 nm. Lorsqu'un signal laser de longueur d'onde plus faible (980 ou 1480 nm) dit signal de pompe est envoyé dans la fibre, les dopants passent dans un état de plus haute énergie dit excité. Le passage d'un photon dans la bande de gain stimule les ions excités à relâcher des photons de même longueur d'onde et on retrouve le phénomène d'amplification par émission stimulée. La nature de la radiation (relaxation d'ions) fait que la dynamique de ce milieu est généralement plus lente que celle des amplificateurs à semiconducteur. Cependant le gain est quasi indépendant de la température.

Comme représenté en figure 5, l'apport de la puissance de pompe peut se faire avec un ou plusieurs lasers, de longueur d'onde identique ou différente et se propageant dans le même sens que le signal à amplifier ou non. La répartition des lasers de pompe employée est retenue pour obtenir non seulement une conversion efficace de l'énergie vers l'amplification mais aussi pour améliorer d'autres caractéristiques (niveaux de bruit, puissance de saturation, ...). Les lasers développés dans notre étude comportant un ou plusieurs amplificateurs à fibre dopée erbium comme milieu à gain, ces considérations font l'objet d'un traitement plus détaillé dans le chapitre suivant.

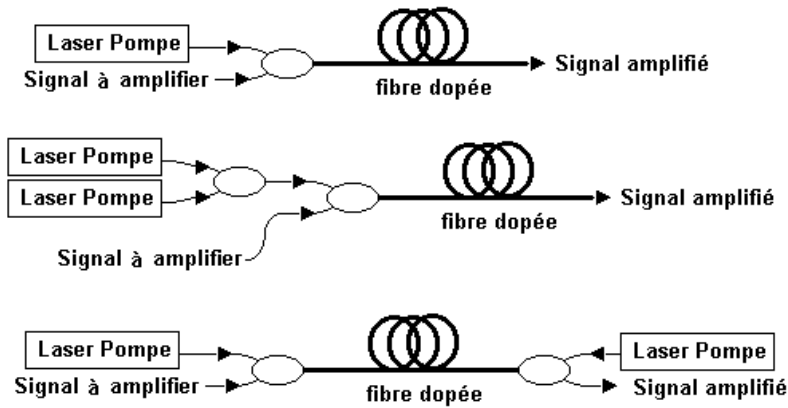


Figure 5 : Répartition des lasers de pompe pour l'amplification dans des fibres dopées.

La capacité d'amplification multi-canaux de ces amplificateurs et les augmentations de débit de transmission tendent à accroître la bande d'amplification et, en conséquence, à développer des amplificateurs à gain plat pour les bandes L (pour *Long wavelengths* ; 1575-1610 nm), S (pour *Short wavelengths* ; 1480-1525 nm) ou la région autour de 1310 nm. Des solutions prometteuses à base d'ions erbium et de filtres de Bragg [15] ou utilisant d'autres matrices que la silice (fluorées [16] ou tellurées [17]) ont été proposées pour la bande L. D'autres terres rares ont aussi été incluses notamment les ions praséodyme pour la région autour de 1310 nm [18], les ions thulium [19] pour la bande S.

On souligne, de plus, que, par nature, l'émission stimulée amplifie tout signal dont la longueur d'onde est dans la bande de gain. En particulier, les photons produits par la relaxation des atomes excités en l'absence de photon incident (dite émission spontanée) créent un signal en sortie de l'amplificateur appelé émission stimulée amplifiée (ASE pour *Amplified Spontaneous Emission*). Cette ASE peut pénaliser les transmissions où plusieurs amplificateurs sont mis en cascade. Elle constitue cependant le signal d'amorce dans les lasers à fibre comme nous le verrons par la suite.

1.3.2.2 Amplificateurs non linéaires

Contrairement aux deux précédents types d'amplificateurs que nous avons introduits, l'amplification dans ces composants ne repose pas sur une émission stimulée mais sur l'utilisation d'un des phénomènes non linéaires non résonnants que sont les effets Raman ou Brillouin.

Ces effets proviennent de l'interaction avec perte d'énergie de photons avec le milieu (diffusion inélastique). La perte d'énergie, représentée par l'apparition d'un phonon, se traduit par un transfert inélastique de puissance de la fréquence initiale vers une fréquence inférieure. Dans la fibre, un décalage fréquentiel de 11 GHz correspond à la création d'un phonon acoustique et donc à l'effet Brillouin tandis qu'à la valeur d'environ 13,2 THz est associée un phonon optique soit l'effet Raman. Dans les deux cas, cet échange est négligeable à faible puissance mais augmente exponentiellement une fois une puissance seuil dépassée. En dépit de leur origine similaire, chacun de ces deux phénomènes présente ses spécificités du fait que des relations de dispersion différentes s'appliquent aux deux types de phonons. En particulier, l'effet Brillouin se caractérise par une transformation à bande très étroite (environ 100 MHz) du photon initial en un photon contre-propagatif. L'effet Raman, quant à lui, se produit dans le même sens de propagation que le photon initial sur une bande passante bien plus étendue (environ 6 THz). Toutefois, il présente une puissance de seuil plus importante que l'effet Brillouin (≈ 570 mW contre ≈ 5 mW à 1,55 μm).

L'existence de ces phénomènes impose un certain nombre de contraintes sur les réseaux :

- une obligation de limiter la puissance totale à injecter dans une fibre à des niveaux inférieurs à 100 mW à cause de l'effet Brillouin,
- une réception complexifiée dans les systèmes comportant plusieurs canaux de puissance égale car il provoque un transfert d'énergie des canaux de faible longueur d'onde vers ceux de plus grande longueur d'onde [20].

Néanmoins, l'utilisation volontaire d'un laser de pompe émettant un signal de forte puissance dont la direction et la longueur d'onde sont choisies en fonction du type d'amplification désiré permet de provoquer ces transferts d'énergie et conduit à la réalisation d'amplificateurs optiques. Cependant, la faible efficacité de la conversion de puissance fait que de grandes distances de propagation (>1 km) sont généralement requises.

L'écart de 11 GHz entre la longueur d'onde pompe et le signal a restreint l'utilisation des amplificateurs à effet Brillouin au développement de quelques sources optiques.

Au contraire, les amplificateurs à effet Raman sont des alternatives intéressantes aux amplificateurs à fibre dopée tant pour l'amplification à 1,3 μm [21] qu'à 1,55 μm [22] et font partie de l'arsenal des techniques utiles, entre autre, pour l'aplanissement du gain d'amplificateurs large bande [23] ou la compensation des effets Raman dans les télécommunications multipléxées en longueur d'onde (WDM pour *Wavelength Division Multiplexed*) à 1,55 μm [24]. Leur pompage est souvent réalisé en combinant l'émission laser de plusieurs lasers à semiconducteur de longueurs d'onde différentes (cf. figure 5) afin d'obtenir la distribution spectrale du gain désirée (uniforme ou non). Son utilisation comme milieu à gain dans des lasers est aussi envisageable.

1.3.2.3 Les amplificateurs en bref

Dans ce paragraphe, nous établissons un tableau qui résume les différentes caractéristiques des amplificateurs afin de rendre plus aisée la comparaison de leurs potentiels pour telle ou telle application.

Caractéristiques	Type d'amplificateur			
	Semiconducteur	Fibre dopée	Raman	Brillouin
Longueur du milieu amplificateur	mm	cm – m	km	km
Pompage	Electrique mA	Optique mW	Optique 500mW	Optique 10mW
Bande passante	Compromis entre le matériau actif et la frustration de l'effet laser (70nm)	Liée aux transitions atomiques des dopants (50 – 100nm)	Définie par le système de pompage (longueurs d'onde – puissances) (50 – 100nm)	Limitée par le mécanisme non linéaire (100MHz)
Dynamique	Rapide	Lente	Moyenne	Moyenne
Seuil de saturation	Bas	Moyen	Moyen	Moyen
Effets non linéaires	Fréquents	Possibles	Présents	Présents
Sensibilité à la température	Forte	Faible	Faible	Faible

1.4 Conclusion

L'avènement des télécommunications par fibres optiques est né des plus grandes capacités de ce milieu de transmission. L'introduction des amplificateurs optiques contribue à maintenir cette suprématie dans la mesure où les pertes induites peuvent être compensées de façon répétée, augmentant la distance possible entre les émetteurs et récepteurs.

Les bénéfices de l'utilisation des amplificateurs optiques dans les lignes de transmission ne se sont cependant pas arrêtés à ce rôle de restauration périodique de la puissance du signal mais ont totalement révolutionné l'organisation du réseau en permettant le multiplexage en longueur d'onde comme nous allons le voir maintenant.

2 Les réseaux WDM

Cette partie vise à introduire les différents concepts liés à l'organisation des réseaux de télécommunication et, en particulier, à l'utilisation du multiplexage en longueur d'onde.

Après un rappel succinct sur les techniques de multiplexage, nous présentons une vue générale des réseaux de télécommunications et introduisons les différentes architectures utilisées ou envisagées en matière de réseaux WDM. Parallèlement, nous indiquons l'incidence du choix de tel ou tel type de réseau sur les caractéristiques des sources optiques à mettre en œuvre. Ces données nous permettent de mieux évaluer les applications potentielles des lasers développés dans cette étude.

2.1 Techniques de multiplexage

Jusqu'ici nous ne nous sommes préoccupés que de la transmission entre un émetteur et un récepteur. Pour mieux coller à la réalité, il nous faut maintenant considérer plusieurs de ces émetteurs et récepteurs et voir comment nous pouvons organiser le transfert des informations entre eux.

La technique prédominant cet acheminement des données est le multiplexage car il intervient dès qu'on souhaite transmettre plusieurs flux d'information indépendants (canaux) en utilisant le même support (une fibre). Deux techniques de multiplexage sont utilisées dans les systèmes de communications optiques : le multiplexage temporel (TDM pour *Time Division Multiplexing*) et le multiplexage en longueur d'onde (WDM pour *Wavelength Division Multiplexing*).

2.1.1 Le multiplexage temporel

A partir de N canaux de débit D , le multiplexage temporel constitue une chaîne de bits de débit NxD en prenant successivement les premiers bits de chacun des canaux, puis les seconds, etc...

En pratique, le signal résultat, aussi appelé agrégat, est la combinaison des différents canaux codés individuellement et décalés temporellement au moyen de lignes à retard optiques. On souligne que l'utilisation du format RZ est recommandée afin d'éviter les recouvrements lors du multiplexage.

Cette technique est limitée par la difficulté de générer des impulsions de plus en plus courtes, de les transmettre correctement (effets de la dispersion) et de récupérer le signal d'horloge au démultiplexeur.

2.1.2 Le multiplexage en longueur d'onde

Le multiplexage en longueur d'onde vise à transmettre les N canaux en utilisant N porteuses optiques de longueurs d'onde différentes.

L'espace minimal entre deux porteuses est fixé par le taux de diaphonie (*crosstalk*) entre deux canaux voisins. Il tient compte du fait que les spectres générés par la modulation des canaux ne doivent pas se recouvrir et des tolérances au niveau du démultiplexeur (taux de réjection des canaux avoisinants, précision sur la longueur d'onde des porteuses, interactions entre canaux induites par les effets non linéaires dans les fibres, ...).

Les facteurs qui limitent cette technique sont la capacité de générer les porteuses optiques adéquates, la possibilité de véhiculer des informations correctes (taux d'erreur binaire $BER < 10^{-9}$) sur des distances acceptables, le débit requis pour chaque canal et le système de modulation utilisé. Commercialement, le développement de cette technique est lié à la gamme de longueurs d'onde pour laquelle les amplificateurs optiques à fibre présentent un gain suffisant et spectralement uniforme. Lorsque la technologie permet d'accéder à la totalité du spectre de gain, l'utilisation de nouveaux types de modulation comme la modulation à bande atténuée fournit un nouveau moyen d'augmenter la capacité d'une liaison [24].

2.2 Les réseaux de télécommunications WDM

Les techniques de multiplexage rappelées, nous nous intéressons ici aux différentes organisations possibles de la communication entre plusieurs interlocuteurs soit à la notion de réseaux. Cette présentation des architectures WDM, nous donne aussi la possibilité d'indiquer quelles sont les sources optiques les plus appropriées au cas par cas.

2.2.1 Présentation générale

Traditionnellement, les réseaux de communication sont classés en trois catégories en fonction de leur taille :

- les réseaux mondiaux (WAN pour *World Area Network*). Ils se caractérisent par des transmissions à haute capacité, sur de grandes distances et entre un faible nombre de points d'accès. Ils comprennent notamment les liaisons transocéaniques et privilégient la technologie WDM pour permettre l'acheminement rapide des informations,
- les réseaux locaux (LAN pour *Local Area Network*) qui couvrent une zone géographique beaucoup plus réduite comme un campus, une entreprise, et présentent de nombreux points d'accès. Ici, c'est le multiplexage temporel qui domine,
- les réseaux métropolitains (MAN pour *Metropolitan Area Network*) qui font la jonction entre les deux types de réseaux précédents. Les deux formes de multiplexage y sont utilisées mais le WDM prend de plus en plus d'importance au vu de l'accroissement de la demande et des nouvelles architectures proposées.

Dans tous les cas, il faut retenir, que, à l'heure actuelle, toutes les opérations d'aiguillage des données sont effectuées dans le domaine électrique avec un débit des informations au mieux de 155 Mb/s (dit STM-1).

Notre étude concernant les réseaux WDM, nous nous concentrons uniquement sur les réseaux de haut niveau (WAN et MAN). Dans ce cas, l'incorporation du multiplexage en longueur d'onde apparaît inévitable, mais plusieurs architectures, plus ou moins sophistiquées, restent envisageables :

- les réseaux fixes où les émetteurs sont reliés à un certain nombre de récepteurs mais aucune modification possible des interconnexions établies,
- les réseaux adressés en longueur d'onde. Ils cherchent à introduire une plus grande flexibilité au niveau des interconnexions en utilisant la longueur d'onde comme système d'adressage des informations.

2.2.2 Réseaux fixes

Nous commençons la présentation des réseaux par les réseaux fixes. Ceux-ci sont en fait les premières configurations qui ont été étudiées et démontrées.

De façon générale, on classe ce genre d'architectures selon deux catégories :

- les liaisons point-à-point. Dans ce cas, il s'agit de multiplier la capacité de transmission entre deux points du réseau par application directe de la technique de multiplexage en longueur d'onde, soit augmenter le nombre de porteuses optiques. Leur déploiement est tout spécialement survenu dans les liaisons transocéaniques (câble TAT-12/13 [25]) et forme la base de la standardisation actuelle.
- les réseaux optiques passifs (ou PON pour *Passive Optical Network*). Dans ces configurations, on cherche à établir des transmissions entre plusieurs nœuds grâce à l'utilisation de composants optiques capables de combiner ou d'extraire plusieurs faisceaux de lumière d'une fibre, les coupleurs. La philosophie de l'interconnexion est basée sur le système *broadcast and select* déjà utilisé pour diffusion de la radio ou de la télévision : chaque nœud émet ses informations vers tous les autres nœuds à une longueur d'onde spécifique et reçoit les informations qu'il désire grâce à un filtrage fréquentiel adéquat. En dépit des démonstrateurs réalisés [26]-[30], ce type d'architecture ne connaît pas un grand succès car il n'est pas applicable à des systèmes comportant plus de 32 nœuds faute de puissance au niveau des émetteurs.

L'aspect international de ces réseaux fait qu'une standardisation a été établie. En ce qui concerne les sources optiques, elle est essentiellement basée sur la norme ITU-T G692 [31] et les directives IEEE 802.3 [32]. La norme ITU-T G692 [31] impose aux longueurs d'onde porteuses de faire partie du peigne ITU c'est-à-dire présenter un écart spectral intercanal minimal de 100 ou 200 GHz ($\Delta\lambda=0,8$ ou 1,6 nm) et être référencées par rapport à la raie d'absorption de l'acétylène ($\lambda=1553,524$ nm). Elle stipule que, afin de maintenir un démultiplexage de qualité, un taux de suppression des modes latéraux (SMSR pour *Side Mode Suppression Ratio*), rapport en décibels de la puissance de la porteuse souhaitée à celle du pic de bruit le plus important, doit excéder 30 dB et que les fluctuations de longueur d'onde doivent rester inférieure à 10% de l'espace intercanal minimal $\Delta\lambda$. Enfin, le standard IEEE 802.3 [32] fixe la puissance minimale par canal à 1mW. Pour finir, une faible variation de puissance d'un canal à l'autre est un paramètre attractif dans la mesure où cela simplifie la gestion de la puissance dans le réseau.

La satisfaction de l'ensemble de ces critères laisse cependant une grande liberté quant aux technologies et structures utilisables. Néanmoins, pour les réseaux fixes, il est assez aisé de se rendre compte que la source optique idéale pour les réseaux fixes doit pouvoir émettre plusieurs longueurs d'onde et moduler chacune des porteuses indépendamment les unes des autres. Par ailleurs, la réalisation d'impulsions brèves est un plus car elle favorise l'obtention de plus hauts débits grâce à un multiplexage temporel de plus haut niveau. C'est pourquoi la réalisation de sources impulsionnelles multi-longueurs d'onde a fait l'objet de nombreuses recherches (cf. paragraphe I.2.3.).

2.2.3 Réseaux adressés en longueur d'onde

Bien qu'ils utilisent de façon plus efficace la bande passante de la fibre, les réseaux fixes présentent l'inconvénient de ne pas pouvoir s'adapter à grande échelle et de gérer l'acheminement des données au niveau électrique. Le routage en longueur d'onde intervient pour combler ces lacunes.

Dans ces systèmes, la longueur d'onde, vecteur des informations, définit aussi le chemin emprunté entre l'émetteur et le récepteur. Leur mise en place requiert l'installation, en plus des sources

optiques de longueur d'onde précise, de composants sélectifs en longueur d'onde aux différents nœuds du réseau fibré :

- les multiplexeurs optiques à insertion/extraction (OADM pour *optical add-drop multiplexer*) qui prélèvent un signal à une longueur d'onde fixée et permettent l'insertion d'un nouveau message en employant la même longueur d'onde,
- les routeurs (OXC pour *optical cross connect*) ou répartiteurs/brasseurs, ils effectuent la commutation d'un signal de longueur d'onde donnée arrivant par une certaine fibre, vers une fibre de sortie.

Si l'on restreint son application à des télécommunications de niveau mondial (WAN), le routage en longueur d'onde n'exige pas de flexibilité au niveau optique car les points d'accès restent connectés de façon définitive et les trafics d'informations subissent peu de fluctuations. Les opérations d'extraction/insertion et de routage en longueur d'onde s'effectuent alors grâce à un câblage physique et à des composants passifs (phasars). Dans ce cas, la source optique la plus appropriée reste la source idéale des réseaux fixes.

Cependant, dès qu'on souhaite étendre l'utilisation de la technologie WDM aux réseaux d'échelle inférieure (MAN voire LAN), il faut prendre en compte le fait que les variations de trafic y sont plus importantes et de fréquence aléatoire. Afin d'optimiser le transfert des données, il devient intéressant d'introduire une reconfigurabilité de la couche optique.

Pour évoluer dans ce sens, deux méthodes sont envisageables :

- la commutation de circuit qui consiste à modifier physiquement l'arrangement du réseau. Celle-ci n'est viable que dans le cas où les connexions restent établies pendant de longues périodes de temps. Lors d'une reconfiguration, seuls les canaux à réarranger sont interrompus et les nouvelles connexions établies. La durée du réarrangement, bien que non critique, est typiquement de l'ordre de la milliseconde.
- la commutation de paquets optiques. Elle s'inspire du protocole internet (IP pour *Internet Protocol*) de transfert des données selon lequel les informations parviennent au destinataire en plusieurs paquets séparés par des intervalles de temps aléatoires où rien n'est transmis. Chaque paquet comprend alors un en-tête, qui contient les informations d'acheminement et de synchronisation, l'information à transporter ainsi que des bandes de garde permettant d'absorber les temps de commutation et les défauts de synchronisation. La reconfiguration du réseau intervient dès que le transfert d'informations cesse entre deux nœuds. Par conséquent, elle doit être rapide. D'après les simulations numériques du projet HORNET (pour *Hybrid Optoelectronic Ring NETWORK*) [33], le temps du réarrangement ne doit pas excéder 10% de la durée d'un paquet soit quelques dizaines de nanosecondes.

Au niveau de la mise en service, la commutation optique de circuits est effectuée en ajoutant une nouvelle fonctionnalité au sein des multiplexeurs à insertion/extraction et des routeurs. En l'absence de conversion en longueur d'onde, aucune source optique n'est nécessaire dans la mesure où la commutation est réalisée par des commutateurs (*switches*) ou par des combinaisons de filtres et de circulateurs. Quant aux systèmes avec conversion en longueur d'onde, ils requièrent l'utilisation des mêmes lasers que ceux employés dans la commutation par paquets.

Pour ce dernier type de commutation, la méthode privilégiée utilise des émetteurs et/ou des récepteurs capables de changer de longueur d'onde. Deux catégories d'émetteurs entrent alors en lice: les sources accordables et les sources commutées en longueur d'onde. Dans le cas des lasers accordables, ils sont dits continûment accordables (respectivement accordables par sauts) si la longueur d'onde d'émission peut prendre toutes les (resp. certaines) valeurs sur une gamme de longueurs d'onde, appelée la plage d'accordabilité. Les sources commutées en longueurs d'onde, quant à elles, comportent un nombre défini de longueurs d'onde d'émission qu'on peut allumer ou éteindre en fonction des besoins. Les paramètres clefs pour ces sources optiques sont alors :

- le nombre de canaux utilisables,
- la précision des longueurs d'onde émises (absence d'hystérésis),

- la stabilité de la longueur d'onde et de la puissance dans le temps (pendant le transfert des informations),
- la vitesse de commutation,
- une faible variation de la puissance sur l'ensemble du spectre adressable (<3dB) et, enfin, la durée, la cadence de répétition et la stabilité des impulsions produites si tel est le cas.

2.3 Réseaux WDM et sources optiques adaptées : un résumé

Par souci de clarté, nous regroupons dans le tableau ci-dessous les différentes architectures de réseau WDM envisagées et indiquons les sources optiques les plus adéquates.

Types de réseau	Sous-catégories	Sources appropriées							
		Fixes	Multi-longueurs d'onde	Accordables continûment	Commutées en longueur d'onde	Impulsionnelles	Continues	A changement de longueur d'onde rapide	A changement de longueur d'onde lent
Fixes	Liaison point-à-point	√	√√√	√√	√√	√√√	√√		
	Réseau optique passif	√	√√√	√√	√√	√√√	√√		
Adressés en longueur d'onde	Réseaux statiques	√	√√√	√√	√√	√√√	√√		
	Commutation par circuit (conversion)			√√√	√√√		√√√	√√√	√√
	Commutation par émetteurs (/récepteurs)	√		√√√	√√√	√√√	√√	√√√	
Fiabilité	Protection	√	√√	√√√	√√√	√√√	√√	√√√	√√√
	Test	√	√√	√√√	√√	√	√√√	√√√	√√

√ : Utilisables. √√ : Appropriées. √√√ : Idéales.

Sous l'appellation fiabilité, nous regroupons les équipements qui permettent d'assurer le bon fonctionnement des réseaux c'est-à-dire de tester les composants avant installation et de restaurer la transmission en cas de panne (protection).

La description des réseaux n'étant pas à proprement parler le thème des travaux menés, les paragraphes précédents ne constituent qu'une introduction aux réseaux WDM. Une version plus étoffée fait l'objet de l'Appendice A.

3 Les sources pour les réseaux WDM

Nous retenons des paragraphes précédents que les systèmes reconfigurables requièrent des sources accordables et que, pour les réseaux WDM fixes, les sources idéales sont des sources multi-longueurs d'onde impulsives capables de moduler chacun de leurs canaux indépendamment. Dans le reste de ce chapitre, nous introduisons notre étude en présentant un état de l'art sur les sources optiques pour les télécommunications. Après un bref rappel sur les lasers et leurs éléments clés, nous commençons la présentation des sources utilisables dans les réseaux WDM par les lasers fixes incorporés dans les liaisons point-à-point. Nous introduisons ensuite les méthodes utilisées en pratique pour accorder la longueur d'onde d'un laser et donc permettre le routage en longueur d'onde. Enfin, nous décrivons les sources multicolores qui constituent un pas supplémentaire vers la source idéale des réseaux à point-à-point ou fixes.

3.1 Les lasers

Un laser est un composant capable de produire un rayonnement par émission stimulée comme l'indique l'acronyme dont le mot est issu : *Light Amplifier by Stimulated Emission of Radiation*.

En pratique, il s'agit de faire passer un signal lumineux plusieurs fois dans un amplificateur grâce à une boucle de contre-réaction. Le système permettant la circulation est généralement appelé résonateur ou cavité (résonante). Deux résonateurs typiques sont illustrés en figure 6. On parle de cavité linéaire lorsque l'ensemble des composants constituant le laser sont sur une même ligne (cas (a) de la figure 6) et de configuration en anneau sinon (voir cas (b) figure 6).

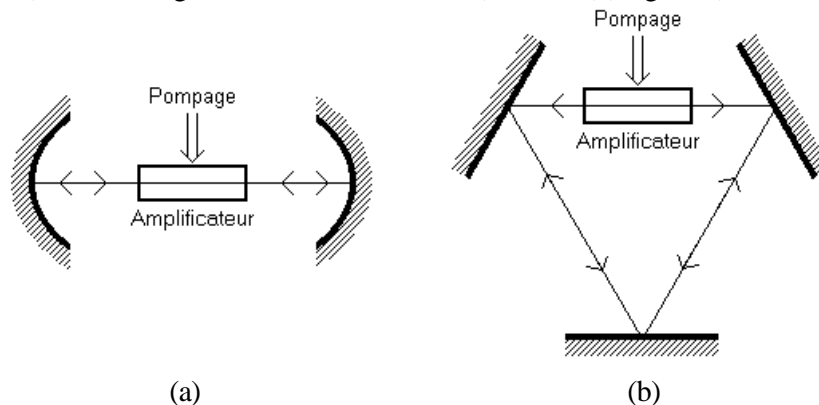


Figure 6 : Deux types de cavités laser :
 (a) résonateur Fabry-Pérot
 (b) laser en anneau

Pour obtenir l'effet laser, il est nécessaire d'apporter un minimum d'énergie (pompage), sous forme électrique ou optique, afin que, à chaque tour, le gain introduit par l'amplificateur dépasse les pertes subies au niveau des miroirs et lors de la propagation dans la cavité. Le niveau d'énergie où il y a exacte compensation des pertes par le gain est appelé seuil du laser. Puisqu'en général les sources optiques n'exploitent pas l'émission produite avant l'effet laser, on cherche à réduire ce seuil au maximum afin de limiter la consommation d'énergie.

Une fois l'effet laser obtenu, on constate que certaines ondes bien déterminées, qui se propagent dans la cavité, sont favorisées tandis que d'autres sont atténuées. Les ondes favorisées portent le nom de modes longitudinaux. On dispose d'un mode longitudinal à chaque fois que la phase accumulée lors d'un tour dans la cavité est un multiple de 2π , c'est-à-dire lorsque la distance optique d'un tour de la cavité correspond à un multiple entier de la longueur d'onde du signal lumineux. Pour les systèmes WDM, on souhaite disposer soit d'une source multi-longueurs d'onde

dont les canaux sont bien définis, soit de sources monomodes, c'est-à-dire présentant un seul mode longitudinal émis. Or le nombre de modes émis par le laser dépend de l'énergie introduite dans le laser, de la longueur de la cavité, de la distribution spectrale du gain et des pertes, et du type de gain mis en jeu. Si plusieurs modes sont émis, celui qui possède le seuil le plus bas est le plus puissant. On est assuré d'obtenir un fonctionnement monomode si la séparation entre deux modes longitudinaux successifs (λ_j et λ_{j+1}) est plus grande que la largeur spectrale du gain de l'amplificateur ($\Delta\lambda_{\text{gain}}$) soit :

$$\Delta\lambda_{\text{gain}} \leq \lambda_j - \lambda_{j+1} = \frac{L_{\text{opt}}}{j} - \frac{L_{\text{opt}}}{j+1} = \frac{L_{\text{opt}}}{j \cdot (j+1)} = \frac{L_{\text{opt}}^2}{j \cdot (j+1) \cdot L_{\text{opt}}} \approx \frac{\lambda_{\text{opt}}^2}{L_{\text{opt}}} \quad (\text{I.6})$$

Dans le cadre des télécommunications optiques à 1,55 μm , avec un amplificateur de largeur spectrale de 25 nm, ceci revient à dire (d'après l'équation (I.6)) que la longueur optique (L_{opt}) de la cavité est inférieure à 96 μm . En pratique, cette condition n'est vérifiée que dans les lasers à semiconducteurs émettant verticalement par la surface (VCSEL pour *Vertical Cavity Surface Emitting Laser*). Dans tous les autres cas, plusieurs modes sont susceptibles d'atteindre le régime laser. La conception des lasers va donc chercher à sélectionner soit un seul de ces modes soit une série de modes séparés de $\Delta\lambda=0,8$ nm.

Quel que soit l'objectif, il faut savoir que le milieu amplificateur joue un rôle important. En effet, les transitions radiatives ne surviennent pas toutes strictement à la même longueur d'onde. Si cet élargissement est dû au fait que la transition peut être subdivisée en plusieurs transitions très proches (dégénérescence de niveaux), on dit le milieu homogène, tandis que s'il est produit par des défauts de structure dans le matériau ou à l'effet Doppler on parle de gain inhomogène. Or, il faut savoir que, dans les milieux essentiellement homogènes (fibres dopées erbium par exemple), à contrario des milieux inhomogènes (matériaux semiconducteurs, ...), l'oscillation laser d'un mode fixe le gain à toutes les autres longueurs d'onde. Ainsi l'émission multimode n'est possible que lorsque les seuils des modes en question sont tous identiques. Toute fluctuation du gain ou des pertes brise cet équilibre et seule l'émission monomode survient. Comme les lasers ne sont jamais complètement homogènes, on caractérise leur degré d'homogénéité en donnant la plage de longueurs d'onde sur laquelle l'émission est quasi obligatoirement monomode. Celle-ci est de 11,5 nm pour les lasers à fibre dopée erbium à température ambiante.

Une toute autre méthode pour obtenir une émission monomode ou multi-longueurs d'onde vise à réaliser une sélection modale en jouant sur la distribution spectrale des pertes via l'insertion d'un ou plusieurs filtres optiques. Dans le cadre de la fabrication d'une source multi-longueurs d'onde, le souhait d'avoir des canaux de puissance identique impose que tous les modes aient le même seuil. Par ailleurs, le taux de conversion de l'énergie pompe en émission laser, appelé efficacité, doit aussi être quasiment identique pour chacun de ces modes.

Enfin, les applications des lasers dans les télécommunications WDM ont mis l'accent sur le besoin de sources accordables en longueur d'onde. Pour atteindre un tel objectif, deux approches sont possibles (cf. figure 7). La plus simple, connue sous le nom d'accordabilité par sauts de modes, consiste à passer d'un mode longitudinal émis à un autre en modifiant la distribution des pertes, par exemple en déplaçant un filtre optique. Quant à la seconde solution, elle repose sur une variation de la longueur de la cavité qui conduit au déplacement de la position du mode longitudinal et donc au changement de longueur d'onde.

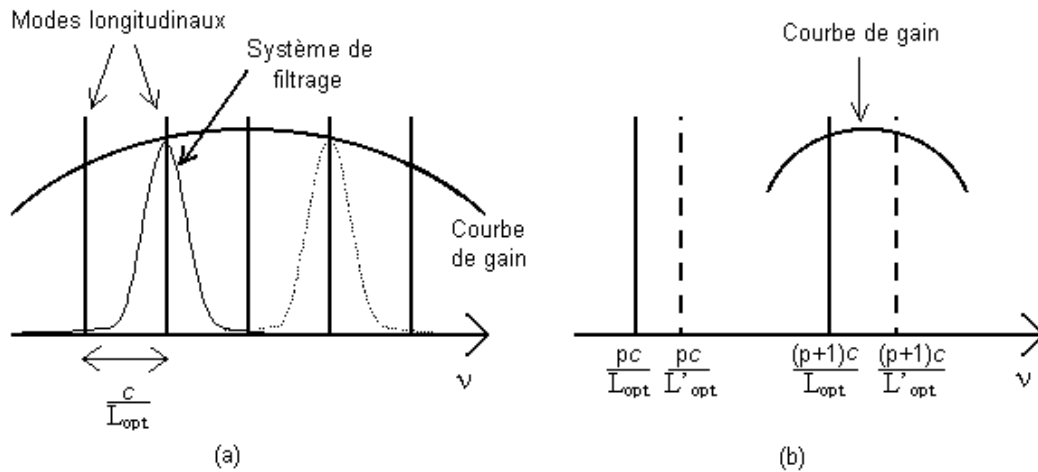


Figure 7 : Techniques d'accordabilité en longueur d'onde :
 (a) accordabilité par sauts de modes.
 (b) accordabilité continue.

3.2 Les sources fixes des liaisons point-à-point

Les généralités sur les lasers étant terminées, nous passons à la présentation des sources développées pour les réseaux WDM. Nous commençons cet état de l'art en décrivant rapidement les émetteurs de longueur d'onde fixe mis en œuvre dans les liaisons point-à-point.

Dans tous les cas, il s'agit de lasers à semiconducteur monolithiques (fabriqués d'un seul tenant) pour des questions de maîtrise technique et de compacité. Deux approches sont cependant envisageables : soit le laser émet dans le plan de la jonction p-n et on parle d'émission par la tranche soit perpendiculairement à celle-ci et on parle d'émission verticale. Les lasers monomodes considérés sont alors respectivement les lasers à contre-réaction distribuée (ou DFB pour *Distributed FeedBack*) et les lasers à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL pour *Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser*).

3.2.1 Les lasers à contre-réaction distribuée

En théorie, faire un laser à partir d'un matériau à semiconducteur est relativement aisé : il suffit de cliver les deux facettes d'un amplificateur à semiconducteur pour obtenir un laser Fabry-Pérot (cf. figure 8). Malheureusement, la nature du gain dans des matériaux semiconducteurs fait que l'émission laser d'une telle structure est multimode (cf. figure 8). La puissance des différents modes n'est pas identique en raison de la distribution spectrale non-uniforme du gain et des pertes.

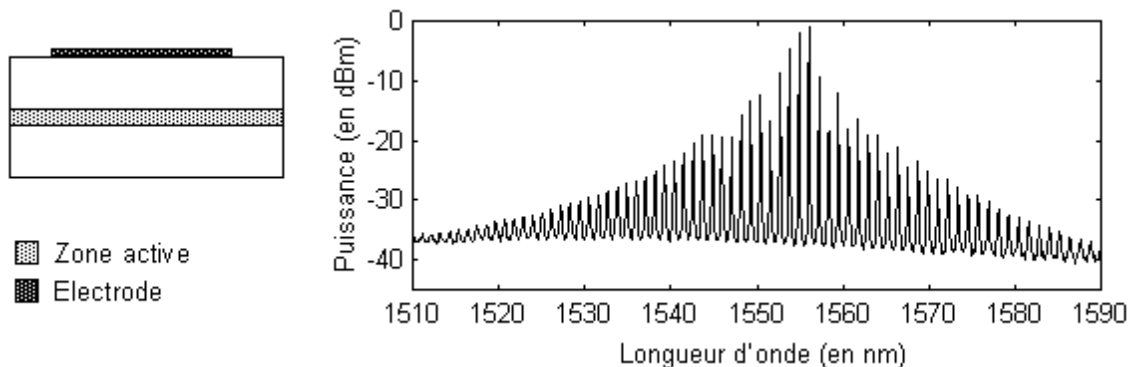


Figure 8 : Structure et spectre d'émission d'un laser semiconducteur Fabry-Pérot.

Pour être utilisable dans une liaison point-à-point, le laser ne doit émettre qu'à une seule longueur d'onde. Il s'agit donc de trouver des stratégies pour atteindre cet objectif.

La méthode la plus communément utilisée consiste à fabriquer un laser DFB. Pour cela, on grave un réseau de pas Λ en partie dans la zone active. Ce réseau réfléchit les longueurs d'onde données par la relation :

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

où n_{eff} est l'indice effectif dans le milieu (ici, le semiconducteur) et m est un entier qui représente l'ordre de diffraction. On choisit le pas du réseau afin qu'une seule de ces longueurs d'onde soit dans la gamme d'amplification.

L'insertion de ce réseau, le long de l'axe de propagation, provoque une variation périodique de l'indice dans la couche de confinement. Le champ optique s'étendant dans cette couche interagit avec le réseau du fait de ce couplage par l'indice. En l'absence de toute réflexion aux faces du semiconducteur (de longueur L et d'indice de réfraction effectif n_{eff}), les modes longitudinaux sont placés symétriquement autour de la longueur d'onde de Bragg λ_B et leur longueur d'onde peut être approximée par :

$$\lambda_m = \lambda_B \pm \frac{\left(m + \frac{1}{2}\right) \lambda_B^2}{2n_{\text{eff}} L}. \quad (\text{I.8})$$

La réflectivité résiduelle aux facettes, un traitement anti-réfléchissant (cf. figure 9(a)) ou l'addition d'un déphasage de $\pi/2$ entre le réseau et l'onde qui se propage dans le guide (cf. figure 9(b)) permettent de sélectionner un seul des deux modes longitudinaux principaux ($m=0$). On atteint alors des taux de suppression des modes latéraux (SMSR pour *Side Mode Suppression Ratio*) de l'ordre de 40dB (cf. spectre de la figure 9, diode CLD à puissance maximale). La réalisation d'un guide (ridge) assure une émission monomode latérale.

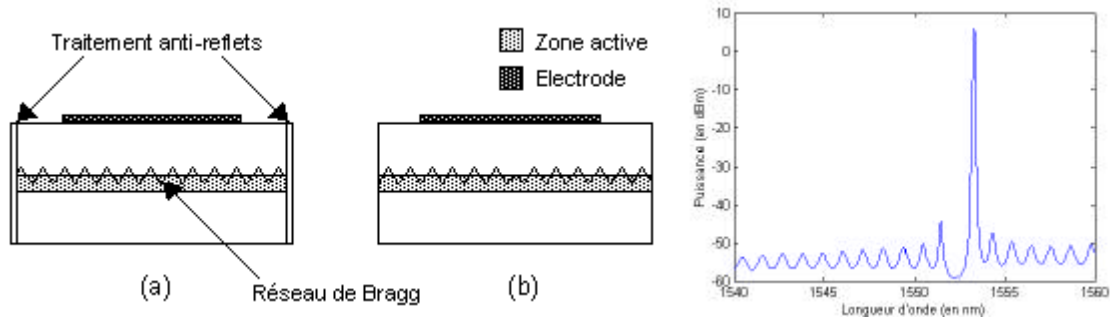


Figure 9 : Structures de lasers DFB et spectre typique :
 (a) Avec traitement anti-reflet.
 (b) Avec déphasage de $\pi/2$.

Pour obtenir les sources pour les différents canaux WDM, on adapte le pas du réseau pour stimuler l'émission à la longueur d'onde désirée. Les fluctuations des procédés de fabrication et de l'environnement dans lequel sont placés ces émetteurs peuvent être compensées par une modification de l'indice effectif de réfraction du semiconducteur. D'après les équations (I.7) et (I.8), la variation de la longueur d'onde d'émission en fonction de l'indice est donnée par la relation:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta n_{\text{eff}}}{n_{\text{eff}}}. \quad (\text{I.9})$$

Ce changement est, dans ce cas, effectué en variant la température du composant ($0,1 \text{ nm}/^\circ\text{C}$). La gamme d'accordabilité est cependant restreinte à moins de 2 nm.

3.2.2 Les VCSEL

L'inconvénient majeur des lasers émettant par la tranche vient de leur émission asymétrique (elliptique) rendant le couplage avec les fibres optiques difficile. De nombreux travaux se sont donc attachés à trouver une solution bénéficiant d'une meilleure injection. Les VCSEL en sont la dernière version.

Comme représenté en figure 10, ces lasers comportent une zone active à puits quantiques, de faible épaisseur (1 à 3 longueur(s) d'onde), et deux miroirs DBR fabriqués par l'empilement de couches de deux semiconducteurs.

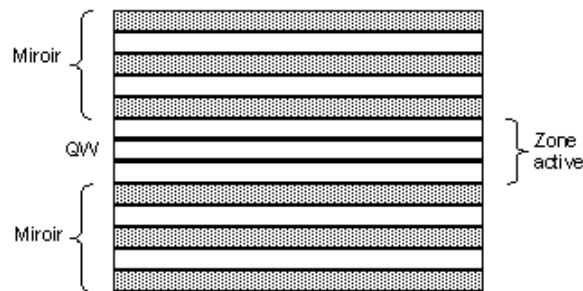


Figure 10 : Structure d'un VCSEL

Les avantages de cette configuration sont :

- Le faisceau émis est alors circulaire.
- Ces composants sont strictement monomodes (longitudinal et latéral) lorsqu'ils incluent un diaphragme dans leur partie active.

En ce qui concerne le changement de longueur d'onde d'émission, la variation de l'indice de réfraction dans la cavité conduit aussi à des plages d'accord en longueur d'onde de 1,8 nm [34].

3.3 Sources accordables

L'inconvénient majeur des lasers de longueur d'onde fixe est qu'à chaque canal WDM correspond une seule structure ce qui nécessite d'avoir autant de type d'émetteurs que de canaux et impose au fabricant d'établir des stocks importants. Pour résoudre ce problème d'inventaire, la mise en place de lasers accordables en longueur d'onde apparaît souhaitable.

De plus, pour pouvoir déployer les nouvelles architectures de réseaux WDM, des sources présentant des accordabilités en longueur d'onde supérieures à 2 nm sont requises.

Les deux remarques précédentes poussent à envisager d'autres alternatives pour étendre la gamme d'accordabilité. La présentation de ces techniques fait l'objet de cette partie et s'articule autour de deux paragraphes en fonction du milieu à gain utilisé. Cette différence de matériau amplificateur se traduit au travers des caractéristiques et performances des lasers construits comme nous le verrons par la suite.

3.3.1 Lasers à semiconducteur accordables

Dans les paragraphes à venir, on étudie les différentes architectures pour accorder en longueur d'onde un laser à semiconducteur. La première méthode, introduite dans les lasers à miroirs multi-sections, ré-utilise la modification de l'indice de réfraction du semiconducteur. Le second principe,

quant à lui, tire partie de l'insertion du laser à semiconducteur dans une seconde cavité, dite cavité externe.

3.3.1.1 Les lasers multi-sections

On revient ici à des lasers à émission par la tranche. Cette fois, pour obtenir l'émission monomode longitudinale, on grave le réseau de Bragg en dehors de la zone active.

La première méthode pour étendre la plage d'accord tout en gardant une accordabilité en longueur d'onde continue a recours à des diodes accordables à guides jumeaux ou TTG (Tunable Twin-Guide diode ; cf. figure 11). Dans ces lasers, on ajoute une région passive dans la zone d'extension du champ optique créé par la région active pour réaliser l'accord en longueur d'onde. Ainsi, les porteurs injectés dans cette nouvelle couche modifient l'indice effectif vu par l'onde optique et influent sur la longueur d'onde d'émission. En pratique, un compromis s'établit au niveau de la distance entre la région active et la région d'accord pour obtenir un bon couplage optique et un découplage électrique de ces deux régions. Technologiquement, l'insertion d'une zone de confinement entre la région active et la région d'accordabilité en longueur d'onde combinée à des changements de température permet d'accorder continûment la longueur d'onde sur une plage de 11 nm mais avec une fluctuation de la puissance optique de 3,5 dB [35]. Ce type de source ne connaît cependant pas un franc succès dans les réseaux WDM à cause du couplage intrinsèque du gain au mécanisme d'accord de la longueur d'onde.

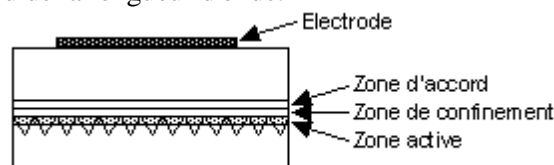


Figure 11 : Structure d'un laser à guides jumeaux.

Comme l'injection de porteurs est un phénomène rapide, il est intéressant de mieux exploiter les changements de l'indice effectif de réfraction provoqués par des variations de courant. C'est exactement le principe utilisé dans les lasers DBR (pour *Distributed Bragg Reflector*) et leurs dérivés.

Dans ces structures, la zone de gain est séparée de la région d'accord en longueur d'onde, comme on peut le voir ci-dessous.

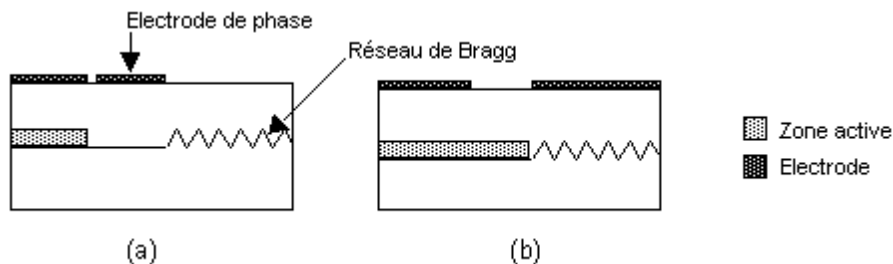


Figure 12 : Structure d'un laser DBR avec (a) ou sans (b) section de phase.

Deux méthodes d'accordabilité peuvent être mises en œuvre au sein d'un laser DBR :

- l'accord au sein de la fenêtre de transmission du filtre de Bragg grâce à l'ajout d'une section passive dite de phase. Cette section placée sous une électrode permet de contrôler l'indice effectif de réfraction de la section c'est-à-dire contrôler la longueur optique de la cavité ou, autrement dit, la phase totale accumulée pour effectuer un tour de la cavité. Cette accordabilité en longueur d'onde est continue mais restreinte à l'espace intermodal [36] ou à la bande passante du réseau de Bragg.

- le déplacement spectral de la position du filtre de Bragg (changement de λ_B) dans la zone de gain via une modification de l'indice de réfraction de ce réseau (cf. équation (I.7)). Cependant, l'injection de courant change aussi la longueur optique de la cavité.

Comme les vitesses de variation des positions des modes et de la longueur d'onde de Bragg en fonction de la variation d'indice de réfraction effectif ne sont pas identiques, les DBR avec contrôle en longueur d'onde présentent des plages d'accord continues et des sauts de mode. Ce phénomène est illustré en figure 13 où l'on considère le gain uniforme et la vitesse de déplacement du filtre plus rapide que celle des modes. Le mode émis, représenté en gris, est le mode présentant le moins de pertes. Du diagramme (a) à (c) le filtre sélectionne toujours le même mode et donc l'accord se fait continûment. En position (c), les deux modes voient des pertes identiques et le saut de mode survient. Une fois ce saut de mode effectué, l'accord continu en longueur d'onde reprend jusqu'à retrouver une situation similaire à celle représentée en (c). L'utilisation simultanée du contrôle de phase et du contrôle en longueur d'onde permet d'obtenir des plages d'accordabilité continues variant de 5 à 10 nm [37].



Figure 13 : Illustration de l'accordabilité par contrôle en longueur d'onde.

Dans les DBR, la plage d'accordabilité est donnée par l'équation (I.9), au moins en première approximation. Pour dépasser cette restriction, il faut recourir à d'autres processus :

- l'addition d'un coupleur co-directionnel.
- l'utilisation de réseaux de Bragg échantillonnés.

Un coupleur co-directionnel est un filtre comportant deux guides passifs d'indices effectifs de réfraction (n_1 et n_2) différents (cf. figure 14) et couplés par ondes évanescentes grâce à un réseau de Bragg de pas Λ_c . La longueur d'onde à laquelle le maximum de puissance est transféré d'un guide vers l'autre est alors donnée par :

$$\lambda_t = \Lambda_c (n_2 - n_1) . \tag{I.10}$$

A l'intérieur de la cavité, l'oscillation laser s'établit alors entre la face clivée de la zone active (guide inférieur) et l'interface réfléchissante du guide supérieur via le coupleur (voir figure 14). La longueur d'onde d'émission est déterminée par le recouvrement entre le spectre du coupleur co-directionnel et les modes de la cavité. L'injection d'un courant au niveau du coupleur engendre alors l'accord en longueur d'onde de cette structure par sauts de modes. Ce processus, plus efficace que celui présenté pour les DBR, permet des accords en longueur d'onde par sauts de modes sur l'ensemble de la bande passante du coupleur co-directionnel. L'adjonction d'une région d'accord de phase permet un accord quasi-continu sur cette même gamme de fréquences. La principale difficulté rencontrée est de maintenir le SMSR avec un filtre large bande. Néanmoins, un tel compromis a été démontré pour accorder sur 57 nm avec un SMSR de 25dB [38]. Comme nous le verrons plus tard, une façon de relaxer cette contrainte est d'ajouter un réseau de Bragg échantillonné. On parle alors de laser GCSR (pour *Grating assisted codirectional Coupler with rear Sampled grating Reflector*). Ces structures sont accordables en longueur d'onde sur des gammes atteignant 74 nm [39], et avec des vitesses d'accord inférieures à 10 ns sur 4 nm et de 4 ns entre deux canaux espacés de 100 GHz [40].

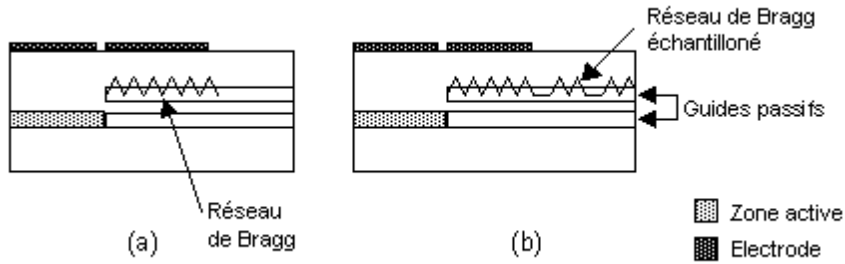


Figure 14 : Structure de laser avec coupleur co-directionnel
(a) Traditionnelle ; (b) Laser GCSR..

L'autre approche pour augmenter la plage d'accord des DBR est d'utiliser un ou plusieurs réseaux de Bragg échantillonnés. Si on considère un réseau de pas Λ , échantillonné par la fonction rectangulaire de période Z_0 et de largeur de plateau Z_1 (voir figure 15), sa réflectivité présente, d'après la théorie des modes couplés et l'analyse de Fourier, des pics espacés de [41]:

$$P = \frac{\lambda_B^2}{2\pi n_{\text{eff}} Z_0} \tag{I.11}$$

La valeur de la réflectivité n'est pas identique pour tous ces pics. Le nombre de pics inclus dans la bande à -3dB de ce filtre est alors proportionnel à $E(Z_0/Z_1)$ où $E(x)$ est la fonction partie entière.

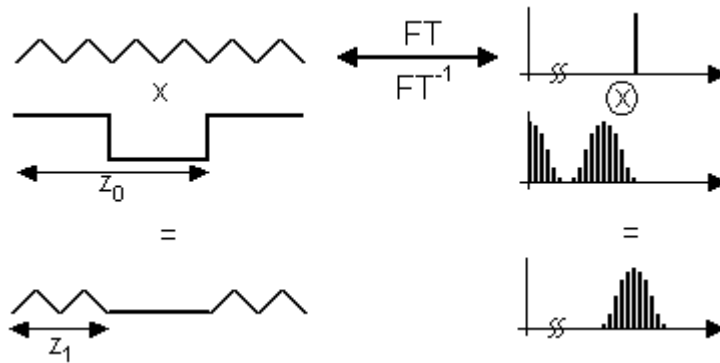


Figure 15 : Réseau de Bragg échantillonné : dispositif physique et analyse spectrale.

L'insertion d'un tel réseau dans les lasers GCSR (voir structure en figure 16) modifie la distribution des pertes et atténue les modes latéraux du pic sélectionné conduisant ainsi à une émission monomode sur une plus large bande spectrale.

Quant aux structures SGDBR (pour *Sampled Grating DBR* ; cf. figure 16), elles incorporent deux réseaux de Bragg échantillonnés de pas Z_0 légèrement différents.

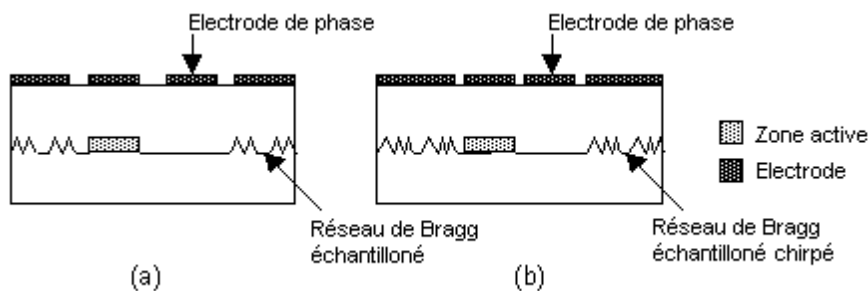


Figure 16 : Structure de lasers SGDBR (a) et SSGDBR (b).

Leur principe de fonctionnement repose sur l'effet Vernier illustré en figure 17. Si l'on suppose le gain uniforme, les modes favorisés au sein de chaque réseau se trouvent aux pics de réflexion. Or,

comme les réseaux sont couplés, seuls les modes qui coïncident spectralement vont interférer constructivement pour devenir les résonances possibles du laser. L'ajout d'une zone de contrôle de phase à la structure permet de placer le mode longitudinal de la cavité sur l'une de ces résonances et donc de sélectionner la longueur d'onde émise. Si l'on ne fait varier le courant que dans un seul des deux réseaux, la longueur d'onde d'émission passe d'un (super)mode à un autre tandis qu'elle varie quasi-continûment si les deux réseaux sont actionnés conjointement. On parvient ainsi à couvrir des gammes de longueur d'onde de 60 nm dont 35 nm de façon quasi-continue avec une variation de puissance inférieure à 5dB et des SMSR entre canaux espacés de 50 GHz supérieurs à 30 dB [42].

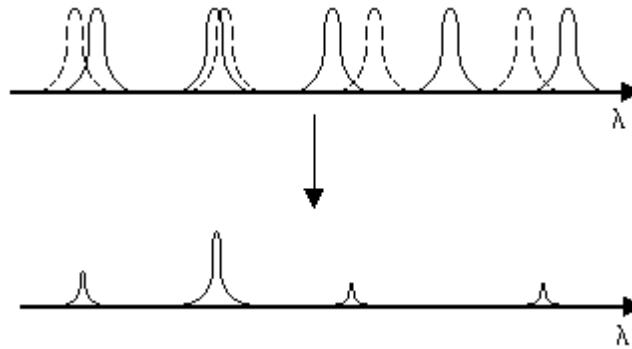


Figure 17 : Sélection de la longueur d'onde émise par effet Vernier.

Une configuration dérivée des SGDBR, appelée SSGDBR pour *Super Structure Grating DBR*, utilise des réseaux dont le pas varie continûment sur Z_0 (réseaux chirpés). Cette version ne présente pas vraiment de nouveaux concepts autre que leur fabrication. Une démonstration d'émission monomode sur 83 nm avec un SMSR supérieur à 30 dB est possible [43].

Afin de pouvoir émettre une longueur d'onde particulière avec l'une des structures à large accordabilité en longueur d'onde, il faut être capable de fournir les courants adéquats aux différentes électrodes. C'est pourquoi on fait généralement appel à des tables de correspondance et à des microprocesseurs pour gérer ces lasers [44]. Pour assurer la bonne stabilité de la longueur d'onde dans le temps, on peut aussi mettre en place un système de contrôle employant une boucle de contre-réaction [44]. Enfin, pour atteindre de bonnes performances en matière de rapidité de commutation en longueur d'onde, la pré-distorsion des signaux est souvent de mise [40] ce qui ne fait qu'augmenter la complexité de l'alimentation électrique de ces lasers.

3.3.1.2 Les lasers à cavité étendue

Les lasers à cavité étendue se déclinent en deux catégories selon que l'émission se fait dans le plan de la jonction p-n ou perpendiculairement.

Dans le cas des composants à émission verticale, la méthode la plus utilisée pour augmenter les plages d'accordabilité consiste à changer la longueur de la cavité résonante tout en contraignant la cavité à rester monomode longitudinale (longueur inférieure à $5\mu\text{m}$ (cf. paragraphe I.3.1.)). La longueur d'onde du seul mode laser possible, on obtient la modification de la longueur d'onde d'émission. En pratique, on monte un des miroirs de la cavité sur un système micro-électromécanique ou MEMS (pour *Micro Electro-Mechanical System*) (voir figure 18). Lorsqu'on fait varier la tension appliquée au MEMS, ce dernier rapproche ou éloigne le miroir qu'il supporte. L'accordabilité en longueur d'onde obtenue est alors limitée soit par le déplacement maximal du MEMS ($1/3$ de l'espace d'air) soit par la distance entre modes longitudinaux soit par la largeur du spectre du gain. En général, ce sont les deux premières contraintes qui fixent les performances de ces lasers. Pratiquement, les MEMS incorporés sont des leviers en semiconducteur, des membranes déformables en $\text{Au/SiN}_x\text{H}_y$ ou des trampolines en polyamide. Ils permettent de balayer de façon continue respectivement 31,6 nm autour de 950 nm, 30 nm autour de 965 nm et 43 nm

autour $1,55 \mu\text{m}$ avec des temps de commutation variant de 1 à 10 ms [45]. Le même principe d'accordabilité a aussi été démontré en utilisant comme miroir supérieur un miroir diélectrique déposé au bout d'une fibre optique. La variation de la longueur d'onde sur 10,8 nm autour 850 nm est alors contrôlée par le déplacement de la fibre grâce à un système piézoélectrique [46].

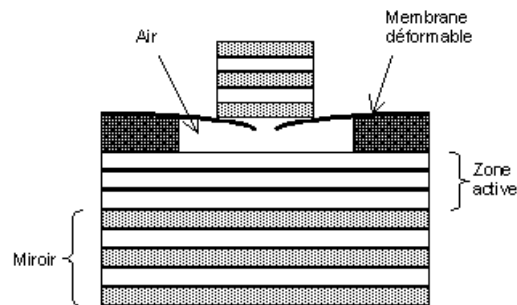


Figure 18 : VCSEL accordable en longueur d'onde par MEMS.

Parlons maintenant des lasers émettant par la tranche placés dans une cavité externe. Cette dernière cavité comprend un système réfléchissant filtrant (combinaison d'un miroir et d'un filtre, ou réseau, etc...) extérieur au laser à semiconducteur et une des facettes de la puce laser. L'autre facette du laser à semiconducteur reçoit un traitement antireflet afin de réduire les modes parasites produits par l'interface air/semiconducteur. On retrouve alors le fonctionnement des diodes SGDBR. En effet, les deux cavités possèdent leurs propres modes qui vont interférer pour définir la longueur d'onde émise (effet Vernier ; cf. figure 17). La modification simultanée des longueurs des deux cavités peut conduire à une accordabilité continue. Enfin, la mise en place d'un filtre spectral modifie les règles de sélection en supprimant les modes latéraux et étend la gamme d'accordabilité en longueur d'onde. Nous ne retiendrons que trois réalisations pratiques parmi toutes celles qui ont été élaborées. Dans la première, représentée figure 19(a), la cavité externe fait appel à une lentille collimatrice, un réseau et un dièdre. La position angulaire du dièdre détermine alors la longueur d'onde réfléchie par le réseau et donc la longueur d'onde d'émission. Cette configuration permet un accord en longueur d'onde supérieur à 100 nm avec des puissances crête supérieures à 10 mW et un SMSR de 50dB environ. Le SMSR est alors limité par l'émission spontanée introduite par la puce laser. L'ajout d'un cube séparateur de faisceaux (figure 19(b)) sur le trajet de faisceau collimaté configure le reste de la cavité en interféromètre de Sagnac. Le signal de sortie de ce système commercial, dédié au test de composants, est en fait filtré deux fois par le réseau et présente donc des SMSR supérieurs à 80dB [47]. La vitesse de balayage en longueur d'onde est de l'ordre de la milliseconde et est limitée par la vitesse de déplacement mécanique du dièdre.

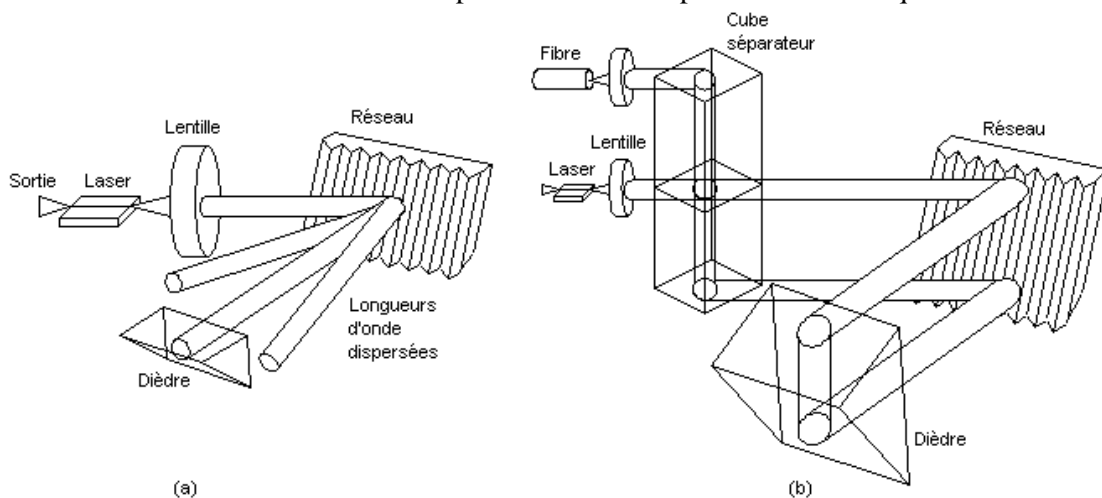


Figure 19 : Laser à cavité étendue avec accordabilité contrôlée mécaniquement
(a) Système à réseau ; (b) Système à réseau sans ASE.

Si l'on souhaite améliorer les performances de commutation en longueur d'onde, il faut augmenter la vitesse de déplacement du filtre. Pour cela, on peut recourir à l'effet acousto-optique. Dans un tel système, le réseau et le dièdre sont remplacés par un filtre acousto-optique, un miroir et un modulateur acousto-optique [48]. Lorsqu'une onde polarisée traverse le filtre, elle interagit avec l'onde acoustique, de fréquence f_a et de vitesse V , produite par les transducteurs dans le cristal anisotrope (TeO_2 , LiNbO_3 , ... d'anisotropie Δn). Cette interaction se traduit par une rotation de 90° de la polarisation. Cette conversion, sélective en longueur d'onde, est centrée sur la longueur d'onde, λ_c , dont la variation suit approximativement la loi :

$$\lambda_c = \frac{\Delta n V}{f_a} . \quad (\text{I.12})$$

Parallèlement à cette conversion de polarisation, l'onde optique subit un décalage en fréquence de f_a . L'utilisation d'un second filtre acousto-optique ou d'un modulateur acousto-optique pallie à cet inconvénient. En effet, lorsqu'on applique une tension à un modulateur acousto-optique, l'onde acoustique générée (de fréquence f_a et de vitesse V) crée un réseau d'indice sur lequel se diffracte l'onde optique. Le faisceau traversant le matériau d'indice n_m est, selon l'ordre de diffraction choisi (± 1), décalé en fréquence de $\pm f_a$ et dévié d'un angle, $\pm \theta$, donné par :

$$\theta = \frac{\lambda f_a}{2 n_m V} . \quad (\text{I.13})$$

Cet arrangement permet d'avoir un alignement indépendant de la fréquence acoustique générée et d'accorder continûment la longueur d'onde sur 20 nm [48]. Les temps de commutation des systèmes incluant ce type de filtrage peuvent atteindre les 10 μs et sont alors limités par la vitesse de propagation de l'onde acoustique dans les cristaux.

Pour dépasser cette limitation, il est possible d'exploiter l'effet électro-optique. Cela a notamment été démontré au sein du laboratoire P.M. Duffieux en 1994 [49]. Le démonstrateur comporte, en lieu et place des composants acousto-optiques précédents, un cristal massif de niobate de lithium (LiNbO_3) et une lame biréfringente de quartz. L'orientation de ces deux composants par rapport à la puce laser est donnée en figure 20(d). Les électrodes E_1 introduisent un champ électrique selon l'axe X_1 et changent donc l'indice de réfraction selon l'axe Y_1 par effet Pockels. Cette modification de l'indice de réfraction produit donc un accord continu de la longueur d'onde. Les électrodes E_2 permettent une accordabilité en longueur d'onde par sauts de modes. En effet, l'application d'une tension, V , aux électrodes E_2 fait tourner les axes du cristal de LiNbO_3 et induit une différence de chemin optique, $\Delta_{eo}(V)$, entre les axes X_2 et Y_2 . Or, la diode se comporte comme un polariseur orienté selon l'axe TE du fait de sa sélectivité en polarisation. La circulation de la lumière dans la cavité établit donc la combinaison polariseur-lame biréfringente-analyseur qui n'est autre qu'un filtre de Lyot dont la transmission en fonction de la longueur d'onde, $T(\lambda)$, est donnée par :

$$T(\lambda) = \cos^2 \left(\frac{\pi}{\lambda} (\Delta_0 + \Delta_{eo}(V)) \right) . \quad (\text{I.14})$$

La différence de chemin optique introduite par la lame de quartz, Δ_0 , définit la plage d'accordabilité en longueur d'onde (9 nm [49]). Les temps de commutation en longueur d'onde atteints sont de 10 ns.

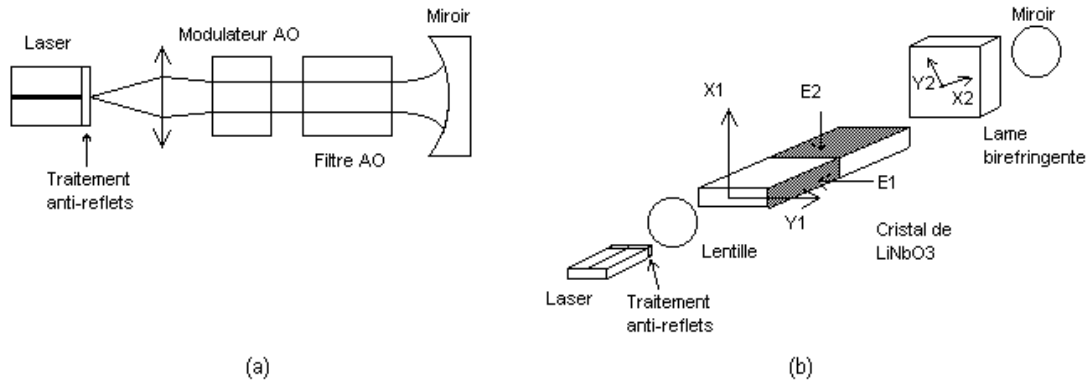


Figure 20 :Lasers à cavité étendue :
 (c) laser accordable par filtre acousto-optique,
 (d) laser accordable électro-optiquement.

Quel que soit le laser à semiconducteur considéré, la méthode utilisée pour créer des impulsions consiste à moduler le courant de la zone du gain. Cette approche, plus connue sous le nom de *gain-switching*, est, en général, limitée par la vitesse de déplacement des porteurs de charge, soit quelques picosecondes. Toutefois, comme nous l'avons vu précédemment, ceci s'accompagne d'une modulation de la longueur de cavité et donc de la longueur d'onde au cours de l'impulsion. Ce *chirp* détériore la qualité de propagation des signaux dans les fibres. On préfère donc, en général, travailler avec ces lasers en mode continu et appliquer la modulation grâce à un modulateur externe.

3.3.2 Lasers à fibre

L'apparition des amplificateurs à fibre dopée a créé une nouvelle vague de recherches dans le domaine des sources accordables. Elle a pris d'autant plus d'importance que la gamme d'émission laser est identique à celle de l'amplification en ligne. De plus, ces lasers offrent l'avantage d'avoir un couplage idéal avec le milieu de propagation contrairement aux systèmes à semiconducteur.

Les longueurs de cavité considérées étant, en général, de l'ordre de la dizaine de mètres, l'espace entre les modes est typiquement de 20 MHz. Un accord continu en longueur d'onde, notamment en chauffant un tronçon de fibre, n'est pas d'un grand intérêt. Les méthodes pour modifier la fréquence de ces lasers reposent donc sur l'insertion intracavité d'un filtre et un accord en longueur d'onde par sauts de modes.

La première méthode que nous décrivons ici est l'accordabilité par rotation de la polarisation. Le laser est alors constitué d'un amplificateur à fibre, de deux miroirs et d'un polariseur. Comme la fibre optique possède une dispersion chromatique (cf. paragraphe I.1.1.2.), on retrouve le fonctionnement du système électro-optique décrit au paragraphe précédent lorsqu'on modifie l'angle du polariseur par rapport aux axes de la lame dispersive. Cette technique permet de réaliser des accords en longueur d'onde pouvant atteindre 42 nm quand la biréfringence totale dans la cavité est suffisante [50]. Malheureusement, le contrôle électrique d'un tel système n'est pas aisé.

Pour palier à ce problème, il convient de mettre en oeuvre d'autres méthodes. Une solution est de concevoir une cavité dont au moins un des miroirs est un filtre de Bragg inscrit dans une fibre. Si l'on suppose le gain uniforme, la longueur d'onde laser est alors donnée par le mode longitudinal le plus proche du pic de transmission du filtre de Bragg. L'accordabilité en longueur d'onde est alors obtenue soit par effet thermique sur un morceau du filtre (variation de n_{eff}), soit par compression (modification de Λ). Les limites d'accordabilité en longueur d'onde sont alors fixées par la résistance thermique ou mécanique de la fibre et conduisent à des plages d'accord de 2,15 nm [51]

et 32 nm [52] (respectivement). La commutation en longueur d'onde prend environ une milliseconde.

Une autre approche vise à incorporer un filtre Fabry-Pérot dans la cavité. On rappelle que ce filtre comprend deux surfaces réfléchissantes planes de réflectivités r_1 et r_2 , parallèles et séparées par un milieu d'indice de réfraction, n , et de longueur d . Du fait de son fonctionnement interférentiel, seules certaines longueurs d'onde, séparées d'une distance appelée intervalle spectral libre ou ISL, sont transmises. L'utilisation d'un système faisant varier faiblement la distance, d , autour d'une valeur d_0 , permet de faire balayer l'un des pics Fabry-Pérot sur l'ISL. Cet accord en longueur d'onde du laser se diversifie en fonction de la technologie employée pour fabriquer ou accorder le Fabry-Pérot : système massif, étalon entre deux fibres [53], à cristaux liquides [54]... Les plages de fréquences atteintes sont limitées par l'ISL ou la bande passante du gain considéré(e). Les temps de commutation restent de l'ordre de la milliseconde.

Le dernier laser accordable en longueur d'onde piézo-électriquement que nous évoquons met en oeuvre un filtre de Mach-Zehnder déséquilibré [55]. Ce type de filtre comprend un coupleur d'entrée lié à deux guides de longueurs différentes (différence de marche optique ΔL_{opt}) et un coupleur de sortie. Le coupleur d'entrée scinde le signal incident par division du front d'onde tandis que le coupleur de sortie recombine les deux ondes qui se sont propagées dans les guides. La fonction de transfert, $T_{MZ}(\lambda)$, d'un tel composant est donnée par :

$$T_{MZ}(\lambda) = \cos^2\left(\frac{2\pi\Delta L_{opt}}{\lambda}\right). \quad (I.15)$$

Là encore, la transmission présente plusieurs maxima de transmission et on définit un ISL. Toute modification de la différence de chemin optique entre les deux bras conduit à un balayage en longueur d'onde du filtre et, par conséquent, à la modification de la fréquence d'émission du laser lorsque ce filtre est placé à l'intérieur de la cavité. Un tel filtre, accordé par compression de la fibre grâce à un système piézoélectrique permet de faire varier la longueur d'onde sur 39 nm [55]. Ce type de filtre étant à la base du système étudié dans cette thèse, nous en donnons une description détaillée au chapitre III et verrons comment l'effet électro-optique peut être mis à profit pour réaliser le balayage en longueur d'onde.

Les performances de commutation en longueur d'onde des systèmes précédents étant limitées par la vitesse d'accord du filtre, on peut espérer les améliorer en ayant recours à des filtres plus rapides. En particulier, la transposition du système acousto-optique présenté précédemment (cf. paragraphe I.3.1.2.) permet d'atteindre une accordabilité en longueur d'onde sur 40 nm. La configuration fait alors appel à une cavité en anneau et à l'utilisation de deux filtres acousto-optiques cascades et intégrés sur LiNbO_3 [56]. Cependant, en dépit de l'utilisation d'un filtre rapide, les temps de commutation en longueur d'onde restent de l'ordre de la milliseconde, limités par l'amplificateur cette fois. L'insertion d'un absorbant saturable dans la cavité fournit cependant le moyen de réduire les temps de commutation à quelques microsecondes, temps comparable au temps de déplacement du filtre [57].

En ce qui concerne la génération d'impulsions dans les lasers à fibre, elle peut être obtenue soit de façon passive soit de façon active. Dans les méthodes actives, on place un modulateur à l'intérieur de la cavité. La fluctuation de phase ou d'intensité générée par cet élément crée des impulsions grâce aux phénomènes de commutation de cavité (*Q-switching*) ou de synchronisation de modes (*mode-locking*). Dans les approches passives, on obtient des impulsions en modulant la puissance de la pompe, ou par apparition d'une modulation due aux effets non-linéaires.

3.3.3 Bilan sur les sources accordables

La description des différentes techniques disponibles pour fabriquer des sources optiques accordables étant terminée, nous établissons un tableau résumant les différentes options présentées ainsi que leur application potentielle dans le cadre des réseaux WDM.

		Caractéristiques d'accordabilité					Applications			
		Continue	Continue et sauts de modes	Plage d'accordabilité (en nm) [†]	Temps de commutation	Qualité du couplage fibre	Commutation par circuit (conversion)	Commutation par émetteurs (/récepteurs)	Protection	Test
Sources										
Lasers à semiconducteur	DFB	√		<2	ms	-			√	√
	VCSEL	√		1,8	ms	+			√	√
	Diode TTG	√		11	ms	-	√			
	DBR		√	15 (5)	ns	-	√	√		
	DBR et coupleur co-directionnel		√	57	ns	-	√	√	√	
	GCSR		√	74	ns	-	√	√	√	
	SGDBR		√	60 (35)	ns	-	√	√	√	
	SSGDBR		√	83	ns	-	√	√	√	
	VCSEL et MEMS	√		43	ms	+	√		√	√
	Cavité étendue à réseau	√		100	ms	+/-	√		√	√
	Cavité étendue à filtre acousto-optique	√		20	μs	+/-	√		√	√
	Cavité étendue à filtre électro-optique	√		9	ns	+/-		√	√	
Lasers à fibre	Rotation de polarisation	√		42	--	+				√
	Accord par filtre de Bragg	√		32	ms	+	√		√	√
	Accord par Fabry-Pérot	√		80	ms	+	√		√	√
	Accord par Mach-Zehnder piézo-électrique	√		39	ms	+	√		√	√
	Accord par filtre acousto-optique	√		40	ms à μs	+	√		√	√

[†] : Plage d'accordabilité continue.

+ : Bon couplage.

- : "Mauvais" couplage (faisceau elliptique et très divergent).

+/-: La qualité du couplage dépend de l'endroit où il est effectué (à la facette du semiconducteur ou sur un autre miroir).

On constate qu'aucun laser à fibre n'est pour l'instant utilisable dans les réseaux WDM où la commutation des interconnexions est effectuée par les émetteurs.

3.4 Sources multi-longueurs d'onde

Comme expliqué au paragraphe I.2., les lasers accordables ne sont pas les plus appropriés pour tous les types de réseaux WDM. En particulier, pour les liaisons point-à-point, les réseaux optiques passifs et dans les systèmes adressés en longueur d'onde avec reconfiguration par circuit, les sources multi-longueurs d'onde apparaissent comme les sources les plus adaptées. C'est pourquoi, de nombreuses études concernent le développement de tels lasers.

Dans ce cadre, et afin de situer notre travail, nous décrivons un certain nombre de sources multi-longueurs d'onde mises au point à ce jour. Cette présentation se divise en fait en trois parties. Dans un premier temps, nous considérons les matrices de lasers à semiconducteur qui constituent un pas vers une plus grande intégration. Ensuite, nous présentons, en fonction du milieu amplificateur, les techniques utilisables pour obtenir une émission multi-longueurs d'onde à partir d'un seul laser.

3.4.1 Matrice de lasers à semiconducteur.

La source idéale recherchée doit être capable d'émettre plusieurs longueurs d'onde précises, de moduler les signaux individuellement et de fournir un système d'injection vers une fibre optique adapté. La méthode la plus directe pour y parvenir consiste à recourir à une série de lasers auxquels on adjoint un système d'injection vers la fibre, un modulateur externe (pour éviter le chirp) et un circuit d'alimentation qui assure les contrôles de la puissance émise et de la longueur d'onde (contrôle thermique ou autre).

L'élaboration de matrices de lasers à semiconducteur cherche à simplifier et/ou miniaturiser ce système d'émission ainsi que sa fabrication. Il s'agit alors de réaliser sur un seul *wafers* un ensemble de lasers de caractéristiques données.

Un des problèmes que pose l'utilisation des lasers à semiconducteurs émettant par la tranche est l'insertion de la puissance optique dans une fibre optique. Afin de réduire considérablement le nombre de couplages à effectuer, on peut élaborer une puce qui comporte à la fois les lasers et un système combinant leur émission vers un seul guide, notamment grâce à un phasar [58], ou coupleur interférentiel multimode [59].

La structure matricielle autorise aussi le développement de nouvelles méthodes pour fabriquer les composants. En particulier, pour élaborer des matrices de lasers dont la longueur d'onde varie d'un laser à l'autre, on peut ne recourir qu'à une seule illumination holographique pour l'inscription des réseaux de Bragg. Cette stratégie simplifie alors le procédé de fabrication tout en conservant des précisions et des répétabilités similaires à celles éprouvées auparavant. Cette approche a notamment donné lieu à la fabrication de matrices de 4 lasers DBR [60] et 21 lasers SGDBR [61].

Enfin, cette vision orientée vers l'intégration donne l'occasion de développer de nouvelles architectures. Ainsi, si l'on considère le circuit intégré photonique représenté en figure 21(a), deux fonctions peuvent être réalisées [62]. La première est un laser multi-longueurs d'onde dont chaque porteuse peut être modulée indépendamment si l'on utilise les portes comme modulateurs. L'autre possibilité est un laser à commutation rapide en longueur d'onde. Dans ce cas, les deux lasers émettent mais un seul des deux rayonnements est transmis (portes en opposition). Le signal sortant est modulé en bout de chaîne. L'avantage de ce système est qu'il est possible de fixer le second laser à la bonne longueur d'onde avant toute commutation de longueur d'onde. La vitesse de commutation en longueur d'onde est alors limitée par la rapidité des portes si les paquets sont de longueur suffisante (supérieure au changement de longueur d'onde d'un émetteur). L'intégration d'un détecteur et d'amplificateurs supplémentaires comme sur la figure 21(b) offre une nouvelle fonctionnalité : la conversion de longueur d'onde reconfigurable avec régénération [63].

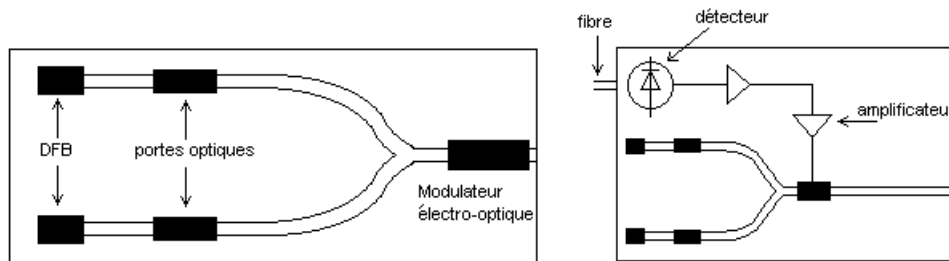


Figure 21 :Circuits photoniques intégrés :

- (a) laser multi-longueurs d'onde ou commuté en longueur d'onde.
 (b) convertisseur reconfigurable en longueur d'onde avec régénération.

Néanmoins, pour vérifier les standards, les tolérances sur l'ensemble du procédé de fabrication se réduisent avec le nombre de lasers intégrés, au point de restreindre l'élaboration de matrices à l'incorporation, au mieux, d'une vingtaine de lasers.

3.4.2 Sources à semiconducteur

Ce paragraphe est dédié aux sources comportant une seule section de gain et capables d'émettre plusieurs longueurs d'onde.

Dans cette optique, on peut utiliser une source à spectre large et venir sélectionner les longueurs d'onde au moyen d'un filtre adéquat. La simplicité de cette méthode fait qu'elle a été développée très tôt. Ainsi, dès 1988, British Telecom démontrait des transmissions à 2 Mbit/s/canal sur quatre canaux, en filtrant une LED à l'aide d'un multiplexeur combinant réseau et prisme [64]. Cette conception présente l'avantage de ne plus requérir une maturité des procédés de fabrication suffisante pour que chaque laser émette à la longueur d'onde spécifiée. Néanmoins, comme il n'y a pas d'effet laser, les puissances de sortie sont donc moins importantes. Par ailleurs, les qualités spectrales de la source multi-longueurs d'onde sont données par l'uniformité du spectre de la source large bande et par la qualité du filtre (espacement des canaux, sélectivité). Enfin, la création d'impulsions peut être obtenue par commutation du gain de la source à spectre large.

Pour éviter les inconvénients de la méthode précédente, on peut chercher à produire différentes longueurs d'onde en opérant le filtrage spectral multi-longueurs d'onde à l'intérieur d'une cavité laser en anneau, unidirectionnelle, comprenant un amplificateur à semiconducteur. Comme le gain de ces amplificateurs est uniforme sur une large bande et l'élargissement essentiellement inhomogène, il suffit d'insérer dans la cavité un filtre dont la transmission présente plusieurs pics de transmission de niveau identique. Typiquement, il s'agit d'un filtre Fabry-Pérot d'ISL inférieur à la plage d'amplification (3,1 nm [65]). Des impulsions peuvent alors être générées par synchronisation de modes. Deux méthodes ont notamment été démontrées. L'une, active, consiste à insérer un modulateur intégré sur niobate de lithium dans la cavité et appliquer un signal dont la fréquence correspond à un multiple de la fréquence du mode longitudinal fondamental (f_{cav}) [65]. La seconde, passive, produit des impulsions grâce à la modulation du gain de l'amplificateur à semiconducteur. La modulation du gain est créée par des impulsions générées à l'extérieur de la cavité par une diode à gain-commuté à la fréquence $f=(N+1/n)f_{cav}$ [66]. Le choix de cette fréquence permet une multiplication par n (6 [66]) de la fréquence de répétition des impulsions.

Une autre catégorie de sources multi-longueurs d'onde à semiconducteur a fait l'objet de nombreuses recherches : les systèmes à auto-réinjection. Cette technique utilise une diode multimode (généralement de type Fabry-Pérot) en commutation de gain placée dans une cavité externe. Pendant la phase de construction de l'impulsion, la cavité externe réinjecte un signal monochromatique de faible puissance à l'intérieur du laser à semiconducteur. La dynamique des porteurs de charge et des photons émis s'en trouve modifiée et produit une impulsion monomode temporellement élargie. Le processus s'auto-entretient si la fréquence de modulation est proche

mais légèrement inférieure à la fréquence de résonance de la cavité externe ou d'un de ses multiples. La génération d'impulsions picosecondes accordables en longueur d'onde a ainsi été obtenue avec différents systèmes de réinjection notamment à l'aide de réseaux massifs [67] ou gravés sur fibre [68]. La commutation rapide entre canaux est alors limitée par la fréquence de modulation de la diode laser et peut donc potentiellement atteindre la nanoseconde [69]. Des impulsions multi-longueurs d'onde peuvent être générées dès lors que plusieurs signaux monomodes sont réinjectés. En particulier, la combinaison d'un réseau massif et deux miroirs et d'une lame séparatrice a conduit à une émission simultanée à trois longueurs d'onde espacées de 0,9 nm et accordables sur 14 nm [70].

3.4.3 Lasers à fibre

La disponibilité d'une méthode d'amplification directement dans la fibre donne aussi lieu au développement de sources multi-longueurs d'onde basées sur des concepts nouveaux ou des reprises de ceux présentés précédemment.

En particulier, on peut directement transférer l'idée du découpage spectral d'une source à spectre large au système à fibre en filtrant l'ASE d'un amplificateur à l'aide d'un phasar [71]. L'avantage d'utiliser un amplificateur à fibre réside dans son couplage parfait au milieu de transmission et aux puissances d'ASE disponibles (>40 mW). Néanmoins, les fluctuations de l'ASE et la cohérence réduite de ce système à fibre limitent les débits de transmissions possibles. Une façon de supprimer ces deux facteurs passe par la génération d'un supercontinuum, technique amplement étudiée pour la spectroscopie ultra-rapide. Dans cette méthode, on crée, tout d'abord, des impulsions brèves (dizaine de picosecondes) en opérant un laser à fibre en modes synchronisés [72] ou en modulant une diode DFB extérieurement par électro-absorption [73]. Ensuite, il s'agit d'élargir le spectre grâce au phénomène non linéaire d'automodulation de phase. Pour cela, un étage d'amplification peut être mis en place pour atteindre le niveau de puissance nécessaire. L'utilisation de fibres DSF est préconisée afin d'obtenir un élargissement spectral maximal et sans discontinuités, ainsi que pour conserver des impulsions brèves et de forte intensité crête.

Par analogie aux lasers à semiconducteurs, on cherche à créer une émission multi-longueurs d'onde dans les lasers à fibre dopée erbium grâce à filtrage multi-longueurs d'onde au sein d'une cavité laser comprenant un seul amplificateur à fibre. Seulement, la nature essentiellement homogène de ce milieu à gain (cf. paragraphe I.2.1.) empêche généralement l'obtention d'une telle émission. Pour parvenir malgré tout à une émission multi-longueurs d'onde, quatre voies se présentent à nous. La première et la plus ancienne vise à modifier les pertes pour obtenir simultanément la condition de compensation des pertes par le gain à toutes les longueurs d'onde souhaitées. En pratique, on peut s'arranger pour que des états distincts de polarisation (rectilignes, circulaires) ne soient pas émis aux mêmes longueurs d'onde en jouant sur les pertes subies par chaque état de polarisation grâce à la combinaison d'un contrôleur de polarisation et de fibres biréfringentes [74] ou via un trajet dans une fibre double cœur [75]. Une autre technique sépare le signal sortant de l'amplificateur en N canaux de longueurs d'onde distinctes (DEMUX [76] ou combinaison coupleur-filtre [77]), atténue chaque signal de façon appropriée (contrôleur de polarisation [76], atténuateurs [77], ...) et réinjecte le signal recomposé dans l'amplificateur (MUX [76] ou coupleur [77]). La forte sensibilité de ces architectures aux conditions environnementales conduit à étudier une solution alternative : partager le filtre mais réaliser l'amplification séparée de chaque longueur d'onde [78] [79]. Toutes ces solutions cherchent à s'accommoder de la nature homogène de l'amplification à fibre dopée erbium. Seulement, il est possible de contrarier sensiblement cette propriété. Une méthode pour y parvenir passe par le refroidissement à 77K du milieu à gain en plongeant la fibre dans un bain d'azote liquide. On observe alors une réduction de la largeur d'homogénéité à 1 nm. L'insertion d'un filtre multi-longueurs d'onde comme un filtre Fabry-Pérot [80], un double interféromètre de Mach-Zehnder à fibre [81] ou une boucle à fibre biréfringente [82] permet alors d'obtenir l'émission stable à plusieurs longueurs d'onde séparées de plus de 1 nm. La dernière méthode pour diminuer l'homogénéité du gain utilise un filtre acousto-optique intracavité. Celui-ci provoque une translation du spectre de 100 MHz et empêche l'établissement d'un

état stationnaire dans la cavité. En combinaison avec une égalisation du gain et filtrage par un filtre de Fabry-Pérot, on obtient des signaux à quinze longueurs d'onde du spectre ITU [83].

Dans les architectures précédentes, toutes les émissions multi-longueurs d'onde sont simultanées. Une autre approche vise à générer des trains d'impulsions dont la longueur d'onde d'une impulsion à l'autre varie selon une séquence bien définie. Ainsi, dans une cavité comprenant un amplificateur à fibre et un étalon Fabry-Pérot, on ajoute un filtre sélectif, accordable sur toute la plage d'amplification, et commandé électriquement, on peut, en fonction de la tension appliquée, choisir la longueur d'onde d'émission. Cette source est donc un laser commutable en longueur d'onde. Si, maintenant, on applique des rampes de tension, le filtre transmet chaque longueur d'onde pendant une courte période, puis la bloque. Ce phénomène proche de la commutation de cavité crée des impulsions à chaque longueur d'onde. Le délai dans le déplacement du filtre occasionne alors l'arrangement des impulsions en des trains dont la longueur d'onde varie d'une impulsion à l'autre. Ce principe de génération a été validé en employant un second filtre Fabry Pérot comme filtre accordable afin de produire des trains de 90 impulsions de 300 ns de longueurs d'onde différentes séparées de 0,535 nm [84].

3.4.4 Récapitulatif sur les sources multi-longueurs d'onde

Pour conclure cette présentation des différentes méthodes envisagées pour obtenir une émission multi-longueurs d'onde, nous pouvons élaborer le tableau suivant.

		Caractéristiques						Applications		
		Espacement spectral fixe	Espacement spectral variable	Emission simultanée	Emission en séquence	Emission continue	Emission impulsionnelle	Modulation canal par canal possible	Réseau fixe (point-à-point; PON)	Commutation de circuits
Sources										
Semiconducteurs	Matrice de lasers et coupleur	√		√		√	√	√	√	√
	Circuit photonique	√		√		√	√	√	√	√
	LED filtrée	√	√	√		√	√		√	√
	Laser avec filtrage intra-cavité	√	√	√		√	√		√	√
	Laser à auto-réinjection	√	√	√			√		√	√
Systèmes à fibre	Supercontinuum	√	√	√			√		√	√
	Filtrage intra-cavité et égalisation des pertes	√		√		√			√	√
	Filtrage intra-cavité et gains multiples	√		√		√			√	√
	Système avec refroidissement du gain à 77K	√	√	√		√	√		√	√
	Système avec décalage fréquentiel intracavité	√	√	√		√			√	√
	Balayage spectral d'un filtre	√	√		√		√		√	√

4 Notre étude

Nous avons vu précédemment que diverses architectures de réseaux WDM sont envisagées mais que les sources optiques les plus appropriées et les plus recherchées, sont soit multi-longueurs d'onde soit accordables sur une grande plage de longueurs d'onde. La possibilité de générer des impulsions est, dans les deux cas, considérée comme un autre avantage de la source.

Dans ce cadre, cette thèse propose une architecture laser capable d'émettre sur une grande gamme de longueur d'onde ou de produire des trains multi-longueurs d'onde d'impulsions selon son mode d'utilisation.

Comme on peut le voir en figure 22, le système proposé est un laser à fibre en anneau incluant, outre le coupleur de sortie, un filtre accordable en longueur d'onde et un amplificateur à fibre dopée erbium.

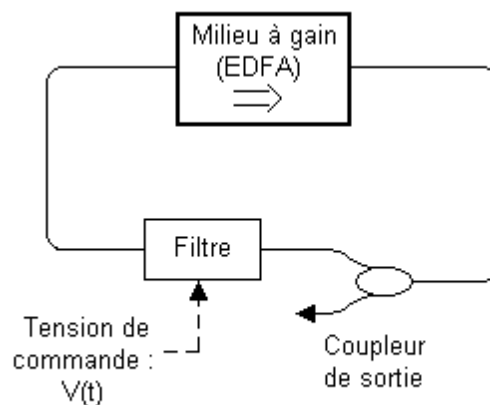


Figure 22 : Configuration laser de cette étude.

Le choix du milieu à gain retenu repose essentiellement sur sa compatibilité totale avec le reste du réseau tant en matière de gamme d'amplification que de couplage. En pratique, il s'agit d'un amplificateur acquis commercialement auprès de la société PHOTONETICS (aujourd'hui NETTEST), le PHOTONETICS BT-16. La description détaillée de son architecture et de son fonctionnement est fournie au chapitre II. En ce qui concerne le filtre, afin de satisfaire aux critères élémentaires d'utilisation dans le domaine des télécommunications, nous envisageons une commande électrique. En fait, sa composition interne repose sur l'association en cascade d'interféromètres de Mach-Zehnder déséquilibrés, capables d'avoir de grandes gammes d'accordabilité [55]. Comme le laboratoire P.M. Duffieux bénéficie de la technologie de fabrication de composants en optique intégrée sur niobate de lithium, nous souhaitons recourir à cet outil pour élaborer notre filtre et démontrer la faisabilité d'une accordabilité par voie électro-optique (cf. chapitre III.1.). Cette solution technologique apparaît, en fait, moins sensible aux conditions environnementales qu'une réalisation à partir de fibres optiques. Par ailleurs, on souligne qu'une étude précédente, faite au laboratoire, a permis de valider la fabrication d'un interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré sur niobate de lithium et d'accorder un laser à fibre dopée néodyme sur une plage de longueur d'onde de 12 nm autour de 1088 nm [85].

Le besoin de nouvelles sources optiques accordables ou multi-longueurs d'onde pour les télécommunications conduit naturellement à poursuivre les travaux sur les lasers à fibre incorporant un filtre accordable par voie électro-optique. Deux axes retiennent particulièrement notre attention. Tout d'abord, nous cherchons à obtenir une émission laser accordable autour de 1,55 μm c'est-à-dire transposer les résultats des travaux mentionnés ci-dessus à cette nouvelle

gamme de longueurs d'onde. Ensuite, nous envisageons de compléter notre étude par l'analyse de la réponse du laser lorsqu'un signal modulé est appliqué au filtre en vue de générer des trains multi-longueurs d'onde d'impulsions.

Le chapitre III. est consacré à l'accordabilité laser et regroupe donc les expériences menées lorsque la commande du filtre est fixe. Nous présentons, en particulier, les paramètres influant la gamme d'accordabilité accessible tant au niveau du filtre que de l'impact des non-linéarités du gain. De plus, nous démontrons que la génération d'impulsions par méthode active ne constitue plus qu'une fonctionnalité à ajouter à la puce sur laquelle est fabriqué notre filtre. L'utilisation d'une commande électro-optique permet d'envisager des vitesses d'accordabilité de l'ordre de la nanoseconde, dépassant toutes les caractéristiques obtenues avec des lasers à fibre en la matière. Une étude spécifique des phénomènes transitoires qui surviennent lors de la commutation en longueur d'onde est donc menée au chapitre III.

Enfin, le balayage en longueur d'onde d'un filtre à l'intérieur d'une cavité laser à fibre est une méthode pour générer des trains multi-longueurs d'onde d'impulsions [84]. Nous employons donc cette méthode pour obtenir un tel fonctionnement en commandant le filtre par un signal de modulation au lieu d'un signal continu. La rapidité de la commande électro-optique et donc du filtre, permet d'envisager des fonctionnements différents (synchronisation de modes) de ceux exploités par Da Souza et al [84] afin d'obtenir des cadences de répétition supérieures à quelques kilohertz. Cette analyse des effets du balayage en longueur d'onde intra-cavité fait l'objet du quatrième et dernier chapitre.

5 Bibliographie

- [1] : G.P. Agrawal, "Nonlinear fiber optics," *Optics and Photonics serie, Academics Press Inc*, p3, 1995.
- [2] : J. Wallace, "Water-free process makes high-bandwidth fiber," *WDM solutions - Supplement to Laser Focus World*, N6, p8, 2000.
- [3] : G.P. Agrawal, *Fiber-Optic communication systems, 2nd edition*, John Wiley and sons Inc, chap1 p42, 1997.
- [4] : A. Glass, "Research issues in next generation photonic network physical layer," *Philosophical Transactions of the Royal Society*, Vol. A358, N1773, pp2159--2358, 2000.
- [5] : J.J. Refi, "Optical fibers for optical networking," *Bell Labs Technical Journal*, pp246–261, 1999.
- [6] : L. Möller, A. Thiede, S. Chandrasekhar, W. Benz, M. Lang, T. Jakobus et M. Schlechtweg, "ISI mitigation using decision feedback loop demonstrated with PMD distorted 10 Gbit/s signals," *IEE Electronics Letters*, Vol. 35, N4, pp2092–2093, 1999.
- [7] : D.M. Braun et R.L. Jungerman, "Ultra-low reflectivity 1.5 μm semiconductor laser preamplifier," *Optics Letters*, Vol. 20, N, pp1154–1156, 1995.
- [8] : A.J. Collar, G.D. Henshall, J. Farre, B. Mikkelsen, Z. Wang, L. Eskidsen, D.S. Olesen et K.E. Stubkjaer, "Low residual reflectivity of angled-facet semiconductor laser amplifier", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 2, N8, pp553–555, 1990.
- [9] : I. Cha, M. Kitamura, H. Honmou et I. Mito, "1.5 mm band travelling-wave semiconductor amplifiers with window facet structure," *IEE Electronics Letters*, Vol. 25, N8, pp1241–1242, 1989.
- [10] : P.E. Barnsley, J.J. Issac, et D.J. Elton, "Ultralow reflectivity broadband 1.5 μm GaInAsP semiconductor optical amplifier," *IEE Electronics Letters*, Vol. 26, N, pp825–827, 1990.
- [11] : N. Ogasawara, R. Ito, I. Asabayashi et M. Ohashi, "Injection-current-controlled bistable optical switching in semiconductor laser amplifiers," *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 26, N, ppL917–L919, 1987.
- [12] : T. Durrhus, B. Mikkelsen, C. Joergensen, S.L. Danielson, K. Stubkjaer, "All-optical wavelength conversion by semiconductor optical amplifiers," *IEEE Journal of Lightwave and Technology*, Vol. 14, N6, pp942–954, 1996.
- [13] : S. Kawanishi, T. Morioka, O. Kamatani, H. Takara, J.M. Jacob et M. Saruwatari, "100 Gbits/s all-optical demultiplexing using four wave mixing in travelling wave laser diode amplifier," *IEE Electronics Letters*, Vol. 30, N, pp981–982, 1994.
- [14] : C. J. Koester et E. A. Snitzer, "Amplification in a fiber laser," *Applied Optics*, Vol. 3, N10, pp1182–, 1964.
- [15] : C. Barnard, J. Klein et V. Tzolov, "Modeling optimizes EDFA design," *WDM Solutions – Supplement to Laser Focus World*, N6, pp33–36, 2000.
- [16] : B. Clesca, D. Bayart et J. L. Baylat, "," *Optical Fiber Technology*, Vol. 1, N, pp135–, 1995.
- [17] : Y. Ohishi, A. Mori, M. Yamada, H. Ono Y. Nishida et K. Oikawa, "Gain characteristics of telluride-based erbium-doped fiber amplifiers for 1.5- μm broadband amplification," *Optics Letters*, Vol. 23, N4, pp274–276, 1998.
- [18] : M. Yamada, M Shimizu, H. Yoshinaga, K. Kikushima, T. Kanamori, Y. Ohishi, K. Oikawa et S. Sudo, "Low noise Pr^{3+} -doped fluoride fiber amplifier," *IEE Electronics Letters*, Vol. 31, N10, pp806–807, 1995.
- [19] : T. Kasamatsu, Y. Yano et H. Sekita, "1.50- μm -band gain-shifted thulium-doped amplifier with 1.05- and 1.56- μm dual-wavelength pumping," *Optics Letters*, Vol. 24, N23, pp1684–1686, 1999.

- [20] : S. Bigo, S. Gauchard, A. Bertaina et J.P. Hamaide, "Experimental investigation of stimulated Raman scattering limitation on WDM transmission over various types of fiber structures," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 11, N6, pp671–673, 1999.
- [21] : S. V. Chernikov, J. R. Taylor, N. S. Plastmov, V.P. Gapontsev, F. Kuppens, A. Mattheus et I. Gabitov, "High power, compact, high-efficiency, fiber laser source around 1.24 μm for pumping Raman amplifier," *Optical Fiber Communication conference, OFC'97*, p345, 1997.
- [22] : S.A.E. Lewis, S.V. Chernikov et J.R. Taylor, "Triple wavelength pumped silica-fibre Raman amplifiers with 114nm bandwidth," *Electronics Letters*, Vol. 35, N20, pp1761–1762, 1999.
- [23] : H. Masuda, S.Kawai, K.I. Suzucki et K. Aida, "Wide band low-noise optical amplification using distributed Raman amplifiers and erbium-doped fiber amplifiers," *European Conference on Optical Communications, ECOC'98*, pp51–52, 1998.
- [24] : S. Bigo, "Transmission WDM à 5,12 téra bits/s sur 3*100 km," *Journées Nationales de l'Optique Guidée, JNOG 2000*, p8, 2000.
- [25] : J. Feggeler et al, "WDM transmission measurements on installed optical amplifier undersea cable systems," *Proceeding of Optical Fiber Communications 1997*, pp–, 1997.
- [26] : M.S. Goodman, H. Kobrinski, M. Vecchi, R.M. Bulley et J.M. Gimlett, "The LAMBDANET multi-wavelength network : Architecture, applications and demonstrations," *IEEE Journal on Selected Topics in Communications*, Vol. 8, N6, pp995–1004, 1990.
- [27] : J.K. Hood et al, "Optical distribution systems for television studio applications," *IEEE/JOSA Journal on Lightwave and Technology*, Vol. 11, N5/6, pp680–687, 1993.
- [28] : K. Nosu, H. Toba, K. Inoue et K. Oda, "100 channel optical FDM technology and its application to FDM channel-based network," *IEEE/JOSA Journal of Lightwave and Technology*, Vol. 11, N5/6, pp777–782, 1993.
- [29] : F.J. Janniello, R. Ramaswani et D.G. Steinberg, "A prototype circuit-switched multi-wavelength optical metropolitan-area network," *IEEE/JOSA Journal of Lightwave and Technology*, Vol. 11, N5/6, pp764–776, 1993.
- [30] : W. Hall et al, "The Rainbow-II gigabit optical network," *IEEE/JOSA Journal of Lightwave and Technology, Special issue on optical networks*, Vol. 14, N6, pp814–823, 1993.
- [31] : ITU-T G692, "Optical interfaces for multichannel systems with optical amplifiers," 1997.
- [32] : Standard IEEE 802.3, voir page web <http://www.ieee.org>
- [33] : S.M. Gemelos, I.M. White, D. Wonglumsom, K. Shrikhande, T. Ono et L.G. Kazovsky, "WDM metropolitan area network based on CSMA/Ca packet switching," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 11, N11, pp1512–1514, 1999.
- [34] : C.J. Chang-Hasnain, J.P. Harbison, C.E. Zah, L.T. Florez et N.C. Andreadakis, "Continuous wavelength tuning of two electrode vertical-cavity surface emitting lasers," *IEEE Electronics Letters*, Vol. 27, N11, pp1002–1003, 1991.
- [35] : M.C. Amann, "Broadband wavelength-tunable twin-guide lasers," *Optoelectronics- Devices and Technologies*, Vol. 10, N1, pp27–38, 1995.
- [36] : S. Murata, I. Mito, K. Kobayashi, "Spectral characteristics for a 1.5 μm DBR laser with frequency tuning region," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 23, N6, pp838–838, 1987.
- [37] : C.E. Zah, T.P. Lee, "Wavelength-tunable semiconductor lasers for optical fiber communications," *Proceedings of GLOBAL teleCOMMUNICATIONS conference*, Vol. 2, pp1286–1290, 1990.
- [38] : R.C. Alferness, U. Koren, L.L. Buhi, B.I. Miller, M.G. Young, T.L. Koch, G. Raybon et C.A. Burrus, "Broadly tunable InGaAsP/InP laser based on a vertical coupler filter with 57-nm tuning range," *Applied Physics Letters*, Vol. 60, N26, pp3209–3211, 1992.
- [39] : M. Oberg, S. Nilsson, K. Streubel, J. Wallin, L. Backbom et T. Klinga, "74 nm wavelength tuning range of an InGaAsP/InP vertical grating assisted codirectional coupler laser with rear sampled grating reflector," *Photonics Technology Letters*, Vol. 5, N7, pp735–737, 1993.
- [40] : Y. Fukushima, K. Shrikhande, M. Avenarius, M.S. Rogge, I.M. White, D. Wonglumsom et L.G. Kazovsky, "Fast, fine wavelength tuning of a GCSR laser using a digitally controlled driver," *Conference on Optical Fiber Communications, OFC'2000*, Vol. 2, pp338–340, 2000.

- [41] : V. Jayaraman, Z.-M. Chuang et L.A. Coldren, "Theory, design and performance of extended tuning range semiconductor lasers with sampled gratings," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 29, N6, pp1824–1834, 1993.
- [42] : D.J. Robbins, N.D. Whitbread, P.J. Williams et J.R. Rawsthorne, "Design and optimization of sampled grating DBR lasers for dense WDM networks," *European Conference on Optical Communication, ECOC'98*, pp221–222, 1998.
- [43] : Y. Tohmori, Y. Yoshikuni, H. Ishii, F. Kano, T. Tamamura et Y. Kondo, "Over 100 nm wavelength tuning in superstructure grating (SSG) DBR lasers," *IEE Electronics Letters*, Vol. 29, N4, pp352–354, 1993.
- [44] : X. Yang, S. Zhong et Y.J. Chen, "Fast-tuning wavelength adressable laser with real-time wavelength monitoring feedback control for reconfigurable WDM networks," *Proceedings of the Laser and Electro-Optics Society, LEOS'1999*, pp13–14, 1999.
- [45] : C.J. Chang-Hasnain, "Tunable VCSEL," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 6, N6, pp978–987, 2000.
- [46] : K. Hsu, C.M. Miller, K.D. Choquette, "Continuous wavelength tuning of 850-nm vertical-cavity surface-emitting laser in Fabry-Pérot cavity" *Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO'98*, p369, 1998.
- [47] : P. Graindorge, "Source laser accordable pour test à grande dynamique de composants télécom" *Optique et Photonique*, N3, pp21–23, 2000.
- [48] : G.A. Coquin et K.W. Chueng, "Electronically tunable external-cavity semiconductor laser" *IEE Electronics Letters*, Vol. 24, N10, pp599–600, 1988.
- [49] : B. Wacogne, J.-P. Goedgebuer, H. Porte, "Single lithium niobate crystal for mode selection and phase modulation in a tunable extended-cavity laser diode" *Optics Letters*, Vol. 19, N17, pp1334–1336, 1994.
- [50] : U. Ghera, N. Konforti et M. Tur, "Wavelength tunability in a Nd-doped fiber laser with an intracavity polarizer" *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 4, N1, pp4–6, 1992.
- [51] : H.G. Lumberger, N.H. Ky, D.M. Costantini, R.P. Salathé, C.A.P. Muller, G.R. Fox, "Efficient miniature fiber-optic tunable filter based on intracore Bragg grating and electrically resistive coating" *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 10, N3, pp361–363, 1998.
- [52] : G.A. Ball et W.W. Morey, "Compressive-tuned single-frequency Bragg fiber laser" *Optics Letters*, Vol. 19, N23, pp1979–1981, 1994.
- [53] : J.L. Zyskind, J.W. Sulhoff, J. Stone, D.J. Digiovanni, L.W. Stulz, H.B. Presby, A. Piccirilli, P.E. Pramayan, "Electronically tunable, diode-pumped erbium-doped fibre ring laser with fibre Fabry-Perot etalon" *IEE Electronics Letters*, Vol. 27, N21, pp1950–1951, 1991.
- [54] : M.W. Maeda, J.S. Patel, D.A. Smith, C. Lin, M.A. Saifi et A. Von Lehman, "An electronically-tuned etalon filter as the wavelength-tuning element" *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 2, N11, pp787–789, 1990.
- [55] : Y. T. Chieng et R.A. Minasian, "Tunable erbium-doped fiber laser with a reflection Mach-Zehnder interferometer" *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 6, N2, pp153–156, 1994.
- [56] : D.A. Smith, M.W. Maeda, J.J. Johnson, J.S. Patel, M.A. Saifi et A. Von Lehman, "Acoustically tuned erbium-doped fiber ring laser" *Optics Letters*, Vol. 16, N6, pp387–389, 1991.
- [57] : M.Y. Frankel et R.D. Esman, "Rapid continuous tuning of a single-polarization fiber ring laser" *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 6, N5, pp591–593, 1994.
- [58] : S. Menezo, A. Talneau, F. Delorme, S. Grosmaire, F. Gaborit, S. Slempek, "10-wavelength 200-GHz channel spacing emitter integrating DBR lasers with a phasor on InP for WDM applications" *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 11, N7, pp785–787, 1999.
- [59] : B. Pezeshki, A. Mathur, S. Zou, H.-S. Jeon, V. Agrawal, R.L. Lang, "A manufacturable WDM source using an integrated laser array" *Optical Fiber Communication conference, OFC'2000*, Vol. 2, pp284–286, 2000.
- [60] : F. Delorme, S. Grosmaire, G. Alibert, S. Slempek, A. Ougazzaden, "Simple multiwavelength device fabrication technique using a single-grating holographic exposure", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 8, N7, pp867–869, 1996.

- [61] : S.-L. Lee, I.-F. Jang, C.-Y. Wang, C.-T. Pien et T.-T. Shih, "Monolithically integrated multiwavelength sampled grating DBR lasers for dense WDM applications", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 6, N1, pp197–206, 2000.
- [62] : H. Okamoto, H. Yasaka, K. Sato, Y. Yoshikuni, K. Oe, K. Kishi, Y. Kondo, M. Yamamoto, "A wavelength-tunable duplex integrated light source for fast wavelength switching", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 14, N6, pp1033–1041, 1996.
- [63] : G. Raybon, U. Koren, B.I. Miller, M. Chien, K. Dreyer, S. Chandrasekhar, R.E. Berhinger, D.M. Tennant et K. Feder, "Reconfigurable optoelectronic wavelength translation based on an integrated electroabsorption modulated laser array", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 10, N2, pp215–217, 1998.
- [64] : M.H. Reeve, A.R. Hunwicks, W. Zhao, S.G. Methley, L. Bickers et S. Hornung, "LED spectrum slicing for single-mode local loop application", *IEE Electronics Letters*, Vol. 24, N7, pp389–390, 1988.
- [65] : T. Papakyrikopoulos, A. Stavdas, E.N. Protonotarios et H. Avramopoulos, "10x10 GHz simultaneously modelocked fibre ring laser", *IEE Electronics Letters*, Vol. 35, N9, pp717–718, 1999.
- [66] : K. Vlachos, K. Zoiros, T. Houbavlis et H. Avramopoulos, "10x30 GHz pulse train generation from semiconductor amplifier fiber ring laser", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 12, N1, pp25–27, 2000.
- [67] : M. Schell, D. Hushe et D. Bimberg, "Generation of 2.-ps light pulses with 15-nm wavelength tunability at 1.3 μm by a self-seeded gain switched semiconductor laser", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 5, N11, pp1267–1269, 1993.
- [68] : H. Ding, S. Li, Z. Fang et K.T. Chan, "Wavelength switching of semiconductor laser pulses by self-seeding from a chirped fiber Bragg grating", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 9, N7, pp901–903, 1997.
- [69] : S.-P. Yam, C. Shu, "Fast wavelength-tunable multichannel switching using a self-injection seeding scheme", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 35, N2, pp228–232, 1999.
- [70] : D.N. Wang et C. Shu, "Multiple optical paths in a self-seeding scheme for multiwavelength short pulse generation", *Applied Physics Letters*, Vol. 71, N10, pp1305–1307, 1997.
- [71] : J.S. Lee, Y.C. Chung, D.J. DiGiovanni, "Spectrum-sliced light source for multichannel WDM applications", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 5, N12, pp1458–1461, 1993.
- [72] : B. Mikulla, L. Leng, S. Sears, B.C. Collings, M. Arend et K. Bergman, "Broad-band High repetition rate source for spectrally sliced WDM", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 11, N4, pp418–420, 1999.
- [73] : M.J. Guy, S.V. Chernikow et J.R. Taylor, "A duration-tunable, multiwavelength pulse source for OTDM and WDM communications systems", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 9, N7, pp1017–1019, 1997.
- [74] : H. Takara, S. Kawanishi et M. Saruwatari, "Multiwavelength birefringent cavity mode-locked fiber laser", *Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO'92*, p250, 1992.
- [75] : O. Graydon, W.H. Loh, R.I. Lamming et L. Dong, "Triple-frequency operation of an Er-doped twincore fiber loop laser", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 8, N1, pp63–65, 1996.
- [76] : N. Park, J.W. Dawson et K.J. Vahala, "Multiple wavelength operation of an erbium-doped fiber laser", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 4, N6, pp540–541, 1992.
- [77] : J. Nilsson, Y.W. Lee et S.J. Kim, "Robust dual-wavelength ring laser based on two spectrally different erbium doped fiber amplifiers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 8, N12, pp1630–1632, 1996.
- [78] : J.W. Dawson, N. Park, K.J. Vahala, "Co-lasing in an electrically tunable erbium-doped fiber laser", *Applied Physics Letters*, Vol. 60, N25, pp3090–3092, 1992.
- [79] : T. Miyazaki, N. Edagawa, S. Yamamoto et S. Akiba, "A multiwavelength fiber ring laser employing a pair of silica-based arrayed-waveguide-gratings", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 9, N7, pp910–912, 1997.

- [80] : S. Yamashita et K. Hatate, "Multiwavelength erbium-doped fibre laser using intracavity etalon and cooled liquid nitrogen", *Electronics Letters*, Vol. 32, N14, pp1298–1299, 1996.
- [81] : H.L. An, X.Z. Lin, E.Y.B. Pun, H.D. Liu, "Multi-wavelength operation of an erbium doped fiber ring laser using a dual-pass Mach-Zehnder comb filter", *Optics Communications*, Vol. 169, pp159–165, 1999.
- [82] : X.P. Dong, S. Li, K.S. Chiang, M.N. Ngg, et B.C.V. Chu, "Multiwavelength erbium doped fibre laser based on a high birefringence fibre loop mirror", *IEE Electronics Letters*, Vol. 36, pp1609–1610, 2000.
- [83] : A. Bellemarre, M. Rochette, M. Têtu et S. LaRoche, "Multifrequency erbium-doped fibre ring lasers anchored on the ITU frequency grid", *IEEE Optical Fiber Communication conference, OFC'99*, pp16–18, 1999.
- [84] : J.M. Sousa et O.G. Okhotnikov, "Multiple wavelength Q-switched fiber laser", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 11, N9, pp1117–1119, 1999.
- [85] : P. Mollier, H. Porte, B. Grappe, J. Hauden et J.-P. Goedgebuer, "Tunable second harmonic generation in a Nd³⁺-doped fiber laser using a LiNbO₃-integrated Mach-Zehnder" *Optical and Fiber Technology*, Vol. 4, pp83–90, 1998.

CHAPITRE II

LE LASER A FIBRE DOPEE ERBIUM :

Comme indiqué à la fin du chapitre précédent, cette thèse s'intéresse à une configuration laser comprenant un amplificateur à fibre dopée erbium et un filtre accordable. Pour commencer notre étude, nous dédions ce chapitre à la compréhension du fonctionnement du milieu à gain. En fait, cette introduction aux lasers à fibre comporte à la fois une description détaillée de la structure interne des amplificateurs à fibre dopée erbium et une présentation de leurs comportements en tant qu'entité.

Pour traiter ce sujet, on divise cette section en quatre parties. Dans un premier temps, partant de la spectroscopie des ions erbium, nous établissons une modélisation d'un amplificateur à fibre dopée erbium dont les paramètres clefs sont les sections efficaces. Ensuite, nous présentons notre méthode pour déterminer ces coefficients et validons notre approche dans la partie suivante en confrontant les résultats expérimentaux à ceux de simulation pour différents régimes de fonctionnement de l'amplificateur. Finalement, nous incorporons ce modèle de l'amplificateur dans un nouvel outil informatique permettant l'étude ou la conception de lasers à fibre et comparons la modélisation d'une architecture simple de laser à l'expérience.

1 Milieu amplificateur

Vu le milieu amplificateur mis en œuvre, nous traitons succinctement des aspects spectroscopiques de l'ion erbium. Puis, à partir de ses caractéristiques, nous élaborons un modèle de la fibre dopée erbium en tant qu'amplificateur optique.

1.1 L'ion erbium

Ce paragraphe est consacré à la spectroscopie des ions erbium. Il s'agit de comprendre pourquoi ces ions de terres rares suscitent tant d'intérêt pour l'amplification dans les fibres optiques. C'est aussi l'occasion de mettre en place les notions de pompage ainsi que les différents mécanismes de recombinaison survenant dans ce type d'amplificateurs.

1.1.1 Spectroscopie fondamentale

L'intérêt principal de l'ion erbium provient du fait que, lorsqu'il est inclus dans une matrice en silice, il présente une transition radiative aux longueurs d'onde autour de 1,55 μm , zone à faible atténuation des fibres optiques (cf. I.1.2.2.). Cette propriété conduit à la réalisation des amplificateurs à fibre dopée erbium dont une autre utilisation est proposée dans nos lasers.

A un niveau plus fondamental, il faut savoir que l'ion erbium est un ion trivalent de configuration électronique $[\text{Xe}]4f^{11}5s^25p^6$. Parmi tous les électrons présents, seuls les électrons de la couche $4f$ participent aux émissions radiatives qui nous intéressent.

Cependant, de façon générale, la spectroscopie établit une nomenclature de tous les états que peut prendre un ion (ou un atome) en fonction de son moment angulaire total, J , de la somme, sur l'ensemble des électrons qui le composent, des moments angulaires, L , et des spins, S . Cet état global (J,L,S) dépend donc de l'état de chacun des électrons de l'ion via leurs quatre nombres

quantiques n , l , m et s . Plusieurs arrangements (combinaisons des quatre nombres quantiques) peuvent conduire à ce même vecteur (J,L,S). Pour des questions de simplicité, on regroupe l'ensemble de ses $2J+1$ collections d'états quantiques et $2S+1$ configurations de spin sous la notation $^{2S+1}L_J$ où les valeurs de $L=0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, \dots$ sont respectivement symbolisées par les lettres S, P, D, F, G, H, I... . L'état fondamental de l'ion erbium, noté $^4I_{15/2}$, correspond ainsi au vecteur (15/2, 6, 3/2).

Un même niveau d'énergie, déterminé par le nombre quantique n , peut alors correspondre à plusieurs états d'un ion et on dit alors que le niveau est dégénéré. L'inclusion de ces ions erbium dans une matrice (ici la silice) fait que chaque ion erbium subit le champ électrique des atomes voisins. Ce champ modifie les propriétés de l'ion erbium par effet Stark et lève la dégénérescence des états d'énergie.

L'analyse spectroscopique de l'ion erbium dans la matrice de verre conduit au diagramme d'énergie représenté en figure 1. Les longueurs d'onde des transitions entre niveaux y sont données en nanomètres.

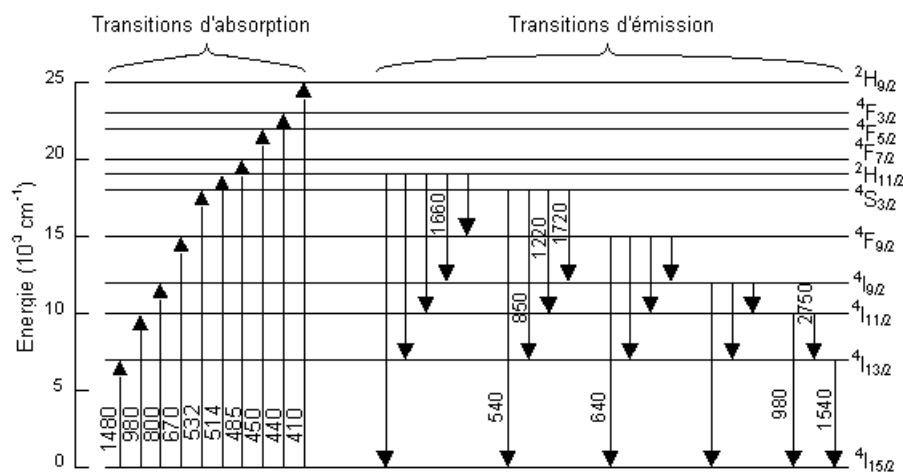


Figure 1 : Diagramme d'énergie partiel de l'ion erbium dans une matrice de verre [1].

Pour pouvoir placer un ion dans un état excité, on utilise un pompage optique, c'est-à-dire qu'on lui fournit, sous forme lumineuse, l'énergie correspondant au moins à la différence d'énergie entre deux de ces états.

Une fois placé dans un état excité, chaque ion va se relaxer spontanément vers un état de plus basse énergie soit directement par transition radiative, soit indirectement en excitant les modes de vibration de la matrice (transition multi-phonons). Ce dernier type de relaxation prédomine généralement. Néanmoins, pour la transition entre les états $^4I_{13/2}$ et $^4I_{15/2}$, la séparation d'énergie est suffisante pour rendre dominante la transition radiative de longueur d'onde proche de 1540 nm. Ainsi, les transitions d'absorption et d'émission obtenues expérimentalement dans des fibres de type silice ou de zirconium dopées erbium sont indiquées sur la figure 1.

Afin de tirer parti de l'émission autour 1540 nm, toutes les transitions d'absorption présentées en figure 1 peuvent être utilisées. Cependant, par souci d'efficacité (faible nombre de transition non-radiative et absence d'absorption à l'état excité ou ESA (pour *Excited State Absorption*)), seules les longueurs d'onde de 980 et 1480 nm sont retenues.

Des diodes lasers à semiconducteur étant disponibles à ces deux longueurs d'onde, les notions d'efficacité, de puissance et de bruit entrent alors en considération dans le choix définitif du (des) laser(s) de pompe. Les dernières versions d'amplificateurs en ligne font appel aux deux longueurs d'onde [15]. Le pompage à 980 nm, dans le sens du signal à amplifier, fournit alors une forte

inversion de population (nombre d'ions dans l'état excité supérieur à celui dans l'état fondamental) qui contribue aux bonnes performances de l'amplificateur en matière de bruit. L'utilisation d'un signal à 1480 nm, dans l'autre sens, exploite la conversion efficace de la puissance pompe vers le signal à amplifier pour atteindre de fortes puissances en sortie.

Comme on peut le voir sur la figure 2, l'amplificateur PHOTONETICS BT-16 utilisé dans cette étude ne comporte qu'une diode de pompe à 980 nm dont l'émission se fait dans le sens de propagation du signal. De plus, si plusieurs méthodes peuvent être employées pour insérer le faisceau pompe dans la fibre dopée comme un couplage en bout de fibre [3], ou une réflexion sur un miroir diélectrique [4], ou encore via un prisme [5], la technique la plus usitée et, en particulier ici, est l'injection via un coupleur à fibre WDM [2]. Seule cette configuration sera donc étudiée par la suite. Le coupleur de puissance et le détecteur servent à connaître la puissance de pompe injectée dans la fibre dopée erbium. Les deux isolateurs empêchent le signal à 1,55 μm de se propager dans la direction opposée à celle de la pompe.

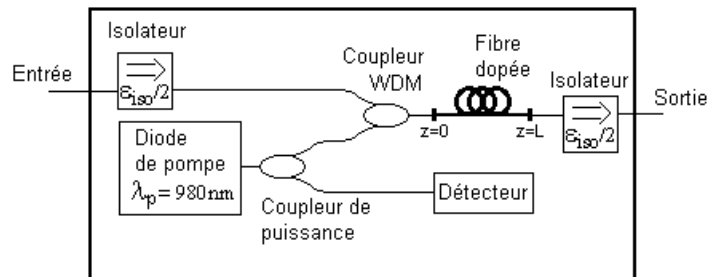


Figure 2 : Schéma de l'amplificateur PHOTONETICS BT-16.

Les diagrammes d'énergie et la nature des transitions dépendent fortement de l'environnement vu par les ions introduits. Ainsi, l'insertion d'autres dopants dans la matrice peut modifier les règles de transition entre les divers états d'énergie des différents ions. Ce changement est notamment dû à des transferts d'énergie entre des ions voisins, de types distincts et d'énergie proche. En particulier, l'association des ions erbium et ytterbium dans une fibre de type silice permet un pompage efficace dans la gamme de longueur d'onde allant de 850 à 1100 nm du fait du transfert d'énergie entre les états $^2F_{5/2}$ de l'ytterbium et $^4I_{11/2}$ de l'erbium [7].

Les éléments fondamentaux de spectroscopie présentés ci-dessus donnent la base de l'intérêt pour les fibres dopées erbium. Excités par un signal de pompe (de longueur d'onde 980 nm ou 1480 nm), les ions erbium se relaxent via une transition dont la longueur d'onde est proche de 1,55 μm , fenêtre de faible atténuation des fibres monomodes "standard".

1.1.1.1 Transitions

Au vu des considérations d'efficacité du pompage et de réalisation de notre amplificateur, la figure 3 offre un diagramme d'énergie simplifié de l'ion erbium dans une fibre de type silice tout à fait suffisant pour notre étude. De plus, pour coller au formalisme des lasers et pour simplifier les notations, nous nommons dorénavant les états $^4I_{15/2}$, $^4I_{13/2}$ et $^4I_{11/2}$ respectivement 1, 2 et 3.

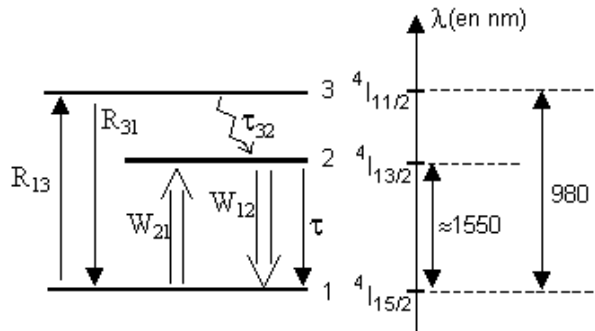


Figure 3 : Diagramme d'énergie simplifié de l'ion erbium.

Comme dit précédemment, pour faire passer un ion dans un état excité, il suffit d'apporter une énergie supérieure à l'écart entre les deux niveaux d'énergie correspondants. Lorsque l'apport d'énergie se fait par l'absorption de photon d'énergie adéquate, on quantifie la facilité avec laquelle l'ion passe dans l'état excité par une fréquence aussi appelée taux d'absorption stimulé. Habituellement, on note ce coefficient R_{13} (respectivement W_{12}) pour l'absorption stimulée entre les niveaux d'énergie 1 et 3 (resp. 1 et 2). Comme on utilise la transition 1 vers 3 pour établir l'inversion de population (nombre d'ions au niveau 2 supérieur à celui du niveau 1), on fait souvent référence à R_{13} sous le nom de taux de pompage.

Une fois dans un état excité (niveau d'énergie i), on mesure la stabilité de l'ion dans cet état par les temps τ_{ij} avant qu'une transition spontanée ne survienne vers un autre état de moindre énergie (j avec $i > j$). Cette durée, τ_{ij} , peut s'exprimer en fonction des temps précédant une transition radiative (τ_{ij}^R) ou une transition non-radiative (τ_{ij}^{NR}) suivant la loi :

$$\frac{1}{\tau_{ij}} = \frac{1}{\tau_{ij}^R} + \frac{1}{\tau_{ij}^{NR}} \tag{II.1}$$

La figure 4 illustre la désexcitation des ions dans un système à trois niveaux.

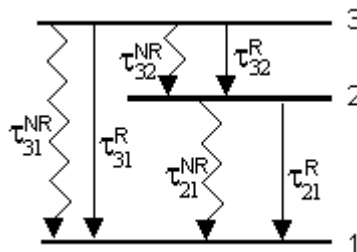


Figure 4 : Désexcitation des ions dans un système à trois niveaux.

La prédominance d'un des deux termes (τ_{ij}^{NR} , τ_{ij}^R) de l'équation (II.1) permet de classifier les transitions en fonction de leur nature. Ainsi, d'après [8], comme $\tau_{32}^{NR} \approx 10\mu s$ et $\tau_{32}^R \approx 10ms$, $\tau_{32} \approx 10\mu s \approx \tau_{32}^{NR}$, c'est à dire que la transition du niveau d'énergie 3 vers le niveau 2 est essentiellement non radiative. On vérifie de la même manière que l'émission radiative domine la relaxation spontanée du niveau d'énergie 2 vers le niveau 1 ($\tau_{21} \approx 10ms \approx \tau_{21}^R$ ($\tau_{21}^{NR} \approx 15s$)). Le fait que τ_{32} soit largement plus court que τ_{21} induit une accumulation des ions erbium au niveau d'énergie 2 et permet de réaliser aisément l'inversion de population. La transition entre les niveaux d'énergie 2 et 1 est dite "laser" et on note τ le temps de fluorescence τ_{21} .

Lorsqu'une transition est essentiellement radiative, la propagation d'un photon dans la fibre peut aussi provoquer des désexcitations des ions erbium parallèlement aux émissions spontanées. On obtient ce phénomène d'émission stimulée quand le photon incident possède une énergie

correspondant à la transition considérée. De même que pour une absorption stimulée, on définit les taux d'émission stimulée R_{31} et W_{21} comme les fréquences avec lesquelles ces émissions surviennent entre les niveaux d'énergie 3 et 1, et 2 et 1 respectivement.

Traditionnellement, on regroupe l'ensemble des notions introduites dans ce paragraphe sur le diagramme d'énergie simplifié de l'ion erbium, comme en figure 3. Cette introduction des vitesses de transitions entre les différents niveaux d'énergie nous donne les moyens de quantifier l'évolution des ions entre ces états.

1.2 Modélisation du milieu amplificateur

La spectroscopie des ions erbium établit le diagramme général d'énergie de ces ions dans la matrice de silice. Cette étude permet de justifier l'utilisation des ions erbium comme dopants pour l'obtention d'un amplificateur de signal à 1,55 μm ainsi que le choix des longueurs d'onde de pompage. Finalement, par des considérations pratiques, nous parvenons à réduire le diagramme d'énergie à un système à trois niveaux, que nous allons maintenant exploiter pour expliquer et modéliser le fonctionnement d'une fibre dopée erbium en tant qu'amplificateur. Cette modélisation se développe autour de paramètres fondamentaux : les sections efficaces.

1.2.1 L'amplification

Le fonctionnement d'un amplificateur à fibre dopée erbium découle de l'évolution des ions entre les différents niveaux d'énergie possibles ainsi que de la propagation des signaux optiques le long de la fibre. Ces éléments constituent donc l'essence des deux paragraphes à venir. Une fois les équations modélisant l'amplificateur établies, nous en extrayons deux paramètres importants pour la compréhension de son fonctionnement que sont le gain et l'émission spontanée amplifiée.

1.2.1.1 Equations d'état des ions

Cette étape détermine la distribution des ions entre les différents états d'énergie au cours du temps.

Soit N_T la densité totale d'ions dans l'amplificateur, et N_i ($i=1, 2, 3$) la densité d'ions à l'état d'énergie i . A n'importe quel instant, on a :

$$N_1 + N_2 + N_3 = N_T \quad (\text{II.2})$$

La variation de la densité de population d'un niveau d'énergie i au cours du temps est due aux différentes transitions intervenant entre ce niveau d'énergie et les autres niveaux. La mise en équations de ces fluctuations conduit aux équations d'état des ions erbium que voici :

$$\frac{dN_1}{dt} = -R_{13}N_1 + R_{31}N_3 - W_{12}N_2 + W_{21}N_2 + \frac{N_2}{\tau} \quad (\text{II.3})$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{12}N_1 - W_{21}N_2 - \frac{N_2}{\tau} + \frac{N_3}{\tau_{32}} \quad (\text{II.4})$$

$$\frac{dN_3}{dt} = R_{13}N_1 - R_{31}N_3 - \frac{N_3}{\tau_{32}} \quad (\text{II.5})$$

Les équations (II.2) à (II.5) constituent un système redondant dont au moins trois équations sont indépendantes ce qui permet d'envisager sa résolution pour obtenir les N_i .

Nous disposons ici d'une modélisation complète des transferts et des distributions des ions entre les différents états d'énergie.

1.2.1.2 Equations de propagation de la lumière

Jusqu'ici, nous ne nous sommes intéressés qu'aux ions erbium contenus dans l'amplificateur. Nous allons maintenant relier la distribution des ions à des grandeurs directement mesurables, les puissances optiques, en tenant compte des propriétés de guidage de la fibre.

Avant toute chose, la symétrie de révolution de la fibre nous permet de la considérer dans un repère cylindrique (O,r,θ,z) comme sur la figure 5. La similarité par translation de ce guide rend adaptée la séparation des variables (r,θ) de la variable z . En particulier, l'intensité d'un signal, I , suit la loi :

$$I(r,\theta,z) = I(r,\theta)I(z). \quad (\text{II.6})$$

Soit un morceau de fibre de section droite S et de longueur dz , on note $I_s^+(z), I_s^+(z+dz)$ l'intensité de signal ($\lambda \approx 1540$ nm) se propageant suivant les z croissants aux positions respectives z et $z+dz$, $I_s^-(z), I_s^-(z+dz)$ la puissance signal se propageant selon les z décroissants aux mêmes positions (voir figure 5). Par analogie, on définit $I_p^+(z), I_p^+(z+dz), I_p^-(z), I_p^-(z+dz)$ comme les intensités pompes ($\lambda \approx 980$ nm) aux dites coordonnées.

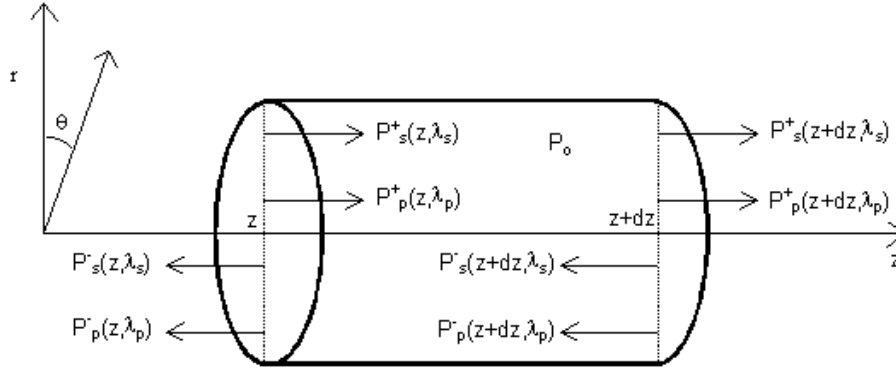


Figure 5 : Tronçon de fibre dopée erbium.

La variation de l'intensité de la pompe se propageant dans le sens positif entre les coordonnées z et $z+dz$ est donnée par :

$$I_p^+(z+dz) - I_p^+(z) = (\sigma_{ep}N_3 - \sigma_{ap}N_1 - \alpha_p)I_p^+(z)dz. \quad (\text{II.7})$$

Pour dz suffisamment petit, on fait l'approximation classique suivante :

$$\frac{dI_p^+(z)}{dz} \approx \frac{I_p^+(z+dz) - I_p^+(z)}{dz}. \quad (\text{II.8})$$

En appliquant cette loi dans l'équation (II.7), celle-ci devient alors :

$$\frac{dI_p^+(z)}{dz} = (\sigma_{ep}N_3 - \sigma_{ap}N_1 - \alpha_p)I_p^+(z). \quad (\text{II.9})$$

Les coefficients σ_{ap} et σ_{ep} sont respectivement appelés sections efficaces d'absorption et d'émission de la pompe. Ils représentent l'aire sur laquelle un ion absorbe, respectivement émet, un signal à la longueur d'onde de la pompe. Le paramètre α_p représente l'atténuation de l'intensité de la pompe lors de la propagation dans la fibre.

Pour le signal de pompe se propageant dans l'autre sens, on a :

$$I_p^-(z) - I_p^-(z+dz) = (\sigma_{ep}N_3 - \sigma_{ap}N_1 - \alpha_p)I_p^-(z+dz)dz \quad (\text{II.10})$$

ou encore, pour dz suffisamment petit,

$$-\frac{dI_p^-(z)}{dz} = (\sigma_{ep}N_3 - \sigma_{ap}N_1 - \alpha_p)I_p^-(z). \quad (\text{II.11})$$

Comme $\tau_{31} \ll \tau_{32}$, la relaxation d'un ion à partir du niveau d'énergie 3 est essentiellement non radiative. La section efficace d'émission est donc généralement considérée comme nulle. On rassemble alors les équations (II.9) et (II.11) sous la formule :

$$\pm \frac{dI_p^\pm(z)}{dz} = -(\sigma_{ap}N_1 + \alpha_p)I_p^\pm(z). \quad (\text{II.12})$$

Si on applique le même raisonnement pour les intensités de signal, on obtient :

$$\pm \frac{dI_s^\pm(z)}{dz} = (\sigma_a N_2 - \sigma_e N_1 - \alpha_s)I_s^\pm(z) + 2\sigma_e N_2 I_0. \quad (\text{II.13})$$

Dans cette équation, le dernier terme traduit la relaxation spontanée des ions du niveau d'énergie 2 vers le niveau 1. L'intensité de ce phénomène au sein de la section de fibre est notée I_0 . Le facteur 2 traduit le fait que cette génération se fait aléatoirement suivant les deux modes de polarisation. Comme précédemment, les coefficients σ_e et σ_a sont les sections efficaces d'émission et d'absorption à la longueur d'onde signal considérée et α_s le coefficient d'atténuation dans la fibre.

Sachant que les signaux étudiés sont guidés dans une fibre, les puissances introduites dans la fibre se propagent selon des modes dont la distribution spatiale est finie dans un plan transverse de la fibre. Notons $\psi(r,\theta)$ l'enveloppe d'un de ces modes dans le repère cylindrique attaché à la fibre (voir figure 5). Soit $P(z)$ la puissance de ce mode, on relie cette grandeur à l'intensité $I(z,r,\theta)$ grâce à la formule :

$$I(z,r,\theta) = P(z)\bar{\psi}(r,\theta) = P(z) \frac{\psi(r,\theta)}{\int_S \psi(r,\theta) r dr d\theta}. \quad (\text{II.14})$$

La fonction $\bar{\psi}(r,\theta)$ est l'enveloppe normalisée du mode et l'intégrale porte sur la section droite S de la fibre. Afin d'alléger les notations, on introduit le rayon de puissance de mode, w ($w > 0$), via :

$$\pi w^2 = \int_S \psi(r,\theta) r dr d\theta. \quad (\text{II.15})$$

Dans le cadre des fibres monomodes de rayon de cœur, a , et d'ouverture numérique, NA , la distribution du mode fondamental suit la loi suivante :

$$\mathbf{y}(r,\mathbf{q}) = \mathbf{y}(r) = \begin{cases} J_0^2\left(\frac{Ur}{a}\right) & \text{si } r \leq a \\ K_0^2\left(\frac{Wr}{a}\right) \frac{J_0^2(U)}{K_0^2(W)} & \text{si } r > a \end{cases} \quad (\text{II.16})$$

où J_0 , K_0 , K_1 sont les fonctions de Bessel et

$$V = \frac{2\pi a NA}{\lambda}, U \approx \frac{(1+\sqrt{2})V}{1+\sqrt[4]{4+V^4}} \text{ et } W = \sqrt{V^2 - U^2}. \quad (\text{II.17})$$

Le rayon de puissance de mode, w , est alors donné par :

$$w = a \frac{VK_1(W)J_0(U)}{UK_0(W)}. \quad (\text{II.18})$$

Dans notre cas, tous les signaux se propagent de façon monomode dans la fibre. Les formules (II.16) à (II.18) sont donc valables pour les deux types de signaux. Par la suite, on indique par un indice "p" (respectivement "s") les éléments se référant à la pompe (resp. au signal).

La combinaison des équations (II.12) ou (II.13) avec la relation (II.14) nous donne l'évolution des puissances de pompe et de signal le long d'une fibre dopée erbium :

$$\pm \frac{dP_p^\pm(z, \lambda_p)}{dz} = -[g_{ap}(z, \lambda_p) + \alpha_p(\lambda_p)]P_p^\pm(z, \lambda_p) \quad (\text{II.19})$$

$$\pm \frac{dP_s^\pm(z, \lambda_s)}{dz} = [g_e(z, \lambda_s) - g_a(z, \lambda_s) - \alpha_s(\lambda_s)]P_s^\pm(z, \lambda_s) + 2g_e(z, \lambda_s)P_0(\lambda_s) \quad (\text{II.20})$$

où $P_0(\lambda_s)$ est la puissance d'émission spontanée dans une bande de fréquences de largeur $\delta\nu$ autour de la longueur d'onde λ_s . Elle vaut :

$$P_0(\lambda_s) = \frac{hC\delta\nu}{\lambda_s}, \quad (\text{II.21})$$

où h est la constante de Planck ($h=6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Js}^{-1}$) et C la vitesse de la lumière dans le vide ($C=3 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$). Les paramètres g_{ap} , g_e et g_a sont respectivement les coefficients d'absorption de la pompe, d'émission et d'absorption du signal. Leurs expressions sont :

$$g_{ap}(z, \lambda_p) = 2\pi\sigma_{ap}(\lambda_p) \int_0^{R_p} N_1(r, z) \bar{\psi}_p(r, \lambda_p) r dr \quad (\text{II.22})$$

$$g_e(z, \lambda_s) = 2\pi\sigma_e(\lambda_s) \int_0^{R_s} N_2(r, z) \bar{\psi}_s(r, \lambda_s) r dr \quad (\text{II.23})$$

$$g_a(z, \lambda_s) = 2\pi\sigma_a(\lambda_s) \int_0^{R_s} N_1(r, z) \bar{\psi}_s(r, \lambda_s) r dr. \quad (\text{II.24})$$

Les paramètres R_p , R_s sont les extensions radiales des modes de la pompe et du signal. La dépendance radiale des densités de population N_1 et N_2 permet de tenir compte de la distribution des ions dans une section droite de fibre (de répartition radiale $\rho(r)$ et de maximum ρ_0) qui intervient via :

$$N_T(r) = \rho_0 \rho(r). \quad (\text{II.25})$$

Pour l'instant, nous avons considéré que les transitions radiatives pompe et signal ne se font qu'à une seule longueur d'onde. Or, nous savons que l'effet Stark provoque une levée de la dégénérescence des niveaux d'énergie. En particulier, les transitions radiatives entre les niveaux d'énergie 2 et 1 ne se font pas qu'à la longueur d'onde 1540 nm mais pour une gamme de longueurs d'onde, $\Delta\lambda$, considérée comme continue, variant de 1500 nm à 1600 nm environ. Les limites de cette bande dépendent alors de la matrice contenant les ions erbium. On tient compte de ce phénomène en découpant la gamme de longueurs d'onde couverte en M intervalles réguliers de largeur $\delta\lambda = \Delta\lambda/M$ et en appliquant l'équation (II.20) aux longueurs centrales, λ_k $k=1, 2, \dots, M$, de chacun de ces intervalles. Rigoureusement, la distribution spatiale du mode change aussi avec la longueur d'onde. Cependant, l'étalement spectral mentionné ci-dessus permet d'approximer la distribution $\bar{\psi}(r, \lambda_s)$ par la distribution $\bar{\psi}(r, \lambda_c)$ à la longueur d'onde centrale de l'intervalle, λ_c . L'effet Stark survient aussi pour les transitions pompes. Néanmoins, par souci de simplification ou lorsqu'on utilise une diode de pompe monomode, on suppose que toutes les transitions pompes se font à 980 nm.

A ce niveau, nous avons établi les relations de propagation de la puissance dans la fibre (équations (II.19) et (II.20)) et celles d'évolution des densités de populations des ions erbium entre les

différents niveaux d'énergie (équations (II.2) à (II.5)). Pour relier ces formules entre elles, il suffit de se rappeler que les taux d'émission et d'absorption stimulée correspondent aux transitions radiatives provoquées par des photons se propageant dans le milieu. Il vient alors :

$$R_{13}(r, z) = \frac{\sigma_{ap}(\lambda_p) \lambda_p \bar{\psi}_p(r, \lambda_p)}{hC} (P_p^+(z) + P_p^-(z)) \quad (\text{II.26})$$

$$R_{31}(r, z) = \frac{\sigma_{ep}(\lambda_p) \lambda_p \bar{\psi}_p(r, \lambda_p)}{hC} (P_p^+(z) + P_p^-(z)) \approx 0 \quad (\text{II.27})$$

$$W_{12}(z) = \int_{\Delta\lambda} \frac{\sigma_a(\lambda_s)}{h\lambda_s} [P_s^+(\lambda_s) + P_s^-(\lambda_s)] \bar{\psi}_s(r, \lambda_s) d\lambda_s \quad (\text{II.28})$$

$$W_{21}(z) = \int_{\Delta\lambda} \frac{\sigma_e(\lambda_s)}{h\lambda_s} [P_s^+(\lambda_s) + P_s^-(\lambda_s)] \bar{\psi}_s(r, \lambda_s) d\lambda_s. \quad (\text{II.29})$$

Nous terminons ce paragraphe en donnant les conditions de validité de ce modèle via un rappel des approximations effectuées :

- tous les ions présents dans l'amplificateur ont les mêmes sections efficaces quelle que soit leur position (r, θ, z) . Ceci est équivalent à dire que les sites atomiques occupés par les ions erbium dans la matrice sont tous identiques. Le gain est donc uniquement de type homogène.
- l'amplification est indépendante de la polarisation. En effet, la puissance d'émission spontanée est répartie aléatoirement entre les deux états de polarisation rectilignes. De plus, les sections efficaces sont supposées identiques pour ces deux même états.
- tous les signaux se propagent de façon monomode. En particulier, la puissance de la pompe est entièrement convoyée par le mode LP_{01} de la fibre. Cette condition devient caduque notamment pour les fibres à double cœur (*double clad*) et d'autres techniques doivent être alors utilisées pour tenir compte de l'apport de la pompe par les autres modes [9].
- les puissances mises en jeu sont suffisamment faibles pour ne considérer aucun phénomène non linéaire.

A ce niveau, le modèle général de l'amplificateur à fibre dopée erbium est entièrement établi mais peut paraître un peu hermétique. Le reste de ce chapitre se consacre donc à :

- extraire des éléments quantifiables par l'expérience (gain, émission spontanée amplifiée, ...),
- déterminer les sections efficaces pour modéliser l'amplificateur utilisé,
- appliquer cet outil pour différents régimes de fonctionnement de l'amplificateur (régime continu, dynamique ou insertion dans une cavité laser).

1.2.1.3 Gain, émission stimulée amplifiée

Ici, nous nous intéressons tout particulièrement à la signification physique des termes de l'équation de propagation du signal (équation (II.20)). On considère une fibre dopée erbium de longueur L , repérée par les coordonnées variant de $z=0$ à $z=L$ (voir figure 2).

Si l'on suppose qu'il n'y a pas d'émission spontanée ($P_0=0$), l'équation (II.20) devient :

$$\pm \frac{dP_s^\pm(z, \lambda_s)}{dz} = [g_c(z, \lambda_s) - g_a(z, \lambda_s) - \alpha_s(\lambda_s)] P_s^\pm(z, \lambda_s). \quad (\text{II.30})$$

Pour calculer les puissances à la sortie de l'amplificateur ($P_s^+(L, \lambda_s)$ et $P_s^-(0, \lambda_s)$) en fonction des puissances injectées, $P_s^+(0, \lambda_s)$ et $P_s^-(L, \lambda_s)$, on réécrit la relation (II.30) sous la forme suivante :

$$\pm \frac{dP_s^\pm(z, \lambda_s)}{P_s^\pm(z, \lambda_s)} = [g_e(z, \lambda_s) - g_a(z, \lambda_s) - \alpha_s(\lambda_s)] dz. \quad (\text{II.31})$$

L'intégration le long de la fibre dopée donne alors :

$$\pm \left[\ln(P_s^\pm(z, \lambda_s)) \right]_{z=0}^{z=L} = \int_0^L [g_e(z, \lambda_s) - g_a(z, \lambda_s) - \alpha_s(\lambda_s)] dz \quad (\text{II.32})$$

c'est-à-dire :

$$G(\lambda_s, L, P_{p,\text{in}}^+, P_{p,\text{in}}^-) = \frac{P_s^+(L, \lambda_s)}{P_s^+(0, \lambda_s)} = \frac{P_s^-(0, \lambda_s)}{P_s^-(L, \lambda_s)} = \exp\left(\int_0^L [g_e(z, \lambda_s) - g_a(z, \lambda_s) - \alpha_s(\lambda_s)] dz \right). \quad (\text{II.33})$$

$G(\lambda_s, L, P_p)$ est appelé gain de l'amplificateur (de longueur L) à la longueur d'onde λ_s pour les puissances de pompe injectées $P_{p,\text{in}}^+$ et $P_{p,\text{in}}^-$. Il est communément exprimé en décibels ($G_{\text{dB}} = 10 \log(G)$). Cependant, il n'y a réellement amplification que si $G(\lambda_s) > 1$ ($G_{\text{dB}}(\lambda_s) > 0$ dB). Dans le cas contraire, le gain quantifie l'atténuation du signal dans la fibre dopée. Une autre manière d'appréhender le comportement de l'amplificateur est d'utiliser le coefficient de gain g défini par :

$$g = g_e(z, \lambda_s) - g_a(z, \lambda_s) - \alpha_s(\lambda_s). \quad (\text{II.34})$$

Dans le cas où N_3 est négligeable, c'est à dire lorsque la transition entre les niveaux d'énergie 3 vers 2 est suffisamment rapide, on peut s'exprimer g en fonction de l'inversion de population relative $D = (N_2 - N_1)/N_T$ par :

$$g = \frac{N_T}{2} [\sigma_e(\lambda_s)(1 + D) - \sigma_a(\lambda_s)(1 - D)] - \alpha_s(\lambda_s). \quad (\text{II.35})$$

D'après cette dernière équation, le gain dépend de l'inversion de population et donc de la puissance de pompe (cf. équations (II.3) et (II.26)). En particulier, en l'absence de signal de pompe, cette expérience donne la courbe d'absorption de la fibre dopée. De plus, dans le cas où il y a amplification, lorsqu'un signal de longueur d'onde λ_s entre dans l'amplificateur avec une trop forte puissance, il n'y a plus assez d'ions erbium dans l'état excité correspondant à la transition à λ_s . Par conséquent, l'émission stimulée devient moins efficace et on observe une réduction du gain, phénomène connu sous le nom de saturation du gain. Au niveau des équations, la saturation du gain intervient du fait que les coefficients g et g_a dépendent de la puissance du signal et de la pompe de façon non-linéaire.

Lorsqu'aucun autre signal qu'un faisceau pompe est injecté dans l'amplificateur, l'émission spontanée (représentée par $P_0(\lambda_s) \neq 0$) crée du bruit à la position z et à la longueur d'onde λ_s qui est amplifié entre les coordonnées z et L (respectivement z et 0) lorsqu'il se propage selon les z croissants (resp. décroissants). La puissance d'émission spontanée amplifiée (ASE) est alors l'intégrale selon l'axe z de la puissance tous les photons de bruit créés par émission spontanée et des photons de bruit qu'ils engendrent par amplification. Pour une fibre de faible longueur, où l'on peut négliger les variations des densités de population le long de l'axe Z , la puissance d'ASE vaut (équation (II.36)):

$$P_{\text{ASE}}(\lambda_s, L, P_{p,\text{in}}^+) = 2P_0 \frac{\sigma_e(\lambda_s) \int_s N_2(r) \bar{\psi}_s(r) r dr \left\{ \exp \left[2\pi L \int_s [\sigma_e(\lambda_s) N_2(r) - \sigma_a(\lambda_s) N_1(r)] \bar{\psi}_s(r) r dr \right] - 1 \right\}}{\int_s [\sigma_e(\lambda_s) N_2(r) - \sigma_a(\lambda_s) N_1(r)] \bar{\psi}_s(r) r dr}.$$

La gamme de longueurs d'onde couverte par l'ASE donne alors l'ensemble des transitions radiatives possibles au sein de la fibre pour les ions erbium comme on peut le voir ci-dessous.

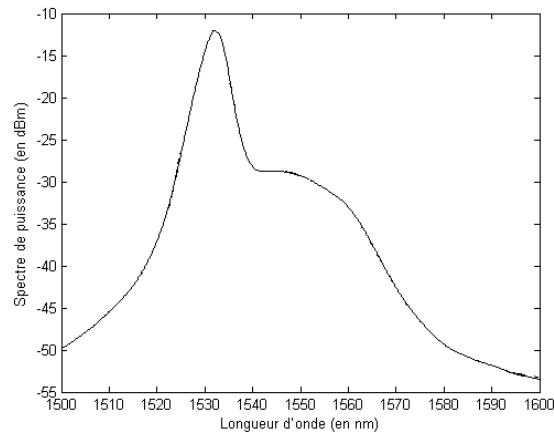


Figure 6 : Emission spontanée amplifiée pour une puissance de pompe de 120mW.

Dans cette partie, nous avons montré comment sont symbolisées les notions de gain et d'amplification d'ASE au sein des équations qui régissent le fonctionnement de l'amplificateur à fibre dopée erbium.

2 Obtention des sections efficaces

D'après les paragraphes précédents, les sections efficaces d'émission et d'absorption apparaissent comme les paramètres fondamentaux de la modélisation de l'amplification dans une fibre dopée erbium.

En pratique, la détermination des sections efficaces est généralement menée par la méthode dite "cutback". Il s'agit de mesurer le spectre d'absorption du signal ainsi que la puissance de sortie de la pompe pour différentes longueurs de la fibre dopée erbium.

Ne pouvant compromettre l'intégrité de notre amplificateur, nous ne pouvons appliquer cette procédure. Souhaitant néanmoins simuler son comportement, nous développons une méthode pour y parvenir.

La présentation de cette technique fait l'objet de cette partie. Tout d'abord, nous indiquons le principe de cette recherche de paramètres, puis comment initialiser le processus et enfin nous donnons les résultats obtenus.

2.1 Principe de la détermination des paramètres de modélisation

Dans ce paragraphe, nous rassemblons les informations que nous possédons sur l'amplificateur. Nous évaluons exactement le nombre de paramètres requis pour faire tourner notre outil de simulation et enfin fournissons l'idée mise en œuvre pour obtenir les dits coefficients.

2.1.1 Paramètres à déterminer

Afin de déterminer le nombre de paramètres à déterminer, nous collectons toutes les informations dont nous disposons sur l'amplificateur utilisé. D'après la société PHOTONETICS (aujourd'hui NETTEST), l'amplificateur comporte une fibre aluminosilicate dopée erbium de longueur, $L=20$ m, de rayon de cœur, $a=1,1\ \mu\text{m}$, et d'ouverture numérique, $NA=0,20$. Aucune autre information n'est toutefois disponible sur le dopage.

Les éléments qu'il nous reste à déterminer sont donc :

- les sections efficaces de signal, $\sigma_a(\lambda_s)$ et $\sigma_e(\lambda_s)$, et de pompe, $\sigma_a(\lambda_p)$ ($\sigma_e(\lambda_p) \approx 0$),
- la concentration maximale des dopants, ρ_0 , et leur distribution, $\rho(r)$,
- le coefficient d'atténuation dans la fibre dopée, α_{dB} .

On constate que parmi les paramètres à trouver, trois d'entre eux ($\sigma_a(\lambda_s)$, $\sigma_e(\lambda_s)$ et $\rho(r)$) sont des distributions (spectrales ou radiale). Si ces distributions ont effectivement une signification physique, elles sont difficilement utilisables dans une modélisation numérique. Pour palier à cette difficulté, nous adoptons les choix suivants :

- on génère les allures des sections efficaces grâce à une somme de gaussiennes :

$$\frac{\sigma(\lambda)}{\sigma_{\max}} = \sum_{ng=1}^8 d_{ng} \exp \left[-4 \ln(2) \left(\frac{\lambda - \lambda_{ng}}{\Delta \lambda_{ng}} \right)^2 \right]. \quad (\text{II.37})$$

Cette paramétrisation, bien qu'elle ne soit pas unique, permet d'interpoler les valeurs des sections efficaces pour n'importe quelle longueur d'onde du domaine et ajoute une nouvelle flexibilité pour trouver les allures des sections efficaces.

- On fait l'approximation "classique" selon laquelle la distribution des ions est uniforme sur un disque de rayon b , soit :

$$\rho(r) = \begin{cases} 1 & \text{si } r \leq b \\ 0 & \text{sin on} \end{cases}. \quad (\text{II.38})$$

De plus, nous faisons l'hypothèse supplémentaire que le rayon b correspond au rayon du cœur de la fibre. En l'absence de toute information, cette représentation effectuée en quelque sorte une moyenne sur le cœur.

Finalement, le nombre total de paramètres à déterminer est de cinquante trois (cinquante pour les sections efficaces de signal, une pour celle de pompe, une pour la distribution des ions, une pour l'atténuation dans la fibre).

2.1.2 Méthodologie

A ce point, pour simuler correctement l'amplificateur PHOTONETICS BT-16, il nous faut trouver cinquante trois paramètres.

La méthode employée consiste à acquérir deux spectres expérimentaux, un d'émission et un d'absorption, puis à utiliser l'outil de simulation pour retrouver les courbes obtenues. Dans notre cas, pour le spectre d'émission, nous choisissons le signal d'ASE créé par une puissance de pompe incidente de $P_p=120\text{mW}$ (cf. figure 6). Pour le spectre d'absorption, nous retenons le spectre d'absorption d'un signal large bande. Comme illustré en figure 7(a), le signal large bande en question est l'ASE d'un amplificateur à fibre dopée erbium (IREPOLUS EAD60, courant de la diode de pompe à 1A). Tout d'abord, nous enregistrons à l'aide d'un analyseur de spectres optiques le spectre en sortie de cette source large bande. Puis, nous injectons ce signal dans l'amplificateur étudié, non pompé ($P_p=0\text{ mW}$), et acquérons le spectre en sortie (toujours à l'analyseur de spectres optiques). La figure 7(b) donne les spectres d'entrée et de sortie obtenus.

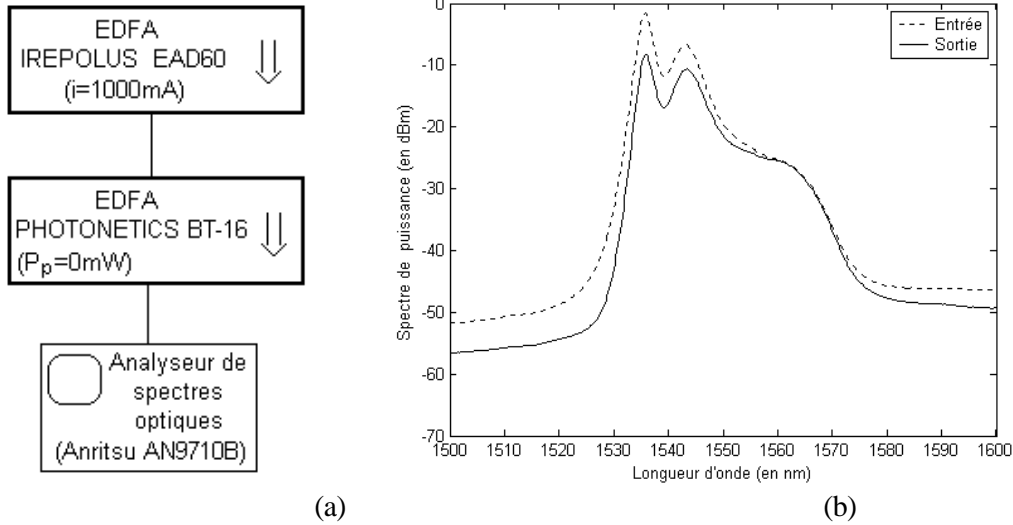


Figure 7 : Absorption d'un signal large bande :
 (a) détermination expérimentale,
 (b) spectres incident et sortant à retrouver numériquement.

Mathématiquement, l'adéquation entre l'expérience et modèle est menée grâce à la méthode des moindres carrés. En fait, il s'agit de minimiser la fonction à cinquante trois inconnues (inc_i ($i=1,2,3,\dots,53$)) :

$$f(inc_1, inc_2, \dots, inc_{53}) = \sum_{nn} (P_{ASE,exp}(\lambda_{nn}) - P_{ASE,theo}(\lambda_{nn}))^2 + (P_{absorp,exp}(\lambda_{nn}) - P_{absorp,theo}(\lambda_{nn}))^2 \quad (II.39)$$

où $P_{ASE,exp}$ et $P_{absorp,exp}$ représentent les signaux enregistrés (pas en longueur d'onde de 1 nm) et $P_{ASE,theo}$ et $P_{absorp,theo}$ sont les puissances calculées numériquement. La procédure de minimisation mise en jeu suit la méthode de recherche dite "simplex" (disponible sous Matlab).

2.2 Initialisation de la méthode d'obtention des sections efficaces

Comme nous venons de le voir, l'obtention des paramètres de modélisation de l'amplificateur repose sur une méthode de minimisation.

La difficulté majeure avec ce genre de techniques est qu'afin d'assurer leur convergence et pour limiter le nombre de calculs, il est souhaitable d'avoir un point de départ, c'est-à-dire une valeur pour chacun des paramètres mis en jeu.

L'utilisation de valeurs publiées dans la littérature est une pratique relativement répandue. Elle permet notamment de situer le niveau des pertes dans la fibre dopée à $\alpha=0,25\text{dB/m}$. Néanmoins, pour les sections efficaces, de grandes variations sont rapportées et une évaluation expérimentale est alors préférable. Les paragraphes qui suivent rendent compte de notre approche.

2.2.1 Evaluation des maxima des sections efficaces de signal

Pour trouver les maxima des sections efficaces de signal, nous utilisons un des résultats de spectroscopie des ions erbium dans leur matrice de silice.

Cette étude quantique, introduite par Judd [10] et Ofelt [11], démontre que, lorsque chaque niveau d'énergie compte le même nombre d'ions, les relations, dites de Fuchtbauer-Ladenburg, sont valides :

$$\sigma_{e,\max} = \frac{\langle \lambda \rangle^4}{8\pi n^2 C \tau \Delta \lambda_e^{\text{eff}}} \quad (\text{II.40})$$

$$\sigma_{a,\max} = \frac{g_2}{g_1} \frac{\langle \lambda \rangle^4}{8\pi n^2 C \tau \Delta \lambda_a^{\text{eff}}}, \quad (\text{II.41})$$

$\langle \lambda \rangle$ représente la longueur d'onde moyenne des transitions d'absorption ou d'émission entre les niveaux d'énergie 1 et 2. Elle est supposée identique pour l'émission et l'absorption. Les coefficients g sont les facteurs de dégénérescence des niveaux d'énergie i et valent $g_1=7$ et $g_2=8$ dans la silice. Enfin, le paramètre $\Delta \lambda_e^{\text{eff}}$ (respectivement $\Delta \lambda_a^{\text{eff}}$) symbolise la largeur effective d'émission (resp. d'absorption). Ces largeurs effectives d'émission et d'absorption peuvent, en fait, être approximées par l'intégrale de $I_e(\lambda_s)/I_e^{\max}$ (resp. $I_a(\lambda_s)/I_a^{\max}$) sur la plage de longueurs d'onde de signal où I_e (resp. I_a) est la courbe de gain (resp. d'absorption) de l'amplificateur.

Connaissant τ (≈ 10 ms) et n ($\approx 1,5$), il nous reste à acquérir les spectres de gain et d'absorption pour pouvoir utiliser les équations (II.40) et (II.41). Comme représenté en figure 8, pour obtenir tant le gain que l'absorption, nous utilisons un laser monomode accordable sur une grande gamme de longueurs d'onde et un analyseur de spectres optiques. La mesure du gain (respectivement) est alors conduite séquentiellement. On règle le laser accordable à une longueur d'onde donnée, λ_s , on acquière le spectre émis, puis on injecte ce signal dans l'amplificateur alors qu'un signal de pompe est présent (en l'absence de tout signal de pompe) et on enregistre le spectre en sortie. D'après l'équation (II.33), le gain (l'absorption) en décibels et à la longueur d'onde λ_s est alors donné(e) par la différence de puissance, en dBm, entre l'entrée et la sortie de l'amplificateur à caractériser. La répétition d'une telle mesure en changeant la longueur d'onde λ_s de la source sur l'ensemble de la bande d'amplification permet d'établir la distribution spectrale du gain (respectivement d'absorption).

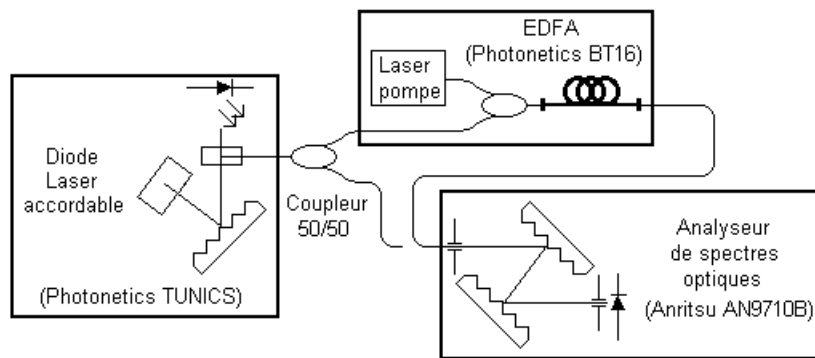


Figure 8 : Principe de la mesure expérimentale de la distribution spectrale du gain et de l'absorption de l'amplificateur.

Pour éviter les phénomènes de saturation, expérimentalement, nous fixons la puissance de sortie de la diode accordable à -40 dBm lorsque nous effectuons la mesure du gain et à -10 dBm pour la mesure de l'absorption. Lors de la détermination du gain, la puissance de pompe injectée est de 120 mW pour assurer l'inversion la plus complète possible. Le résultat de ces mesures est représenté en figure 9 pour une séparation en longueur d'onde de 1 nm entre deux points de mesure successifs.

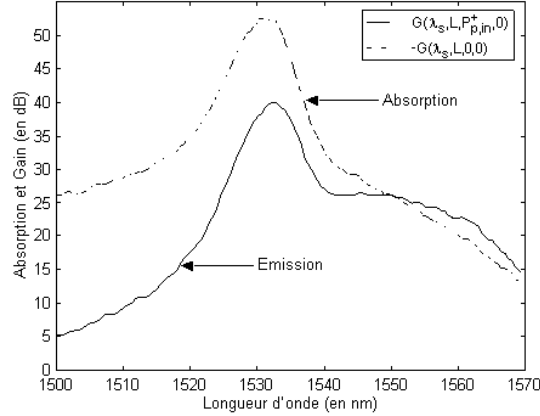


Figure 9 : Absorption et gain petit signal de l'amplificateur PHOTONETICS-BT16.

D'après ces courbes, $\langle \lambda \rangle \approx 1532 \text{ nm}$, $\Delta \lambda_e^{\text{eff}} \approx 16,5 \text{ nm}$ et $\Delta \lambda_a^{\text{eff}} \approx 16,1 \text{ nm}$, et on déduit que $\sigma_{a,\text{max}} \approx 2,3 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2$ et $\sigma_{e,\text{max}} \approx 1,97 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2$.

2.2.2 Profil spectral des sections efficaces de signal et concentration des dopants

Maintenant que nous disposons des valeurs maximales des sections efficaces du signal, évaluer les paramètres traduisant leur distribution spectrale et la concentration maximale des dopants se présente comme l'étape suivante.

Là encore, nous nous inspirons d'une technique déjà proposée auparavant : la méthode du gain et des pertes nets développée par Barnes et al [12].

Cette approche, établie pour des fibres dopées de faible longueur, part de la mesure des allures spectrales du gain et d'absorption pour déterminer les distributions spectrales des sections efficaces de signal.

On s'intéresse tout d'abord à l'absorption. En bout de fibre, le coefficient d'absorption, exprimé en décibels, est donné par l'équation (II.33) où la puissance de pompe incidente est nulle. Si l'on suppose que le signal incident est de faible puissance et que la fibre dopée est courte, les deux approximations suivantes sont valides :

- la majorité des ions restent dans l'état fondamental ($N_1 = N_T$).
- les variations des densités de population le long de l'axe Z sont négligeables.

L'équation (II.33) se simplifie et devient :

$$G_{\text{dB}}(\lambda_s, L, 0, 0) = -\frac{20\pi\sigma_a(\lambda_s) \int_0^L \int_0^{R_s} N_T(r) \bar{\psi}_s(r, \lambda_s) r dr}{\ln(10)} = -\frac{20\pi\sigma_a(\lambda_s) L \int_0^{R_s} N_T(r) \bar{\psi}_s(r, \lambda_s) r dr}{\ln(10)} \quad (\text{II.42})$$

Cette équation démontre que la distribution spectrale de la section efficace d'absorption est identique à celle du coefficient d'absorption.

Pour évaluer la distribution spectrale des sections d'émission, on procède de la même manière et on trouve que si :

- la majorité des ions sont dans l'état d'énergie de niveau 2 ($N_1 \ll N_2$; si l'on impose un fort pompage),
- les variations des densités de population le long de l'axe Z sont négligeables (fibre dopée courte),

le gain, donné en décibels, vaut :

$$G_{dB}(\lambda_s, L, P_{P,in}^+, 0) = \frac{20}{\ln(10)} \pi \sigma_e(\lambda_s) L \int_0^{R_s} N_T(r) \bar{\psi}_s(r, \lambda_s) r dr \quad (II.43)$$

La distribution spectrale des sections d'émission est donc aussi identique à celle du gain en décibels.

Enfin, si l'on intègre l'équation (II.43) sur la plage de longueur d'onde de signal, on trouve que :

$$G_{dB,max}(\lambda_s, L, P_{P,in}^+, 0) = \frac{20}{\ln(10)} \pi \sigma_{e,max}(\lambda_s) L \rho_0 \int_0^{R_s} \rho(r) \bar{\psi}_s(r, \lambda_s) r dr \quad (II.44)$$

Si l'on connaît la distribution radiale des ions, on peut évaluer l'intégrale et, sous réserve qu'on ait une valeur de $\sigma_{e,max}$, on peut déterminer la valeur du dopage.

Nécessitant le plus d'indications possibles pour initialiser notre détermination des paramètres de simulation, nous employons cette méthode bien que l'amplificateur PHOTONETICS BT-16 ne contienne pas une fibre de faible longueur. Ce choix se justifie d'autant mieux que les effets de saturation ont généralement peu d'influence sur les allures relatives des sections efficaces. Néanmoins, l'utilisation des formules (II.42), (II.43) et (II.44) en dehors de leur domaine de validité vont affecter plus fortement l'initialisation de la concentration en dopants. En effet, l'inversion totale des densités de population sur l'ensemble de la fibre dopée n'étant pas réalisée, le niveau du gain ou de l'absorption en bout de fibre dopée sont réduits et, par conséquent, ρ_0 sous-évalué.

De façon pratique, la supposition d'une distribution uniforme des ions sur le cœur de la fibre (cf. II.2.1.1.) nous permet d'évaluer l'intégrale de la formule (II.44) à 0,0234. Sachant que $\sigma_{a,max} \approx 2,3 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2$ et que $\sigma_{e,max} \approx 1,97 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2$, on obtient que $\rho_0 \approx 1,59 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$.

2.2.3 Détermination de la section efficace de la pompe

Jusqu'ici, nous nous sommes préoccupés des sections efficaces du signal. Pour la section efficace de la pompe, on utilise la méthode de fluorescence saturée. Cette technique vise à déterminer la section efficace d'absorption de la pompe en mesurant la variation de puissance de la fluorescence, ou ASE, avec la puissance de pompe incidente [12].

Si la fibre dopée est de faible longueur et si la puissance de pompe est suffisante, on peut négliger la densité d'ions au niveau d'énergie 1 et supposer que les populations sont indépendantes de leur position longitudinale, z. L'équation (II.36) devient :

$$P_{ASE}(\lambda_s, L, P_{P,in}^+) = 4\pi L P_0 \sigma_e(\lambda_s) \int_S N_2(r) \bar{\psi}_s(r) r dr . \quad (II.45)$$

En régime non saturé, il vient :

$$P_{ASE}(\lambda_s, L, P_{P,in}^+) = 4\pi L P_0 \sigma_e(\lambda_s) \int_S \rho_0 \rho(r) \frac{P_{P,in}^+ \Psi_p(r)}{\frac{h\nu_p \pi w_p^2}{\sigma_{ap}(\lambda_p) \tau} + P_{P,in}^+ \Psi_p(r)} \bar{\psi}_s(r) r dr . \quad (II.46)$$

En régime saturé, $N_2(r) = N_T(r)$. Par conséquent, la puissance d'ASE vaut :

$$P_{ASE}(\lambda_s, L, \infty) = 4\pi L P_0 \sigma_e(\lambda_s) \int_S N_T(r) \bar{\psi}_s(r) r dr = 4\pi L P_0 \sigma_e(\lambda_s) \int_S \rho_0 \rho(r) \bar{\psi}_s(r) r dr . \quad (II.47)$$

Si l'on note P_p^* la puissance de pompe à injecter telle que la puissance d'ASE, $P_{ASE}(\lambda_s, L, P_{P,in}^+)$, soit la moitié de $P_{ASE}(\lambda_s, L, \infty)$, on obtient à partir de (II.46) et de (II.47) que :

$$P_p^* = \frac{h\nu_p \pi w_p^2}{\sigma_{ap}(\lambda_p) \tau} \quad (\text{II.48})$$

La mesure de la fluorescence, accessible pour toutes les fibres dopées erbium, permet donc de calculer la section efficace d'absorption de la pompe dès lors qu'on dispose du temps de fluorescence, τ , et du rayon de puissance de mode de la pompe, w_p .

Pour avoir une valeur de départ de la section efficace de pompe, nous appliquons cette méthode même si toutes les conditions introduites dans les calculs ne sont vérifiées. Pour cela, nous mesurons la puissance d'ASE en sortie de l'amplificateur (détection directe du signal émis en l'absence de signal d'entrée par un puissance-mètre). La courbe suivante est établie.

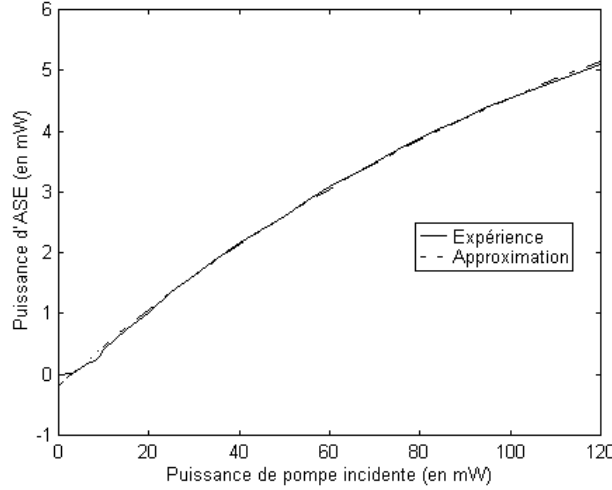


Figure 10 : Puissance d'ASE de l'amplificateur PHOTONETICS BT-16 et approximation.

Pour trouver la puissance P_p^* , on approxime $P_{ASE}(\lambda_s, L, P_{p,in}^+)$ par :

$$P_{out,ASE}(P_{p,in}^+) = P_{fit,1} \left(1 - \exp\left(-\frac{P_{p,in}^+ - P_{fit,2}}{P_{fit,3}}\right) \right) \quad (\text{II.49})$$

On détermine les coefficients $P_{fit,i}$ ($i=1, 2, 3$) en minimisant la fonction :

$$f(P_{fit,1}, P_{fit,2}, P_{fit,3}) = \sum_{nn} \left[P_{out,ASE}(P_{p,in,nn}^+) - P_{ASE}(\lambda_s, L, P_{p,in,nn}^+) \right]^2 \quad (\text{II.50})$$

où nn est l'indice sur les points de mesure. Les valeurs obtenues sont $P_{fit,1}=8,91$ mW, $P_{fit,2}=2,85$ mW et $P_{fit,3}=135,71$ mW. Vu que la puissance P_p^* correspond à la puissance pompe requise pour atteindre une puissance d'ASE égale à la moitié de la puissance maximale, elle vaut :

$$P_p^* = P_{fit,2} + P_{fit,3} \ln(2) \approx 96,92 \text{ mW} \quad (\text{II.51})$$

L'évaluation de la section efficace de pompe grâce à la formule (II.48) nous donne $1,1 \cdot 10^{-27} \text{ m}^2$. La condition de faible longueur de la fibre dopée n'étant pas valide, cette valeur est sous-estimée.

2.3 Paramètres de modélisation : résultats

L'initialisation du processus de recherche des paramètres de modélisation étant terminée, il ne nous reste plus qu'à appliquer la procédure de minimisation.

Sachant que les paramètres ρ_0 , et σ_{ap} sont sans aucun doute sous-évalués, nous menons la minimisation (cf. équation (II.39)) en deux temps. Tout d'abord, nous faisons une recherche ne

laissant libres que ces deux paramètres. Le programme utilise alors les éléments d'algorithmie liés à la modélisation du régime continu de l'amplificateur que nous allons développer au prochain paragraphe. Cette première étape nous donne : $\rho_0 \approx 2,1 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$, et $\sigma_{ap} \approx 1,9 \cdot 10^{24} \text{ m}^2$.

Enfin, pour atteindre la meilleure adéquation possible de la simulation numérique avec l'expérience, nous laissons la procédure de minimisation (cf. équation (II.39)) faire varier l'ensemble des paramètres. Le résultat final, illustré en figure 11(a), nous donne les allures de sections présentées en figure 11(b) avec $\sigma_{a,\max} \approx 9,31 \cdot 10^{-25} \text{ m}^2$, $\sigma_{e,\max} \approx 7,09 \cdot 10^{-25} \text{ m}^2$. De plus, on trouve que $\sigma_{a,p} \approx 2 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2$, $\rho_0 \approx 4,9 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$ et que $\alpha_{dB} \approx 0,2 \text{ dB/m}$. Les coefficients générant les allures des sections efficaces sont fournis en Appendice B.

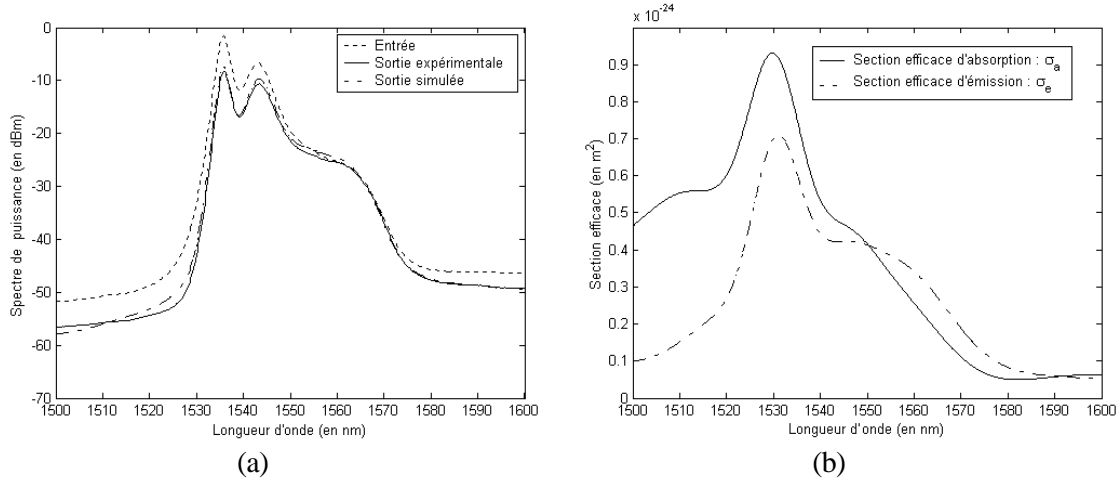


Figure 11 : (a) Résultats de simulation de l'absorption du signal large bande.
(b) Distribution spectrale des sections efficaces de signal.

3 La fonction d'amplification

Le modèle des amplificateurs à fibre dopée erbium présenté, les paramètres de modélisation déterminés, la suite naturelle vise à exploiter tous ces résultats pour le fonctionnement de l'amplificateur en régime continu et dynamique.

Cette étude de l'amplification dans deux régimes sert en fait deux buts : valider la justesse des paramètres trouvés précédemment tout en introduisant certaines caractéristiques qui vont intervenir dans les lasers comme la saturation, l'uniformité et la dynamique du gain.

3.1 Régime continu de l'amplificateur

Dans cette partie, on met en pratique le modèle de l'amplificateur à fibre dopée erbium fonctionnant en régime continu. Cette application se traduit par la création de l'algorithme adapté qui est en suite utilisé pour confronter le modèle à l'expérience. Cette dernière comparaison nous donne aussi l'occasion de présenter différents phénomènes survenant dans ce mode d'opération.

3.1.1 Modélisation

Dans ce paragraphe, on décrit dans un premier temps comment appliquer les équations dans le cadre du régime continu. Puis, on donne la manière de combiner les différentes formules pour parvenir à résoudre les équations et donc de simuler le comportement de l'amplificateur en régime continu.

3.1.1.1 Equations du régime continu

D'après la section II.2.1., le comportement de l'amplificateur peut être prévu en résolvant simultanément les équations de distributions des densités des ions (équations (II.2) à (II.5)) et de propagation de la lumière le long de la fibre (équations (II.19) et (II.20)). Dans ce paragraphe, nous indiquons comment ce modèle est appliqué dans le cas du régime continu de l'amplificateur, c'est-à-dire lorsque les puissances de pompe et de signal ainsi que les densités des ions sont indépendantes du temps.

Le fonctionnement en régime continu se traduit au niveau des équations (II.3) à (II.5) par l'annulation des dérivées temporelles. Ces équations combinées avec la relation (II.2) forment un système de rang 3. On peut donc trouver une expression pour la densité des ions à chaque niveau d'énergie. Il vient que :

$$N_1 = \tilde{n}_0 \tilde{n}(r) \frac{(1 + W_{12} \hat{\delta})(1 + R_{13} \mathbf{t}_{32})}{(1 + W_{21} \hat{\delta})(1 + (R_{13} + R_{31}) \mathbf{t}_{32}) + W_{12} \hat{\delta}(1 + R_{31} \mathbf{t}_{32}) + R_{13} \hat{\delta}} \quad (\text{II.52})$$

$$N_2 = \tilde{n}_0 \tilde{n}(r) \frac{W_{12} \hat{\delta}(1 + R_{31} \hat{\delta}_{32}) + R_{13} \hat{\delta}}{(1 + W_{21} \hat{\delta})(1 + (R_{13} + R_{31}) \hat{\delta}_{32}) + W_{12} \hat{\delta}(1 + R_{31} \hat{\delta}_{32}) + R_{13} \hat{\delta}} \quad (\text{II.53})$$

La densité de population au niveau d'énergie 3 est alors donnée par l'équation (II.2). Si on considère que la transition non-radiative du niveau d'énergie 3 vers le niveau d'énergie 2 est beaucoup plus rapide que les transitions d'absorption ou d'émission entre les niveaux d'énergie 1 et 3, on néglige $R_{13} \hat{\delta}_{32}$ et $R_{31} \hat{\delta}_{32}$ devant 1. On obtient alors que :

$$N_1 = \rho_0 \rho(r) \frac{1 + W_{12} \tau}{1 + \tau(W_{21} + W_{12} + R_{13})} \quad (\text{II.54})$$

$$N_2 = \rho_0 \rho(r) \frac{(W_{12} + R_{13}) \tau}{1 + \tau(W_{21} + W_{12} + R_{13})} \quad (\text{II.55})$$

D'après (II.2), on trouve que $N_3 \approx 0$ en accord avec le fait que la transition non-radiative rapide entre les niveaux d'énergie 3 et 2 empêche tout peuplement du niveau d'énergie 3. Ce résultat conduit au modèle deux niveaux de l'EDFA, que nous retenons car il est justifié pour des puissances de pompe inférieures à 1W [1][13].

Afin de pouvoir évaluer ces densités de population, il faut connaître les valeurs des taux d'émission et d'absorption stimulée. Ceux-ci sont donnés par les formules (II.26) à (II.29) et dépendent à la fois de la position radiale, r , et de la situation le long de la fibre, z . Or d'après le paragraphe II.2.1.1.3., ces coefficients prennent en compte le fait que les transitions surviennent sur une bande de longueurs d'onde. L'ASE couvrant les longueurs d'onde de 1500 à 1600 nm (cf. figure 6), nous limitons nos calculs à cette gamme du spectre. Par contre, pour simuler le continuum en longueur d'onde, nous considérons $M=1001$ points séparés de $\Delta\lambda=0,1$ nm. Cette discrétisation étant suffisamment fine, nous calculons les intégrales des équations (II.28) et (II.29) en utilisant la méthode des rectangles pour l'intégration.

Le calcul de ces taux de transition nécessite cependant d'avoir les valeurs des puissances. On doit résoudre le système de $2M+2$ équations couplées ((II.19) et (II.20)). Vu que les coefficients d'émission et d'absorption g , g_a et g_p dépendent non linéairement des puissances, la méthode communément utilisée pour trouver la solution à ce problème consiste soit à appliquer l'algorithme de Runge-Kutta [1][14] ou la méthode d'Euler [15] soit à utiliser un modèle simplifié [13]-[16]. Afin de mieux de comprendre le fonctionnement de l'amplificateur et pour réduire la complexité de la programmation, nous adoptons une autre approche. Dans un premier temps, on décompose la fibre en N_z tronçons de longueur $\Delta z=L/N_z$. Les coefficients g_e , g_a et g_{ap} étant faiblement dépendants de la puissance, si les tronçons de fibre sont suffisamment courts, la variation de

puissance entre l'entrée et la sortie de chaque morceau de fibre ne modifie quasiment pas la valeur des coefficients d'absorption et d'émission stimulée. Nous supposons donc que ceux-ci sont constants sur chaque tronçon n ($n=1, 2, 3, \dots, N_z$; $(n-1)\Delta z \leq z \leq n\Delta z$) et valent $g_{e,n}(\lambda_s)$, $g_{a,n}(\lambda_s)$ et $g_{ap,n}(\lambda_s)$. Pour chaque segment ($z' \in [0; \Delta z]$), nous obtenons donc les équations différentielles à coefficients constants suivantes :

$$\pm \frac{dP_p^\pm(z', \lambda_p)}{dz'} = -[g_{ap,n}(\lambda_p) + \alpha_p(\lambda_p)]P_p^\pm(z', \lambda_p) \quad (\text{II.56})$$

$$\pm \frac{dP_s^\pm(z', \lambda_s)}{dz'} = [g_{e,n}(\lambda_s) - g_{a,n}(\lambda_s) - \alpha_s(\lambda_s)]P_s^\pm(z', \lambda_s) + 2g_{e,n}(\lambda_s)P_0(\lambda_s). \quad (\text{II.57})$$

Les solutions de ces équations sont de la forme :

$$P_p^\pm(z', \lambda_p) = C_{p,n} \exp[\mp (g_{ap,n}(\lambda_p) + \alpha_p(\lambda_p))z'] \quad (\text{II.58})$$

$$P_s^\pm(z', \lambda_s) = C_{s,n} \exp[\pm g_{t,n}(\lambda_s)z'] + \frac{2g_{e,n}(\lambda_s)P_0(\lambda_s)}{g_{t,n}(\lambda_s)} \quad (\text{II.59})$$

où
$$g_{t,n}(\lambda_s) = g_{e,n}(\lambda_s) - g_{a,n}(\lambda_s) - \alpha_s(\lambda_s). \quad (\text{II.60})$$

Enfin, sachant que nous n'avons qu'une seule diode de pompe (émettant selon les z croissants), et au vu des conditions aux limites, on a [17]:

$$P_p^+(n\Delta z, \lambda_p) = P_p^+((n-1)\Delta z, \lambda_p) \exp[-(g_{ap,n}(\lambda_p) + \alpha_p(\lambda_p))\Delta z] \quad (\text{II.61})$$

$$P_s^+(n\Delta z, \lambda_s) = \left(P_s^+((n-1)\Delta z, \lambda_s) + \frac{2g_{e,n}(\lambda_s)P_0(\lambda_s)}{g_{t,n}(\lambda_s)} \right) \exp[g_{t,n}(\lambda_s)\Delta z] + \frac{2g_{e,n}(\lambda_s)P_0(\lambda_s)}{g_{t,n}(\lambda_s)} \quad (\text{II.62})$$

$$P_s^-((n-1)\Delta z, \lambda_s) = \left(P_s^-(n\Delta z, \lambda_s) + \frac{2g_{e,n}(\lambda_s)P_0(\lambda_s)}{g_{t,n}(\lambda_s)} \right) \exp[g_{t,n}(\lambda_s)\Delta z] + \frac{2g_{e,n}(\lambda_s)P_0(\lambda_s)}{g_{t,n}(\lambda_s)}. \quad (\text{II.63})$$

Les coefficients $g_{ap,n}$ et $g_{t,n}$ sont aisément évalués grâce aux équations (II.60), (II.22) et (II.24) dès lors qu'on connaît une des distributions de puissance (en entrée par exemple). On peut aussi remarquer que le calcul des puissances $P_s^+(\lambda_s)$ et $P_s^-(\lambda_s)$ est basé sur la même formule vu que la seule différence entre ces puissances est leur sens de propagation. Par ailleurs, si l'on néglige l'émission spontanée, on parvient à exprimer la puissance de signal en sortie de l'amplificateur en fonction de celle injectée en entrée au moyen de :

$$P_s^+(L, \lambda_s) = P_s^+(0, \lambda_s) \exp\left[\sum_{n=1}^{M-1} g_{t,n}(\lambda_s)\Delta z \right]. \quad (\text{II.64})$$

Cette relation n'est autre que celle du gain (équation (II.33)) lorsqu'on applique la méthode des rectangles avec un pas Δz pour évaluer l'intégrale le long de la fibre. Reste à déterminer ce pas d'intégration, Δz . Comme souligné précédemment, il doit être suffisamment petit pour pouvoir ignorer les variations de g , g_t et g_p avec la puissance. Néanmoins, toute diminution du pas d'intégration augmente le nombre de points de calcul le long de la fibre et donc le temps pour obtenir la solution. Ce paramètre est donc choisi en simulant numériquement l'ASE pour une puissance de pompe de 120mW en le faisant varier de 1 m à 1 cm par pas de 1 cm. On sélectionne alors le pas en dessous duquel le spectre obtenu ne varie plus. La figure 12 illustre ce processus en donnant une partie du spectre d'ASE calculée pour $\Delta z=5$ m, 2 m, 50 cm et 1 cm. Vu que la

différence de puissance obtenue avec $\Delta z=50$ cm est inférieure à 0,1dBm à celle calculée avec $\Delta z=1$ cm et que temps de calcul 50 fois plus rapide, nous fixons $\Delta z=50$ cm.

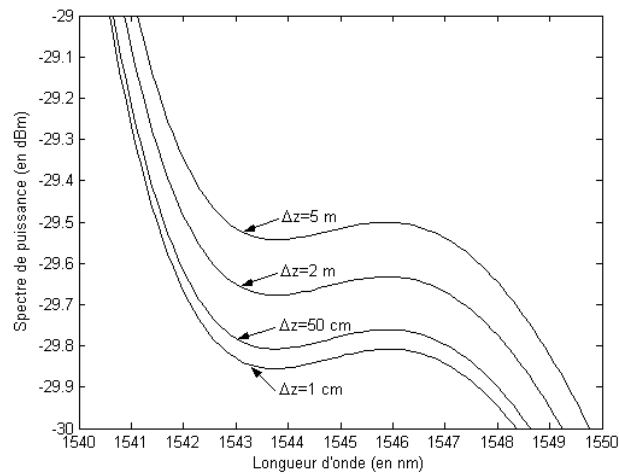


Figure 12 : Choix du pas d'intégration le long de la fibre.

3.1.1.2 Algorithme de résolution

Maintenant que les équations utiles et que les liens sont établis, nous décrivons l'architecture du programme. Pour calculer le comportement de l'amplificateur, on utilise une méthode dite de relaxation. Il s'agit d'atteindre la solution en faisant des ajustements successifs grâce à une itération.

Après avoir défini tous les paramètres nécessaires (rappelés en Appendice C), la méthode itérative commence par une phase d'initialisation. Ce tour 0 débute grâce à la connaissance de la distribution des puissances signal et pompe en entrée de l'amplificateur (spectres enregistrés ou $P_s^+(\lambda_s, 0) = 0$ pour un calcul de fluorescence). Ces valeurs permettent d'estimer les densités de populations puis les valeurs de $g_{p,1}$, $g_{e,1}$ et $g_{i,1}$ en l'absence de signal circulant dans le sens contraire. On est alors à même de calculer $P_s^+(\lambda_s, \Delta z)$. On poursuit ce processus jusqu'à atteindre l'autre extrémité de la fibre, tout en stockant les $P_s^+(\lambda_s, n\Delta z)$. Connaissant ces valeurs, on évalue de proche en proche les densités des ions, les $g_{p,n}$, $g_{e,n}$, $g_{i,n}$ et les distributions de $P_s^-(\lambda_s, n\Delta z)$. Dans les tours suivants ($N_{iter} > 1$), on reprend les calculs des spectres de puissance du tour 0, mais en tenant compte des dernières distributions calculées.

On poursuit ce processus itératif jusqu'à ce que, d'un tour sur l'autre, la variation relative de la distribution de puissance n'excède pas 2% sur l'ensemble du spectre. Ceci implique une précision relative des puissances émises meilleure que 2%. Le choix de cette condition d'arrêt (2%), similaire à celui du pas d'intégration Δz , résulte aussi d'un compromis entre la justesse de la solution et le temps de calcul.

3.1.2 Expériences

L'outil de simulation étant prêt, nous le confrontons à l'expérience dans cette partie. Nous nous intéressons ici plus particulièrement à l'ASE et au phénomène d'amplification car ils constituent les deux processus essentiels permettant le fonctionnement des lasers.

3.1.2.1 L'amplification

On s'occupe ici du phénomène qui permet d'atteindre et d'entretenir l'action laser : l'amplification.

L'importance de ce phénomène nous a déjà conduit à mentionner un certain nombre de ces caractéristiques auparavant. On rappelle que le gain (à une puissance de pompe de 120mW) n'est pas uniforme sur la plage de longueurs d'onde de 1500 à 1600 nm mais présente un pic à 1532 nm et un plateau d'amplification de 1540 à 1555 nm (cf. figure 9). Cette particularité explique notamment les allures enregistrées de l'ASE (cf. figure 6).

Pour compléter cette étude du gain mono-canal, nous effectuons l'expérience de la figure 13(a). Il s'agit d'examiner l'influence de la puissance de la pompe sur le gain apporté par l'amplification à un signal incident de longueur d'onde 1552,3 nm et de puissance d'entrée -5 dBm. D'après la figure 13(b), la puissance de sortie augmente rapidement pour les faibles valeurs de puissance de pompe, puis, au fur et à mesure que la puissance de pompe augmente, la saturation intervient réduisant la variation de la puissance de signal en sortie.

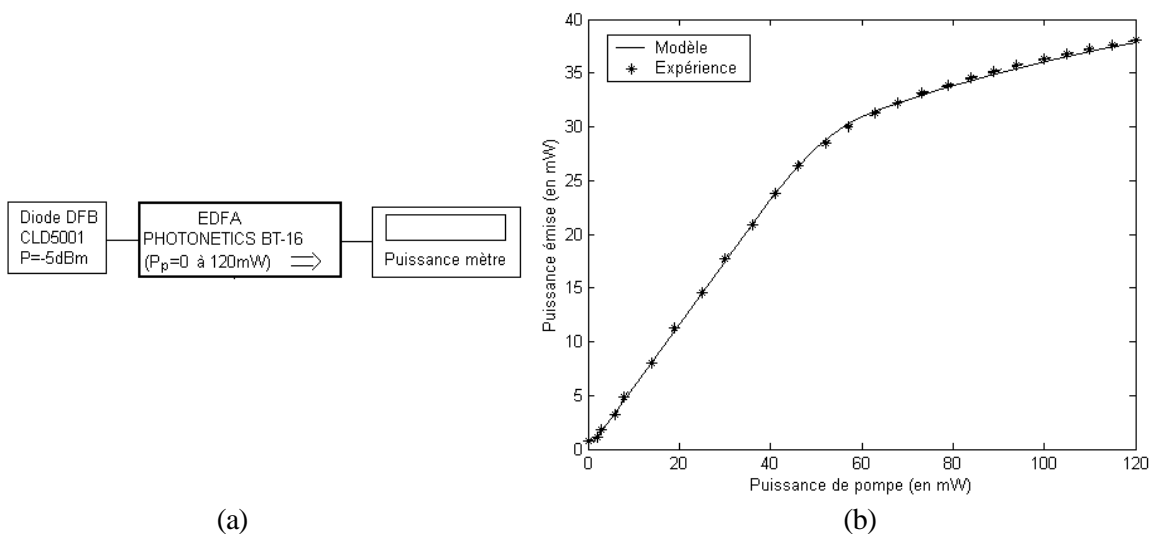


Figure 13 : Expérience (a) et résultats (b) de variation du gain mono-canal avec la puissance de pompe.

Une seconde expérience, utilisant la source accordable TUNICS BT plutôt que la diode DFB CLD5001, consiste à étudier la variation de la valeur du gain quand on modifie, non plus la puissance de la pompe, mais la puissance du signal en entrée de l'amplificateur. On observe en figure 14 que, quelle que soit la longueur d'onde, le gain est indépendant de la puissance de signal d'entrée lorsque celle-ci est suffisamment faible. Cette valeur du gain est généralement appelée gain petit-signal. A contrario, si la puissance de signal devient trop forte, la saturation intervient et le gain se met à diminuer. On constate néanmoins que la puissance en sortie de l'amplificateur dans ce mode d'opération vaut toujours 16 dBm et est indépendante de la longueur d'onde. Ce paramètre constitue avec les valeurs de gain petit-signal les caractéristiques essentielles de tout amplificateur à fibre.

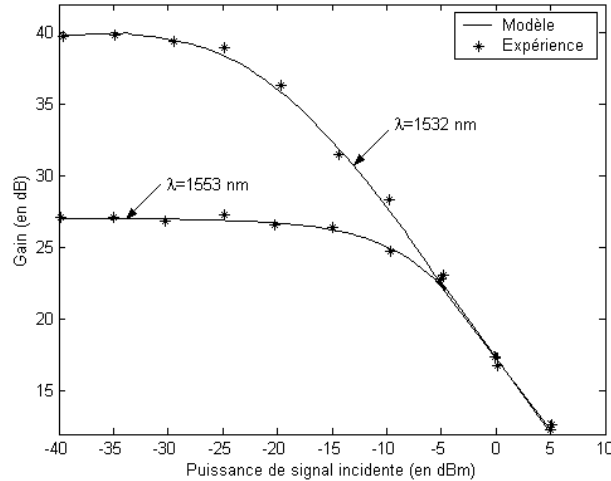


Figure 14 : Influence de la puissance du signal entrant sur la valeur du gain mono-canal.

Les résultats précédents attestent de la qualité de notre outil pour simuler l'amplification mono-canal à des longueurs d'onde diverses. Il est donc possible de reproduire numériquement la courbe de gain de la figure 9. Cependant, cette simulation n'apportant rien de plus que le spectre expérimental, nous ne la présentons pas ici. Par contre, le modèle nous permet de mieux appréhender le comportement de l'amplificateur. En effet, il nous donne la possibilité de voir l'évolution des puissances ou de leur spectre tout au long de la fibre. Ainsi, nous sommes à même de constater en figure 15 que l'évolution de la puissance le long de la fibre est différente pour des régimes d'amplification distincts. Dans le cas de l'amplification petit-signal (figure 15(a)), la variation de la puissance suit une progression exponentielle de coefficient quasi-constant alors qu'en régime de saturation (figure 15(b)), ce n'est plus le cas. On visualise alors l'impact de la dépendance non linéaire des densités de population vis-à-vis de la puissance.

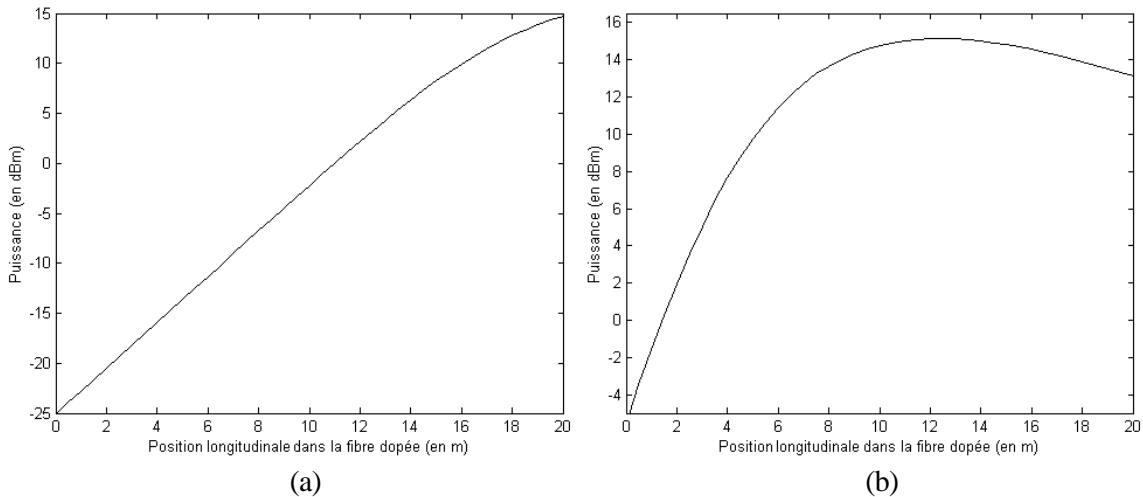


Figure 15 : Evolution longitudinale des puissances de pompe et de signal lors de l'amplification mono-canal d'un signal de puissance d'entrée :

(a) amplification petit-signal : $P_{in,s} = -25$ dBm, $P_{p,in} = 120$ mW,

(b) régime de saturation : $P_{in,s} = -5$ dBm, $P_{p,in} = 120$ mW.

Pour compléter notre discussion sur l'amplification, il convient de s'intéresser à l'amplification simultanée de plusieurs canaux. Pour s'assurer que notre programme fonctionne même quand un grand nombre de canaux sont injectés, nous choisissons de comparer les spectres expérimental et simulé en sortie de l'amplificateur dans le cas où le signal d'entrée est généré par une diode de type Fabry-Pérot (montage identique à celui de la figure 13(b) mais diode Fabry-Pérot au lieu de DFB). Le résultat, représenté en figure 16, montre, là encore, l'adéquation entre le modèle et la réalité.

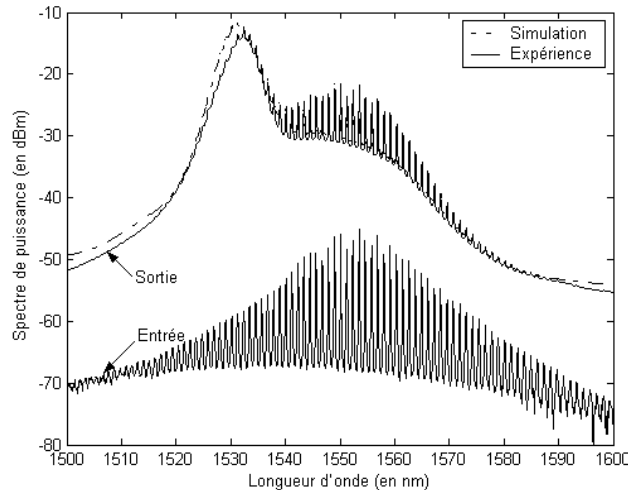


Figure 16 : Spectres d'amplification du signal émis par une diode Fabry-Pérot pour une puissance de pompe injectée de 120 mW.

Maintenant que nous savons prédire l'amplification d'un signal utile qu'il soit mono- ou multi-canaux en régime petit-signal ou de saturation, nous allons nous intéresser plus particulièrement aux caractéristiques d'amplification du bruit.

3.1.2.2 L'émission spontanée amplifiée

L'initiation de l'émission laser étant due à la présence de photons de bruit dans la cavité, il est important de bien connaître cette émission.

La première caractéristique étudiée est la variation de la puissance d'ASE émise lorsqu'on fait varier la puissance de pompe. Or, l'expérience de fluorescence saturée, conduite pour l'évaluation de la section efficace de pompe, nous montre que, pour des puissances de pompe inférieures à 120mW, la puissance d'ASE augmente avec la puissance de pompe injectée (cf. figure 10). L'utilisation du modèle numérique nous permet, dans un premier temps, de retrouver ce comportement (cf. figure 17). De plus, nous avons la possibilité de prédire le comportement pour des puissances de pompe supérieures à 120mW. Cette figure est toutefois différente de la figure 10 car la théorie n'est plus fournie par une formule d'approximation mais par le calcul complet de l'ASE suivant l'algorithme donné au paragraphe II.3.1.1..

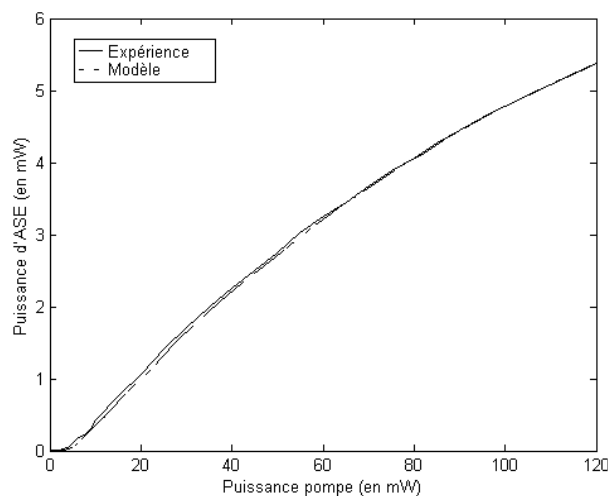


Figure 17 :Variation de la puissance d'ASE en fonction de la puissance de pompe injectée.

Le bon accord entre les puissances d'ASE obtenues expérimentalement et par simulation numérique nous incite à approfondir notre étude. Nous représentons donc, en figure 18, les spectres modélisés et mesurés des émissions spontanées amplifiées pour des puissances de pompe injectées de 10 et 120 mW.

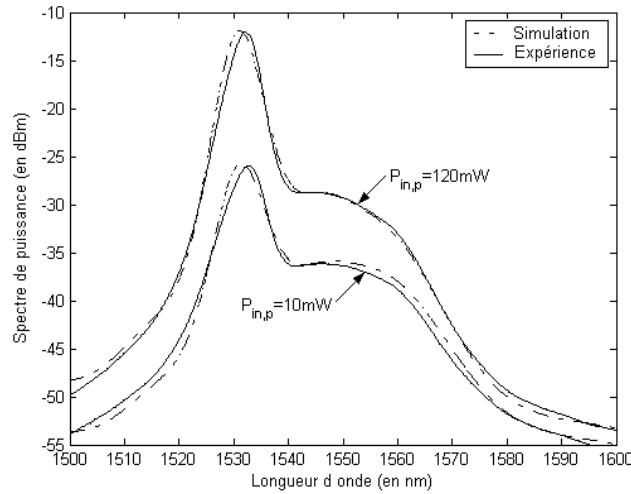


Figure 18 : Spectres d'ASE pour des puissances de pompe injectée de 10 et 120 mW.

Là encore, le modèle donne des résultats similaires à l'expérience. De plus, la figure 18 permet de faire les constatations suivantes :

- l'ASE n'est pas spectralement uniforme mais présente un pic d'émission à 1532 nm. Cette allure vient du fait que les différents niveaux créés par effet Stark ne sont pas radiativement identiques et que les ions n'y sont pas distribués uniformément entre les différents niveaux.
- le gain se décale vers les transitions de plus haute énergie lorsque la puissance de pompe augmente. Ceci a pour conséquence une amélioration de l'uniformité de la distribution spectrale de fluorescence avec la diminution de l'inversion de population (puissance de pompe).

Ce dernier artefact va pousser l'émission des lasers à fibre dopée erbium vers les grandes longueurs pour les plus basses puissances de pompe. Ce phénomène peut être aussi mis à profit pour fabriquer des amplificateurs à fibre émettant à la fois en bandes C et L. Après une première faible amplification, les signaux sont alors séparés suivant leur bande et amplifiés dans des fibres dopées erbium pompées différemment avant d'être recombines [18].

Afin de quantifier l'importance du bruit, on a communément recours au coefficient appelé facteur de bruit, F . Il est donné par le rapport de signal-à-bruit en entrée sur celui en sortie. Si le signal en sortie est plus puissant que le bruit (ou l'ASE est filtré), on a, pour un taux d'inversion de population, μ , et un gain, G :

$$F = 2\mu \frac{G-1}{G}. \quad (\text{II.65})$$

Le facteur de bruit minimal est de 3 dB. Dans notre cas, il est inférieur à 3,6 dB sur toute la gamme d'amplification. L'utilisation de ce paramètre est adaptée à la comparaison des amplificateurs placés sur une ligne de transmission où le meilleur rapport signal à bruit possible doit être maintenu, i.e. F minimisé. Dans le cadre des lasers, on peut voir le signal émis comme un signal traversant plusieurs amplificateurs de mêmes caractéristiques. Un faible facteur de bruit semble donc favoriser la pureté spectrale de l'émission laser (soit le SMSR). Cependant, la géométrie du laser, les mécanismes d'élargissement du gain, ainsi que l'éventuel filtrage intra-cavité modifient profondément le comportement final. Aucune prédiction ne peut donc être tirée de F dans notre cas.

Nous avons vu dans ce paragraphe que les simulations de l'ASE donnent des résultats très proches de l'expérience tant au niveau des puissances qu'au niveau des allures spectrales. Nous retenons aussi que le spectre d'ASE se décale vers les hautes énergies quand la puissance de pompe augmente renforçant la prédominance du pic à 1532 nm.

3.2 Régime dynamique de l'amplificateur

Jusqu'ici nous nous sommes intéressés au comportement de l'amplificateur lorsque les faisceaux le traversant sont continus. Notre étude comportant aussi la génération d'impulsions et la commutation en longueur d'onde, les phénomènes observés sont plus facilement interprétés si nous possédons quelques notions sur la dynamique des amplificateurs à fibre dopée erbium. Au vu des applications envisagées et de leur mise en oeuvre, nous dédions les paragraphes suivants aux effets transitoires survenant dans des EDFA pompés continûment.

3.2.1 Modélisation

Les analyses du fonctionnement d'un amplificateur pour des signaux variables dans le temps se divisent généralement en deux catégories :

- la modélisation de la propagation d'impulsions de faible durée ou de forte puissance,
- l'étude de phénomènes transitoires, notamment les effets d'ajout ou suppression d'un ou plusieurs canal (canaux) dans les réseaux [19][20].

La première catégorie met souvent en jeu des puissances suffisantes pour voir intervenir les phénomènes non-linéaires. La propagation des signaux doit alors tenir compte de ces effets, rendant plus complexe le modèle à implémenter. La méthode la plus courante utilise la résolution d'une ou plusieurs équations de Schrödinger (par méthode "split-step"). Ne nous étant pas fixé l'objectif d'optimiser la génération des impulsions, nous ne focalisons pas davantage sur ce type de simulations. A contrario, les événements transitoires, souvent lents et de puissances modestes, entrent parfaitement dans le cadre du modèle que nous avons développé jusqu'ici. Nous allons donc décrire son implémentation informatique et présenter un exemple d'application.

La prédiction du comportement de l'amplificateur en régime dynamique repose à nouveau sur la résolution des équations des densités de population (équations (II.2) à (II.5)) et de propagation de la lumière dans le long de la fibre (équations (II.19) et (II.20)). Sachant que la modification des densités de population nécessite un temps bien supérieur à celui de transit des signaux lumineux dans l'EDFA, on néglige alors la variation temporelle de la puissance dans les équations (II.19) et (II.20). Cette approximation permet de réutiliser le programme précédent avec pour seul changement le fait que les coefficients g_n , et g_n dépendent du temps. L'évaluation des deux variables $g_{e,n}$, et $g_{i,n}$ est obtenue en calculant les variations temporelles des N_i grâce à leur dérivée première (équations (II.2) à (II.5)). Finalement, déterminer le spectre en sortie de l'amplificateur au temps t revient à calculer le spectre de sortie d'un signal entré dans l'amplificateur au temps $t - L/v_g$ (où v_g est la vitesse de groupe) sachant que le gain et les distributions des ions sont ceux induits par le signal qui a traversé l'amplificateur il y a dt secondes.

Cette vision de la méthode de résolution nous indique que le programme se déroule en deux temps. On initialise le processus en calculant, à l'aide du programme de simulation du régime continu, la distribution de puissance et les densités de population pour le signal d'entrée au temps $t=0$. Connaissant cet état initial, le nouveau signal d'entrée (dt suivant) et l'intervalle de temps qui les séparent, on est capable d'évaluer de proche en proche, les nouvelles valeurs des taux d'émission et d'absorption stimulées, des densités de population, et du spectre puissance jusqu'au bout de la fibre. Il suffit alors d'itérer ce dernier calcul pour obtenir l'évolution temporelle de la puissance de sortie. Si les signaux entrants sont périodiques, mener le calcul sur plusieurs périodes permet d'éliminer l'influence du point de départ sur le résultat obtenu. Le nombre choisi de périodes est tel que la différence entre les puissances obtenues entre une période et la précédente soit inférieure à 2%.

3.2.2 Expériences

Le phénomène transitoire que nous sommes le plus susceptible de rencontrer est la réponse de l'amplificateur à une variation temporelle du signal entrant. C'est pourquoi, nous étudions ici le comportement de l'amplificateur lorsque le signal injecté présente une forme en "créneaux". L'expérience mise en place est représentée en figure 19.

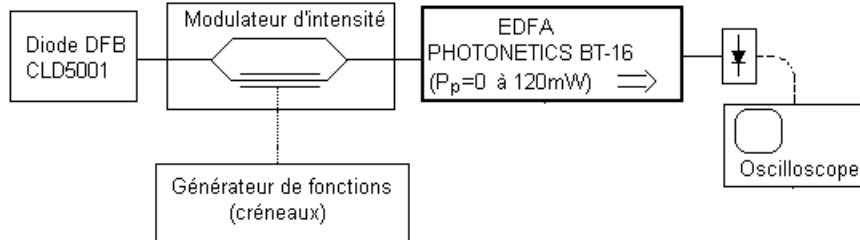


Figure 19 : Expérience d'analyse de la dynamique des amplificateurs à fibre dopée erbium.

Dans un premier temps, on s'intéresse plus particulièrement à la réponse de l'amplificateur à un signal d'entrée (alternant entre $1,9 \mu\text{W}$ et $9,7 \mu\text{W}$) dont on fait varier la fréquence. Comme le modulateur d'intensité et le générateur de fonctions présentent des grandes bandes passantes (de 2,5 GHz et supérieure à 20MHz respectivement), le signal d'entrée peut être considéré comme étant un créneau parfait. On constate, d'après la figure 20, que, pour des signaux de faible fréquence ($f=100\text{Hz}$), le signal en sortie de l'EDFA présente un pic de puissance avant de se stabiliser à la valeur correspondant au régime continu. Pour des fréquences élevées ($f>10\text{kHz}$), la forme du signal de sortie suit parfaitement celle du signal d'entrée, indiquant que l'EDFA se comporte comme un système de régulation à réponse rapide et à fort taux d'amortissement. L'utilisation d'une fréquence intermédiaire ($f=1 \text{ kHz}$) donne la possibilité d'observer le phénomène de transition.

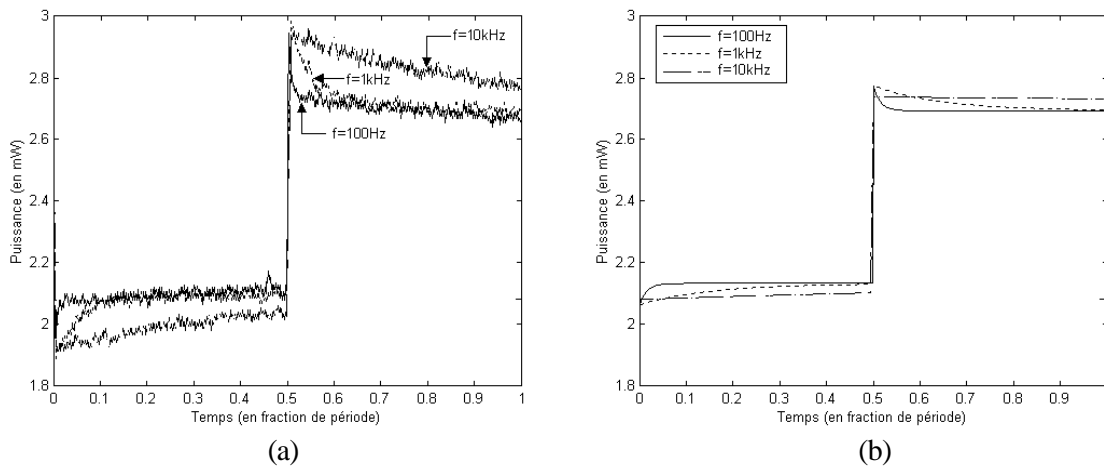


Figure 20 : Réponse de l'amplificateur à un signal en "créneaux" pour plusieurs fréquences :
(a) expérience - (b) simulation.

L'étude des variations de la dynamique de l'amplificateur pour différentes puissances de pompe ou de signal d'entrée (fréquence 1kHz, cf. figures 21 et 22) nous montre que le pic de transition se rétrécit et voit sa puissance augmenter lorsque la puissance (de pompe ou de signal) augmente indiquant une origine complexe du transitoire.

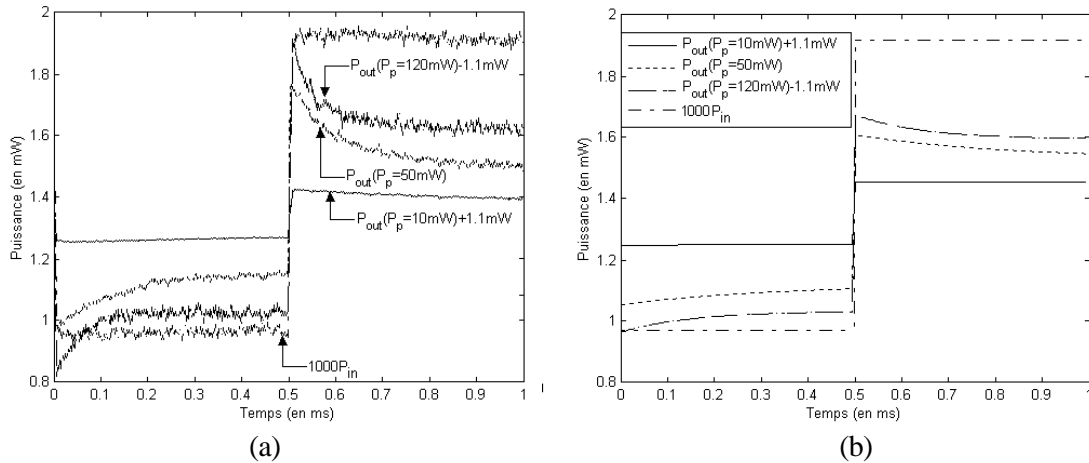


Figure 21 : Dynamique de l'amplificateur pour différentes puissances de pompe :
(a) expérience - (b) simulation.

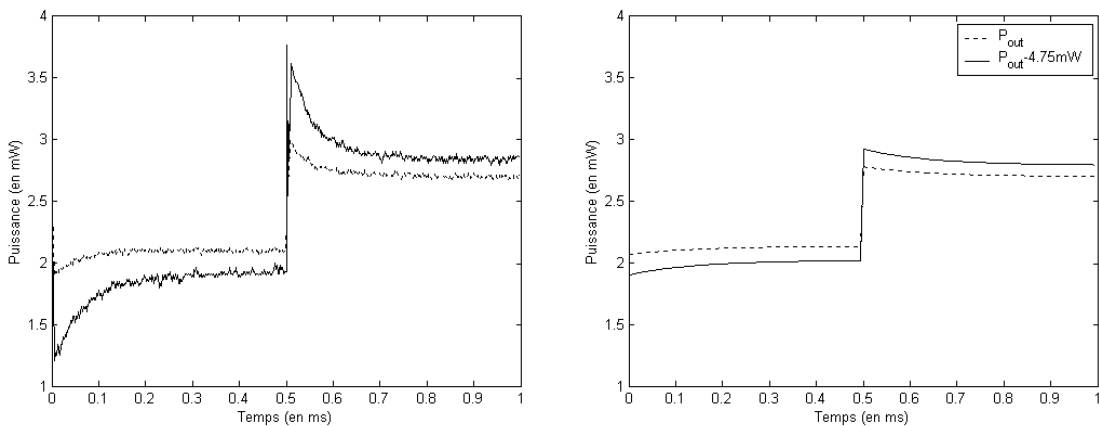


Figure 22 : Dynamique de l'amplificateur pour différentes puissances de signal :
(a) expérience - (b) simulation.

Dans un second temps, nous utilisons notre modèle numérique (paramètres donnés en Appendice C) afin de reproduire les comportements en mode dynamique observés expérimentalement. Les résultats de ces simulations sont fournis en figures 20(b), 21(b) et 22(b). Si notre simulation présente des évolutions similaires à celles observées expérimentalement, les valeurs des puissances pendant les transitoires ne sont cependant pas retrouvées avec exactitude. Trois raisons peuvent expliquer ce désaccord :

- le phénomène d'amplification n'est pas uniquement d'origine homogène comme nous l'avons supposé tout au long de notre modélisation.
- la densité des ions peut être suffisante pour voir la formation d'amas. Dans ce cas, il existe des transferts d'énergie très efficaces d'un ion vers son voisin, suivis d'une relaxation non-radiative rapide [21][22]. En régime continu, ce phénomène est une source de recombinaison non-radiative supplémentaire et vient donc diminuer l'inversion de population. Si l'on inclut ce phénomène, il faut alors augmenter le nombre d'ions erbium dans la matrice pour reproduire les courbes présentées précédemment. Ceci revient à dire que la valeur de ρ_0 trouvée en appliquant la méthode d'évaluation des paramètres de modélisation est sous-estimée. En régime dynamique, ce processus modifie aussi les routes possibles de capture des ions excités, modifiant ainsi la dynamique de l'amplificateur.
- le signal d'entrée n'est pas parfaitement rectangulaire comme supposé dans le modèle.

L'inclusion des phénomènes d'élargissement inhomogène du gain et, si nécessaire, de la modélisation des regroupements en amas doit permettre de reproduire fidèlement les comportements observés.

On retient de ce paragraphe que l'amplificateur à fibre dopée erbium présente des phénomènes transitoires complexes pour des excitations de fréquence comprise entre 500Hz et 10kHz. Quant à l'outil de simulation développé, même s'il ne parvient pas à les reproduire fidèlement les fluctuations de puissance, rend compte bien des tendances des phénomènes observés.

4 Le laser à fibre

Maintenant que nous avons décrit le fonctionnement et la modélisation d'un amplificateur à fibre dopée erbium dans diverses situations et régimes, il convient de nous pencher sur l'application à laquelle nous le destinons : le laser. L'insertion de ce milieu à gain dans une cavité va modifier son comportement. Dans le premier paragraphe nous présentons diverses architectures de lasers possibles et sélectionnons celle qui nous paraît être la plus appropriée pour notre étude. Par la suite, nous indiquons les changements apportés par cette nouvelle configuration au niveau de la simulation numérique pour les régimes continu et dynamique. Enfin, dans un dernier paragraphe, nous illustrons le fonctionnement en régime continu de l'amplificateur lorsqu'il est placé dans une cavité en anneau très simple.

4.1 Architectures de lasers à fibre

Le fonctionnement général de la fibre dopée erbium comme amplificateur est à ce point bien maîtrisé. Cependant, notre application de ce milieu à gain étant la réalisation de lasers, il convient maintenant de s'occuper des différentes cavités envisageables.

En fait, les configurations des lasers à fibre se déclinent généralement suivant l'une des trois architectures de la figure 23. Dans le cas des structures linéaires, trois types de miroirs sont communément utilisés : les miroirs massifs couplés via des lentilles ou collés en bout de fibre [5], les miroirs diélectriques déposés par évaporation directement à la surface des fibres [23] et les réseaux de Bragg [3]. Ces derniers sont inscrits de façon permanente dans le cœur photosensible des fibres germano ou alumino-silicate par un système d'interférences à deux ondes issu d'un laser ultraviolet [24]. De plus, la maîtrise de la fabrication des coupleurs à fibre par polissage [25] ou par fusion étirage [26] donne la possibilité de concevoir des structures en anneau [2] et en huit [27] comme en figure 23. Dans ces deux dernières architectures, on peut insérer un isolateur afin de forcer la lumière à ne circuler que dans un seul sens dans la fibre dopée (cf. figure (b) et (c)).

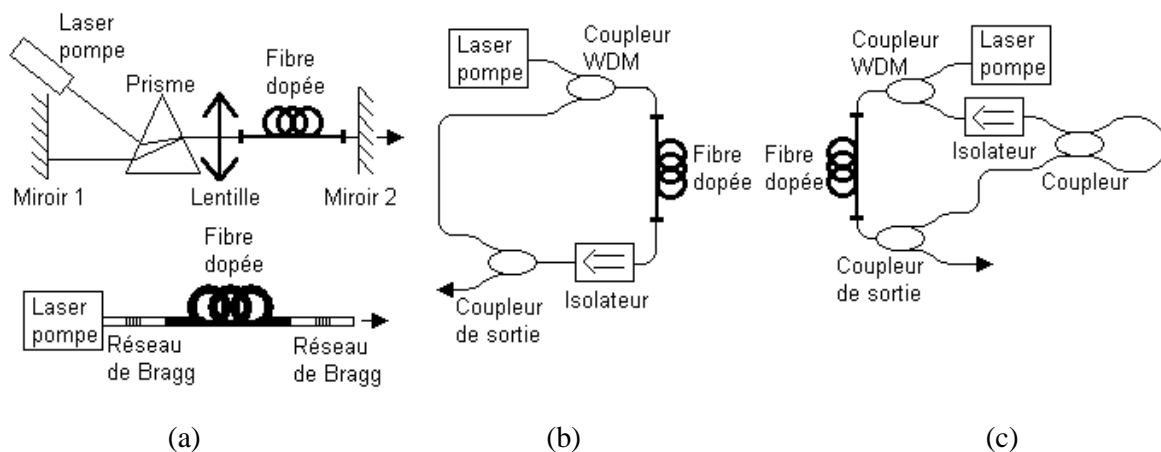


Figure 23 : Structures de lasers à fibre :

- (a) laser linéaire
- (b) laser en anneau
- (c) laser en huit.

Nous retenons l'architecture en anneau avec pompage optique via un coupleur à fibre WDM (figure 23(b)) pour la conception de nos lasers qu'ils soient accordable en longueur d'onde ou qu'ils génèrent des trains multi-longueurs d'onde d'impulsions. Ce choix est en fait motivé par la simplicité d'assemblage de ce type de cavité ainsi que l'utilisation de composants des télécommunications optiques "standard".

4.2 Modélisation

La configuration laser sélectionnée, nous revenons sur le comportement de l'amplificateur. En effet, l'inclusion de la fibre dopée dans une cavité représente une nouvelle utilisation de ce milieu à gain surtout parce que cette application force les signaux à repasser plusieurs fois dans l'amplificateur. Les deux paragraphes à venir se proposent d'explicitier comment prendre en compte ces multiples passages dans la simulation numérique que cela soit en régime continu ou dynamique.

4.2.1 Régime continu

Le comportement du laser est influencé à la fois par le milieu à gain et par la cavité utilisée. Le gain étant fourni par un amplificateur à fibre dopée erbium, la simulation du laser incorpore donc le modèle de l'amplificateur. Nous retenons toutefois la méthode de résolution développée auparavant plutôt que la méthode de Runge-Kutta bien que celle-ci soit plus courante [14], [28]-[31].

Une cavité laser en anneau typique est représentée en figure 24.

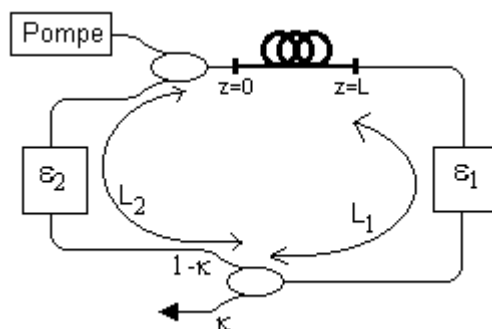


Figure 24 : Modélisation de la cavité laser en anneau.

Au niveau de la modélisation, cette cavité se traduit par l'application de conditions, dites de circulation, aux bornes de l'amplificateur. Ainsi si l'on suit le signal se propageant dans le même sens que la pompe, lorsqu'il sort de l'amplificateur (en $z=L$), il passe à travers la connexion entre l'amplificateur et l'entrée du coupleur représenté par le coefficient de transmission, ϵ_1^+ , puis se divise au niveau du coupleur de sortie (coefficient de couplage de sortie κ). La partie qui revient vers l'amplificateur est transmise avec un coefficient $(1-\kappa)$ et rejoint l'amplificateur (en $z=0$) via une nouvelle connexion de transmission ϵ_2^+ . Dans le sens opposé, la même analyse s'applique et on a donc :

$$\begin{aligned} P^+(0, \lambda) &= P^+(L, \lambda) \epsilon_1^+(\lambda) (1 - \kappa(\lambda)) \epsilon_2^+(\lambda) \\ P^-(L, \lambda) &= P^-(0, \lambda) \epsilon_2^-(\lambda) \epsilon_1^-(\lambda) \end{aligned} \quad (II.66)$$

On constate que les paramètres ϵ_1 et ϵ_2 sont considérés comme dépendants du sens de propagation car ils doivent permettre d'inclure les isolateurs éventuels placés dans la cavité.

Pour terminer la paramétrisation de la cavité, il est nécessaire d'établir l'équation donnant la puissance en sortie du laser, $P_{\text{out}}(\lambda_s)$ qui est :

$$P_{s,\text{out}}^+(0, \lambda_s) = P_s^+(L, \lambda_s) \varepsilon_1^+(\lambda_s) \kappa(\lambda_s). \quad (\text{II.67})$$

Les formules (II.66) et (II.67) sont aussi valables pour la pompe.

Au niveau informatique, l'implémentation utilise une fois encore une méthode de relaxation [14]. L'initialisation n'est autre que la phase d'initialisation du calcul de l'ASE pour la puissance de pompe choisie. Une fois obtenus les spectres à chaque extrémité de l'amplificateur, l'algorithme diffère de celui de l'amplificateur. En effet, plutôt que de calculer précisément les spectres correspondants aux signaux d'entrée, on applique les conditions de circulation pour déterminer les nouvelles distributions spectrales des signaux entrants de chaque côté de l'amplificateur et on itère le calcul complet (évaluation des spectres de sortie et recirculation). Ce processus converge du fait de la circulation et de la prise en compte de la saturation. Le nombre de tours effectués est fixé par la même condition que précédemment, soit une variation relative de la distribution de puissance n'excédant pas 2% sur l'ensemble du spectre. Cette condition d'arrêt représente, là encore, un compromis entre la précision et le temps de calcul.

4.2.2 Régime dynamique

Pour le régime dynamique, la modélisation du gain s'appuie aussi sur celle présentée pour l'amplificateur. Elle ne permet donc pas de traiter les phénomènes non linéaires.

L'effet de la cavité est à nouveau prise en compte par les conditions de circulation. Par souci de simplification, on néglige la dispersion, les effets non-linéaires et on représente chaque partie de la cavité comme un composant discret agissant en son centre. Le signal se propageant selon la même direction que la pompe sortant à l'instant t de l'amplificateur (en $z=L$), arrive donc à la connexion entre ce dernier et l'entrée du coupleur de sortie après un retard temporel de $L_1/2v_g$. Il y subit une transmission de ε_1^+ . Un nouveau retard de $L_1/2v_g$ est accumulé avant d'atteindre le centre du coupleur de sortie ou une division de puissance survient. Le signal transmis en direction de l'entrée de l'amplificateur est entaché par le facteur de transmission de $1-\kappa$ et ainsi de suite... Le cas du signal se propageant dans le sens contra-propagatif par rapport à la pompe est donné par la même argumentation et les expressions du rebouclage sont donc :

$$\begin{aligned} P_s^+\left(0, \lambda_s, t + \frac{L_1 + L_2}{v_g}\right) &= P_s^+(L, \lambda_s, t) \varepsilon_1^+\left(\lambda_s, t + \frac{L_1}{2v_g}\right) \left(1 - \kappa\left(\lambda_s, t + \frac{L_1}{v_g}\right)\right) \varepsilon_2^+\left(\lambda_s, t + \frac{2L_1 + L_2}{2v_g}\right) \\ P_s^-\left(L, \lambda_s, t + \frac{L_1 + L_2}{v_g}\right) &= P_s^-(0, \lambda_s) \varepsilon_2^-\left(\lambda_s, t + \frac{L_2}{2v_g}\right) \varepsilon_1^-\left(\lambda_s, t + \frac{2L_2 + L_1}{2v_g}\right) \end{aligned} \quad (\text{II.68})$$

La puissance en sortie du laser est alors donnée par :

$$P_s^+\left(0, \lambda_s, t + \frac{L_1 + L_2}{v_g}\right) = P_s^+(L, \lambda_s, t) \varepsilon_1^+\left(\lambda_s, t + \frac{L_1}{2v_g}\right) \kappa\left(\lambda_s, t + \frac{L_1}{v_g}\right). \quad (\text{II.69})$$

Ces conditions de circulation doivent être traitées avec précaution au niveau informatique surtout pour des questions de gestion de la mémoire. En effet, il s'agit de calculer des spectres optiques retraçant l'évolution de signaux lents (fréquence de l'ordre du kilohertz ; cf. paragraphe II.3.2.) échantillonnés temporellement à une fréquence au moins double de la fréquence de la cavité (de l'ordre de 10MHz). Typiquement, pour un signal de fréquence 1 kHz, une fréquence de cavité de 5MHz et en supposant des spectres calculés sur 1001 points, la simulation a besoin d'une capacité minimale de stockage de 20 Mo.

Comme en mode continu, la simulation du laser en régime dynamique applique les conditions de circulation dès que le programme de calcul d'amplification fournit sa première évaluation des spectres à chaque extrémité de la fibre dopée. Là encore, la mise en place de cette technique permet d'améliorer la rapidité d'obtention des résultats.

4.3 Propriétés d'un laser continu

La présentation des concepts de modélisation numérique des lasers à fibre achevée, nous faisons un nouveau pas vers les systèmes propres à notre étude en décrivant le fonctionnement d'un laser en anneau très simple.

La cavité considérée est constituée d'un amplificateur à fibre dopée erbium rebouclé sur lui-même grâce à un coupleur (de puissance) 90/10, supposé indépendant de la longueur d'onde. Le mode d'opération de ce laser est le régime continu.

Une des caractéristiques majeures des lasers est la courbe représentant la puissance émise en fonction de la puissance de pompe apportée. Comme on peut le voir en figure 25(a) (courbe $\kappa=90$), celle-ci comporte deux zones. Dans un premier temps, la puissance de pompe ne fournit pas un gain suffisant pour dépasser les pertes présentes dans la cavité. Les photons d'ASE générés sont donc soit absorbés dans le reste de la cavité soit dirigés vers la sortie. Le détecteur placé en sortie enregistre donc un signal proportionnel à l'ASE comme l'atteste le spectre donné figure 25(b). Dans la seconde partie de la courbe, le gain dépasse les pertes et donc une partie du signal créé effectue plusieurs tours dans la cavité. On différencie ces deux cas par la rupture de pente dans la courbe représentant la puissance émise en fonction de la puissance de pompe injectée et par le changement du spectre détecté. En effet, on voit apparaître un ou plusieurs pics dans ce dernier (cf. figure 25(b)) dont le plus puissant possède le gain net le plus faible. La puissance de pompe pour laquelle la rupture de pente s'effectue est la puissance de seuil. De plus, on constate que, au-dessus du seuil, la puissance de sortie dépend alors linéairement de la puissance de pompe. La pente de cette droite, exprimée en pourcentage, est appelée efficacité et vaut 4% pour $\kappa=90\%$ contre 0,2% lorsque $\kappa=10\%$ (cf. figure 25(a)). Cette relation cesse d'être linéaire dès que la puissance en sortie de l'amplificateur atteint la puissance de saturation (dans notre cas, 16 dBm). Au-delà, la puissance de sortie reste identique voire diminue. De plus, les effets non linéaires viennent aussi compliquer le fonctionnement à fortes puissances. Comme le prouve la figure 25(a), ni la saturation, ni les effets non linéaires n'interviennent pour cette configuration laser.

La détermination de la puissance de seuil, présentée ci-dessus, nous indique que, si le gain reste identique, toute augmentation des pertes dans la cavité se traduit par une élévation de la puissance de seuil. Or, comme illustré en figure 25(b), le passage d'un coefficient de sortie de 90% à 10%, bien que réduisant les pertes intra-cavité conduit à une augmentation de la puissance de seuil (de 1,0 à 4,7mW d'après les simulations). Cette apparente contradiction s'explique par la modification de la courbe de gain, fait attesté par le changement de longueur d'onde du pic laser (de 1533,2 nm à 1560,2 nm ; cf. figure 25(b)). En effet, les pertes étant uniformes, la longueur d'onde du pic d'émission le plus puissant est la longueur d'onde du maximum de gain.

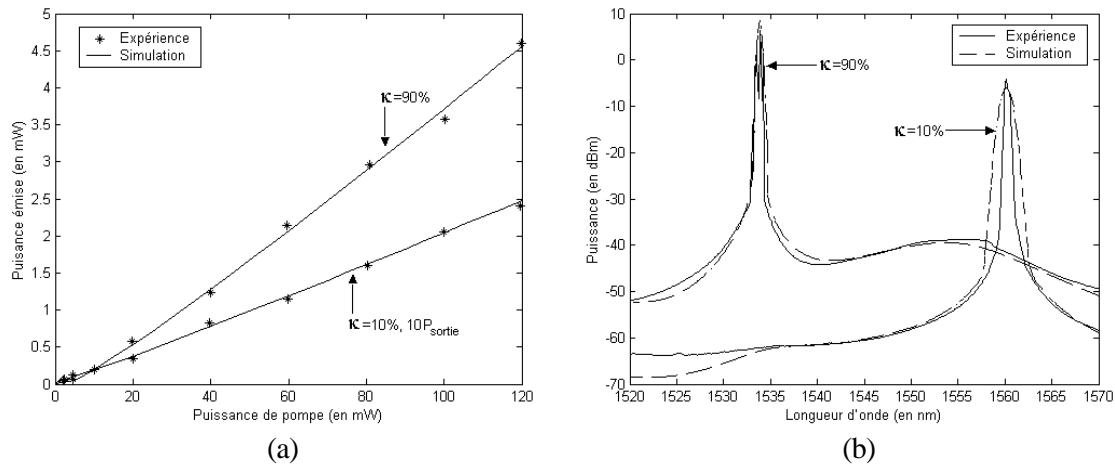


Figure 25 : Caractérisations typiques d'un laser en régime continu :
 (a) puissance émise en fonction de la puissance de pompe,
 (b) spectres d'émission.

En fait, pour un laser de gain uniforme, un coefficient de couplage de sortie faible (κ élevé) privilégie l'établissement de l'action laser (puissance seuil plus faible) et est donc particulièrement adapté lorsque les pertes intra-cavité sont importantes. A contrario, un coefficient de couplage de sortie élevé améliore l'efficacité du laser et, par conséquent, favorise les fortes puissances d'émission. Dans le cas présent, la non-uniformité du gain inverse cette tendance et fait qu'une valeur de $\kappa=90\%$ apparaît plus avantageuse.

La bonne adéquation des résultats numériques avec l'expérience (cf. figures ci-dessus; paramètres utilisés : $\epsilon_1^+(\lambda_s) = \epsilon_2^+(\lambda_s) = -1\text{dB}$ (pertes de couplage fibre/fibre et pertes du coupleur de sortie 0,7dB) et $\epsilon_1^-(\lambda_s) = \epsilon_2^-(\lambda_s) = -26\text{dB}$ (comprend les mêmes éléments que dans l'autre sens avec en plus 50dB introduits par les isolateurs présents dans l'amplificateur PHOTONETICS BT-16) et les changements introduits par la modification du coefficient de couplage de sortie nous incitent à poursuivre notre étude en simulant le comportement du laser pour d'autres valeurs de κ .

Ainsi, comme le montre la figure 26(a), il existe deux régions spectrales d'émission stables pour cette configuration laser, une centrée autour de 1533 nm, l'autre autour de 1558 nm. Le choix du coefficient de couplage de sortie force le fonctionnement vers l'une ou l'autre région, la valeur $\kappa \approx 73\%$ constituant le point de commutation. Faire fonctionner le laser pour un coefficient de couplage de sortie proche de cette dernière valeur est alors susceptible de provoquer soit une émission simultanée de deux longueurs d'onde soit des commutations entre les deux modes en fonction des conditions extérieures. On constate aussi que la puissance de sortie est multipliée environ par cinq lorsqu'on passe d'une région d'émission à l'autre, ceci à cause du changement de la valeur du gain de l'amplificateur.

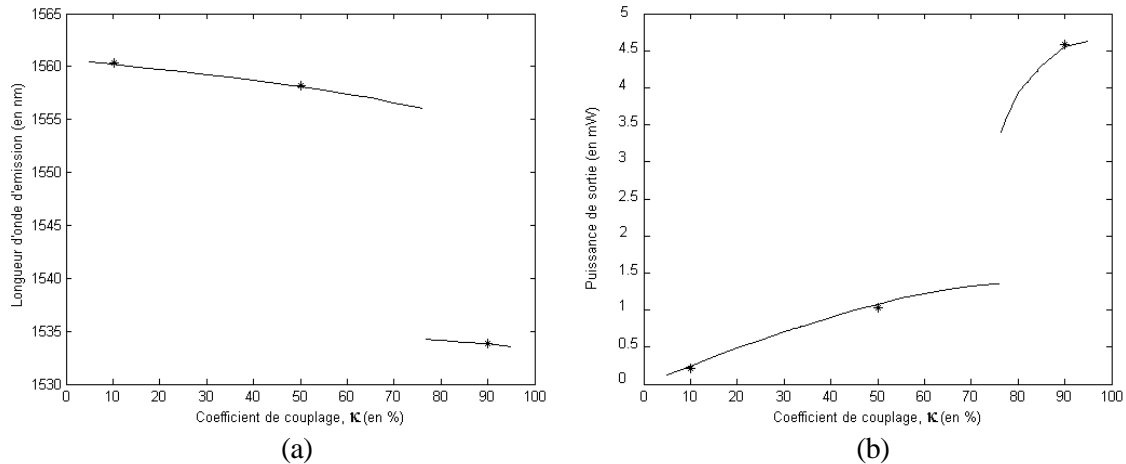


Figure 26 : Effet du coefficient de couplage de sortie :
 (a) longueur d'onde d'émission à $P_p=120\text{mW}$,
 (b) puissance de sortie à $P_p=120\text{mW}$.

Conclusion

Ce chapitre est dédié à l'étude du milieu à gain que nous souhaitons utiliser. La spectroscopie des ions erbium permet de justifier l'utilisation, dans les télécommunications par fibres optiques, des fibres dopées erbium pour amplifier les signaux à $1,55\ \mu\text{m}$. Cette introduction fournit aussi le point de départ de la modélisation de ce type de milieu amplificateur dont les paramètres principaux sont les sections efficaces.

Pour simuler l'amplificateur à fibre inclus dans les différents lasers de notre étude, la détermination de ces sections efficaces est impérative. Pour ce faire, une nouvelle méthode basée sur la reproduction fidèle des courbes d'absorption d'un signal large bande et d'ASE est présentée et appliquée. On assure la validité de cette technique en démontrant l'accord entre la théorie et l'expérience pour différents fonctionnements de l'amplificateur. La disponibilité d'un seul amplificateur de ce type n'a cependant pas permis de généraliser cette procédure d'obtention des sections efficaces.

Par ailleurs, l'implantation informatique du modèle offre l'occasion d'inclure de nouveaux éléments d'algorithmie améliorant, si ce n'est la rapidité du processus de calcul, au moins la compréhension des phénomènes survenant au cours de l'amplification.

Finalement, l'étude expérimentale et numérique du comportement de la fibre dopée erbium en régime continu, dynamique, ou en tant qu'élément d'une cavité laser fournit les moyens de se familiariser avec bon nombre de notions fondamentales pour la suite, telles que l'amplification mono-ou-multi-canaux, le bruit, la saturation, la puissance de seuil ou l'efficacité laser.

5 Bibliographie

- [1] : E. Desurvire, "Erbium-doped fiber amplifier : Principles and applications," *Wiley & sons*, chapitre 4, 1994.
- [2] : C.V. Poulsen et M. Sejka, "Highly optimized tunable Er^{3+} -doped single longitudinal mode fiber ring laser, experiment and model," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 5, N6, pp646–648, 1993.
- [3] : G.A. Ball, W.W. Morey et W.H. Glenn, "Standing-wave monomode erbium doped laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 3, N7, pp613–615, 1991.
- [4] : P.F. Wysocki, M.J.F. Digonnet, et B.Y. Kim, "Electronically tunable 1.55 μm erbium-doped fiber laser," *Optics Letters*, pp273-275 , 1990.
- [5] : T. Chartier, F. Sanchez, G. Stéphan, P. Le Boudec, E. Delevaque, R. Leners, P.-L. François, "Channeled spectrum of a fiber laser," *Optics Letters*, Vol. 18, N5, pp355–357, 1993.
- [6] : C. Barnard, J. Klein et V. Tzolov, "Modeling optimizes EDFA design," *WDM solutions – Supplement to Laser Focus World*, N6, pp33–36, 2000.
- [7] : W.L. Barnes, S.B. Poole, J.E. Townsend, L. Reekie, D.J. Taylor et D.N. Payne, " Er^{3+} - Yb^{3+} and Er^{3+} doped fiber lasers," *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 7, N10, pp1461–1465, 1989.
- [8] : C.B. Layne, W.H. Lowdermilk et W.J. Weber, "Multiphoton relaxation of rare-earth ions in oxide glasses," *Physical review B*, Vol. 16, N1, pp10–20, 1977.
- [9] : B. Kerrinckx, V. Roncin, P. Even et D. Pureur, "Conception d'un nouveau modèle analytique pour laser de puissance monomode à fibre double clad et réalisation expérimentale d'un laser de puissance à 1100nm," *JNOG 2000*, affiche A4, 2000.
- [10] : B.R. Judd, "Optical absorption intensities of rare-earth ions," *Physical Review*, Vol. 127, N3, pp750, 1962.
- [11] : G.S. Ofelt, "Intensities of crystal spectra of rare earth ions," *Journal of Chemical Physics*, Vol. 37, N3, pp511, 1962.
- [12] : W.L. Barnes, R.I. Laming, E.J. Tarbox et P.R. Morkel, "Absorption and emission cross-section of Er^{3+} -doped silica fibers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 27, N4, pp1004–1010, 1991.
- [13] : Y. Sun, J.L. Zyskind et A.K. Srivastava, "Average inversion level, modeling, and physics of the erbium-doped fiber amplifiers," *IEEE Journal of Selected topics in Quantum Electronics*, Vol. 3, N4, pp991–1007, 1997.
- [14] : A. Cucinotta, S. Dallargine, S. Selleri, C. Zilioli et M. Zoboli, "Modeling of erbium doped fiber ring laser," *Optics Communications*, Vol. 141, pp21–24, 1997.
- [15] : M. Karasek, "Theoretical comparison of erbium doped silica and fluoride fibre amplifiers," *Archiv fur elektronik und ubertragungstechnik* , Vol. 47, N1, pp38–43, 1993.
- [16] : I. Roudas, D.H. Richard, N. Antoniadis, J.L. Jackel et R.E. Wagner, "An efficient simulation model of the erbium-doped fiber study of multiwavelength optical networks," *Optical Fiber Technology*, Vol. 5, pp363–389, 1999.
- [17] : S. Calvez, X. Rejeunier, P. Mollier, J.-P. Goedgebuer et W.T. Rhodes, "Erbium-doped fibre laser tuning using two cascaded unbalanced Mach-Zehnder interferometers as intracavity filtre : Numerical analysis and experimental confirmation," *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. , N , pp - , 2000.
- [18] : S.G. Grubb, W.E. Humer, R.S. Cannon, Winttorn et S.W. Vendatta, "Modeling optimizes EDFA design," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 4, N6, pp553–555, 1992.
- [19] : A.W.T. Wu et A.J. Lowery, "Efficient multiwavelength dynamic model for erbium-doped fiber amplifier," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 34, N8, pp1325–1331, 1998.
- [20] : M. Karasek et F.W. Willems, "Channel addition/removal response in cascades of strongly inverted erbium-doped fiber amplifiers," *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 16, N12, pp2311–2317, 1998.

- [21] : E. Delevaque, T. George, M. Monnerie P. Lamouler et J.-F. Bayon, "Modeling of pari-induced quenching in erbium-doped silicate fibers," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 5, pp73-75, 1993.
- [22] : J.L. Wagener, P.F. Wysocku, M.F.J. Dignonnet et H.J. Shaw, "Effect of concentration and clusters in erbium-doped fiber lasers," *Optics Letters*, Vol. 18, pp2014-2016, 1993.
- [23] : M. Shimizu, H. Suda et M. Horigushi, "High-efficiency Nd-doped fiber lasers using using direct coated dielectric mirrors," *Electronics Letters*, Vol. 23, N15, pp768-769, 1987.
- [24] : P. Niay, D. Ramecourt, W.X. Xie, P. Bernage, M. Douay, L. Brilland et M. Monnerie, "Les réseaux de Bragg photoinscrits dans les fibres optiques," *Optique et Photonique*, N1, pp30-37, 1998.
- [25] : I. Joindot et M. Joindot, "Les télécommunications par fibres optiques," *Dunod*, p324 , 1996.
- [26] : C. Farget, "Réalisation de coupleurs à fibres optiques par fusion-étirage," *Optique et Photonique*, N1, pp38-41, 1998.
- [27] : I.N. Duling, "All-fiber modelocked figure-eight laser," *OSA annual meeting*, PD4 , 1990.
- [28] : M. Karasek et J. Kanka, "Numerical analysis of Yb³⁺-sensitised, Er³⁺-doped fibre ring laser," *IEE Proceedings in Optoelectronics*, Vol. 145, N2, pp133-137, 1998.
- [29] : M. Karasek, "Analysis of a tunable Pr³⁺-doped fluoride fibre ring laser," *Pure Applied Optics*, Vol. 7, pp61-69, 1998.
- [30] : A. Cucinotta, S. Selleri, L. Vincetti et M. Zoboli, "Numerical and experimental analysis of erbium-doped fiber linear cavity lasers," *Optics Communications*, Vol. 156, pp264-270, 1998.
- [31] : S. Selvakennedy, M.A. Mahdi, M.K. Abdhullah, P. Poopalan et H. Ahmad, "Design optimisation of erbium-doped fibre ring laser through numerical simulation," *Optics Communications*, Vol. 170, pp247-253, 1999.

CHAPITRE III

LA SOURCE IMPULSIONNELLE ACCORDABLE

La découverte des amplificateurs à fibre dopée, composants décrits au chapitre précédent, s'accompagne de profonds bouleversements dans les télécommunications par fibres optiques. En particulier, cette amplification tout optique permet d'envisager de nouveaux types de réseaux dont l'organisation repose sur le multiplexage en longueur d'onde. Parmi les architectures proposées, le routage en longueur d'onde a la faveur des opérateurs pour son adaptabilité à grande échelle et la flexibilité qu'il apporte. Néanmoins, pour assurer le déploiement de cette technique, la disponibilité de lasers accordables sur une grande plage de longueur d'onde se fait sentir. La possibilité de changer rapidement de longueur d'onde ainsi que de générer des impulsions sont alors autant de caractéristiques attractives pour la mise en place des systèmes dont l'interconnexion peut être modifiée par commutation en longueur d'onde des émetteurs/récepteurs.

Dans ce contexte, on se propose, ici, d'étudier la faisabilité d'un laser à fibre impulsif et rapidement accordable sur une grande gamme de longueurs d'onde. Le développement de cette source s'inscrit en fait dans la continuité du chapitre précédent. En effet, partant du laser composé d'un amplificateur à fibre dopée erbium rebouclé sur lui-même grâce un coupleur, nous démontrons les nouvelles fonctionnalités d'accord en longueur d'onde et de production d'impulsions, en ajoutant successivement un filtre, constitué de deux interféromètres de Mach-Zehnder mis en cascade dont la transmission peut être modifiée électriquement, et un modulateur d'intensité.

Ce chapitre commence par la présentation des principes mis en œuvre tandis que les trois parties suivantes rendent compte de réalisation pratique. Cette première se concentre tout d'abord sur la description, l'explication du fonctionnement et la caractérisation du filtre que nous utilisons. Nous étudions ensuite l'accordabilité du laser c'est-à-dire sa réponse lorsque la transmission du filtre varie. Finalement, on force le laser à émettre des impulsions faisant varier les pertes dans la cavité. La conclusion sert de synthèse des résultats et fournit l'occasion de proposer quelques améliorations.

1 Description de la source

Cette partie vise à expliquer l'ensemble des concepts utilisés dans la source développée. Après avoir donné un schéma de la configuration laser utilisée, nous décrivons successivement les deux fonctionnalités à l'étude : l'accordabilité en longueur d'onde et la génération d'impulsions.

1.1 Architecture laser

Le laser impulsif accordable en longueur d'onde envisagé présente une architecture qui peut se résumer à celle de la figure 1.

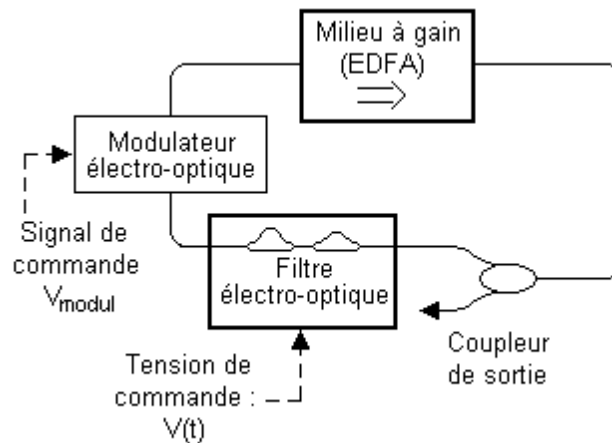


Figure 1 : Architecture simplifiée du laser impulsif accordable en longueur d'onde.

Dans ce laser, le filtre est un composant intégré sur niobate de lithium dont le fonctionnement est basé sur celui d'un filtre de Lyot. Sa constitution comporte deux interféromètres de Mach-Zehnder déséquilibrés, de retard respectif ΔL_1 et $2\Delta L_1$, placés en cascade. Le spectre de transmission de cet ensemble est contrôlé en tension par l'effet électro-optique. L'application de différentes tensions continues permet alors d'engendrer l'accord en longueur d'onde de l'émission du laser et est décrit dans ce chapitre. Si la commande est un signal de modulation, plusieurs comportements dont l'émission multi-longueurs d'onde impulsions sont observables. Cette étude fait l'objet du chapitre IV..

Quant au modulateur, il s'agit, au choix, d'un modulateur d'intensité ou de phase, réalisé en optique intégrée sur niobate de lithium et fibré. Quel que soit le modulateur retenu, son insertion n'intervient que dans le cadre de la réalisation du laser accordable en longueur d'onde et vise à rendre impulsif cette source.

1.2 L'accordabilité du laser

La caractéristique majeure recherchée des émetteurs est une grande accordabilité en longueur d'onde. Cet impératif fait que nous commençons nos explications du fonctionnement du laser en indiquant la méthode que nous employons pour accorder la longueur d'onde émise par la source.

Comme révélé au paragraphe précédent, la technique d'accordabilité repose sur le déplacement du maximum de transmission du filtre placé à l'intérieur de la cavité.

En fait, pour tout laser, on définit communément le gain net à la longueur d'onde λ , $G_{\text{net}}(\lambda)$, comme le gain rencontré lorsqu'un signal de longueur d'onde λ effectue un tour de la cavité. Dans la cavité en anneau représentée en figure 1, si l'on omet le modulateur, le gain net vaut :

$$G_{\text{net}}(\lambda) = (1 - \kappa)G(\lambda)T(\lambda, V) \quad (\text{III.1})$$

Dans cette expression, $G(\lambda)$ symbolise le gain fourni par l'amplificateur, $T(\lambda, V)$ est le coefficient de transmission du filtre à la longueur d'onde λ pour la tension de commande V et κ est le coefficient de couplage de sortie.

Un gain net supérieur à un permet d'avoir une action laser. Néanmoins, l'émission laser la plus puissante correspond au mode dont la longueur d'onde possède le gain net maximal. Sachant que l'amplificateur fait 20m de long, l'espacement intermodal du laser est inférieur à 10MHz (cf. I.3.1.), on approxime alors la longueur d'onde d'émission du laser par celle présentant le maximum du gain net.

Si l'on suppose que le gain de l'amplificateur est fixe (indépendant des puissances d'entrée), et si le filtre présente un seul pic de transmission sur la gamme d'amplification et est suffisamment sélectif, le maximum du gain net est alors contrôlé par le maximum de transmission du filtre. Ainsi, tout changement de la position spectrale du maximum de transmission du filtre produit une modification de la longueur d'onde d'émission du laser. Ce fonctionnement constitue le fondement de l'accordabilité exploitée dans le laser que nous développons. Le filtre que nous utilisons est en fait composé d'interféromètres de Mach-Zehnder dissymétriques et est fabriqué en optique intégrée sur niobate de lithium. La longueur d'onde du pic de transmission maximale est alors contrôlée par des tensions. Le paragraphe III.2. fournit une étude détaillée des concepts et de la réalisation du filtre.

Vu l'espacement intermodal, même si l'accordabilité mise en jeu est de type sauts de modes, on parle d'accordabilité continue dès lors que l'émission laser peut exciter consécutivement chacun des modes inclus dans la plage d'accordabilité. Cet abus de langage se justifie d'autant plus facilement en remarquant que le balayage en longueur d'onde de l'espace intermodal est aisément obtenu en appliquant une contrainte (thermique ou mécanique) sur une partie de la fibre constituant la cavité.

1.3 Génération d'impulsions

Sachant comment nous comptons obtenir l'accordabilité du laser, nous nous intéressons maintenant à la seconde fonctionnalité de la source à l'étude : la génération d'impulsions. Elle repose sur l'introduction d'une modulation intra-cavité. Selon la fréquence sollicitée, deux régimes de fonctionnement sont possibles : le mode déclenché ou la synchronisation de modes.

La première technique que nous envisageons pour générer des impulsions est de faire fonctionner le laser en mode déclenché. Dans ce cas, le modulateur utilisé est un modulateur d'intensité. La modulation faible fréquence conduit à une modification des pertes intra-cavité qui fait réagir dynamiquement le milieu à gain et conduit à la création d'impulsions. Les détails théoriques ainsi que la mise en pratique de cette technique font l'objet du paragraphe III.4.1..

Néanmoins, comme la variation dynamique du gain d'un amplificateur à fibre dopée survient à des fréquences de l'ordre de quelques dizaines de kilohertz (cf. II.3.2.2.), les cadences de répétition atteintes risquent d'être relativement faibles. Or, les systèmes de télécommunications cherchant toujours à transmettre à des débits plus élevés, lever cette restriction apparaît désirable. C'est pourquoi nous envisageons aussi d'utiliser le fonctionnement en modes synchronisés afin de dépasser cette limite.

Cette dernière technique repose aussi sur l'introduction d'une modulation intra-cavité. Cette fois, le modulateur utilisé est un modulateur de phase. L'excitation de modulateur vise, en fait, à contraindre les différents modes de la cavité à relâcher leur puissance simultanément. Au paragraphe III.4.2., nous indiquons les conditions pour y parvenir ainsi que certaines caractéristiques des impulsions produites.

2 Le filtre électro-optique

Dans le cadre de l'accordabilité en longueur du laser, nous venons d'indiquer que nous nous intéressons à une accordabilité par sauts de modes imposée par un filtre sélectif dont le maximum de transmission se trouve à une longueur d'onde contrôlée par une tension.

Sachant que le comportement du laser dépend des caractéristiques de tous les composants introduits dans la cavité, une connaissance approfondie du filtre apparaît indispensable. Cette

partie rend compte de la conception de ce composant, donne quelques notions sur sa fabrication et détaille les caractéristiques régissant son fonctionnement.

2.1 Conception

La méthode d'accordabilité retenue et l'application potentielle dans les systèmes de télécommunications font que nous cherchons à obtenir un filtre sélectif et accordable rapidement sur une grande plage de longueurs d'onde.

Les filtres de Fabry-Pérot vérifient les critères de grande accordabilité et de sélectivité (en jouant sur les réflectivités des miroirs) mais, du fait de l'utilisation de l'effet piézo-électrique, leur durée d'accord est au mieux de quelques dizaines de microsecondes.

L'objectif de ce paragraphe est de décrire le filtre en niobate de lithium inclus dans le laser. Sa structure, basée sur une cascade d'interféromètres de Mach-Zehnder déséquilibrés, présente des caractéristiques similaires à celles des filtres Fabry-Pérot en matière de plage d'accordabilité et de sélectivité. Toutefois, son accordabilité par effet électro-optique possède l'avantage d'offrir de meilleures performances de vitesse d'accord. Nous commençons cette présentation en introduisant l'élément de base de ces filtres : l'interféromètre de Mach-Zehnder dissymétrique. Nous indiquons ensuite comment l'utilisation d'un effet de filtrage de Lyot permet d'affiner la sélectivité du filtre obtenu. Enfin, nous décrivons la méthode employée pour accorder le filtre en longueur d'onde.

2.1.1 L'interféromètre de Mach-Zehnder dissymétrique

L'élément clef du filtre auquel nous nous intéressons est un interféromètre de Mach-Zehnder dissymétrique. Comme représenté en figure 2, ce composant est constitué de deux jonctions Y reliées entre elles par un bras rectiligne, de longueur L_r et par un bras courbe de longueur, L_c . Ainsi, pour toute onde incidente, deux ondes retardées l'une par rapport à l'autre sortent de cet interféromètre.

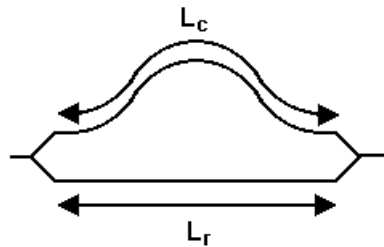


Figure 2 : Interféromètre de Mach-Zehnder.

Si l'on note le champ électrique entrant dans le composant, $E_{in}(t)$, le champ en sortie du composant, $E_{MZ}(t)$, vaut :

$$E_{MZ}(t) = \frac{1}{2} \left[E_{in} \left(t - \frac{L_r}{C} \right) + E_{in} \left(t - \frac{L_c}{C} \right) \right]. \quad (III.2)$$

Au niveau de la représentation spectrale du champ électrique, elle est donnée par la transformée de Fourier de l'expression ci-dessus et s'écrit alors :

$$E_{MZ}(v) = \frac{1}{2} \left[E_{in}(v) \left(\exp \left(\frac{-j2\pi v L_r}{C} \right) + \exp \left(\frac{-j2\pi v L_c}{C} \right) \right) \right]. \quad (III.3)$$

Après arrangement, on a :

$$E_{MZ}(v) = \frac{1}{2} \exp \left(\frac{-j2\pi v L_r}{C} \right) \left[\left(1 + \exp \left(\frac{-j2\pi v \Delta L}{C} \right) \right) E_{in} \right] \quad (III.4)$$

$$\text{où} \quad \Delta L = L_c - L_r . \quad (\text{III.5})$$

Le composant n'étant pas idéal, on rend compte des pertes de propagation et de couplage entre les guides et les fibres d'entrée de sortie en introduisant le coefficient d'atténuation moyen α_{dB} . L'expression de la représentation spectrale du champ électrique en sortie du composant, E_{out} , devient alors:

$$E_{\text{out}}(\nu) = \exp\left(\frac{-\alpha_{\text{dB}} \ln(10)}{20}\right) E_{\text{MZ}}(\nu). \quad (\text{III.6})$$

Dans le cas où le signal de sortie du filtre est directement dirigé vers un détecteur, le spectre d'intensité du signal reçu suit la relation :

$$\begin{aligned} I_{\text{out}}(\nu) &= E_{\text{out}}^*(\nu) \cdot E_{\text{out}}(\nu) \\ &= I_{\text{in}}(\nu) \exp\left(\frac{-\alpha_{\text{dB}} \ln(10)}{10}\right) \cos^2\left(\frac{\pi \nu \Delta L}{C}\right) \\ &= \frac{I_{\text{in}}(\nu)}{2} \exp\left(\frac{-\alpha_{\text{dB}} \ln(10)}{10}\right) \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi \nu \Delta L}{C}\right)\right) \end{aligned} \quad (\text{III.7})$$

En optique il est plus courant de travailler avec les longueurs d'onde qu'avec les fréquences, aussi on opère le changement de variables $\lambda=C/\nu$ et on obtient :

$$I_{\text{out}}(\lambda) = \frac{I_{\text{in}}(\lambda)}{2} \exp\left(\frac{-\alpha_{\text{dB}} \ln(10)}{10}\right) \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi \Delta L}{\lambda}\right)\right). \quad (\text{III.8})$$

La fonction de transfert en longueur d'onde du filtre $I_{\text{out}}(\lambda)/I_{\text{in}}(\lambda)$, aussi appelée transmission, présente une série de lobes, raison pour laquelle on dit que le spectre est cannelé. Deux exemples typiques ($\Delta L=100 \mu\text{m}$ et $\Delta L=56,6 \mu\text{m}$) de tels spectres de transmission se trouvent en figure 3.

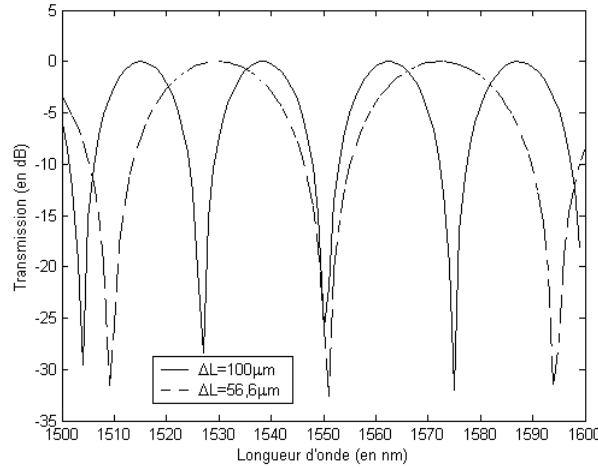


Figure 3 : Transmission d'un interféromètre de Mach-Zehnder.

On observe alors que les longueurs d'onde des maxima suivent la loi suivante :

$$\lambda_k = \frac{\Delta L}{k}. \quad (\text{III.9})$$

On appelle intervalle spectral libre, ISL, la pseudo-période de la courbe de transmission de cet interféromètre. Sa valeur peut être approximée, dans la région spectrale proche de λ_0 , par :

$$\text{ISL} \approx \frac{\lambda_0^2}{\Delta L}. \quad (\text{III.10})$$

La bande passante du filtre ($\Delta\lambda_{-3\text{dB}}$), $\Delta\lambda_{-3\text{dB}}$, est alors :

$$\Delta\lambda_{-3\text{dB}} \approx \frac{\text{ISL}}{2}. \quad (\text{III.11})$$

2.1.2 Filtre de Lyot

En utilisant un interféromètre de Mach-Zehnder, il est possible d'obtenir un filtre possédant un grand intervalle spectral libre, soit potentiellement une grande plage d'accordabilité. Malheureusement, le choix de l'ISL de ce filtre fixe sa bande passante. Pour contrer cette rigidité, nous appliquons la technique de filtrage de Lyot qui consiste à élaborer un filtre de même ISL mais de meilleure sélectivité en cascadeant N_{MZ} interféromètres.

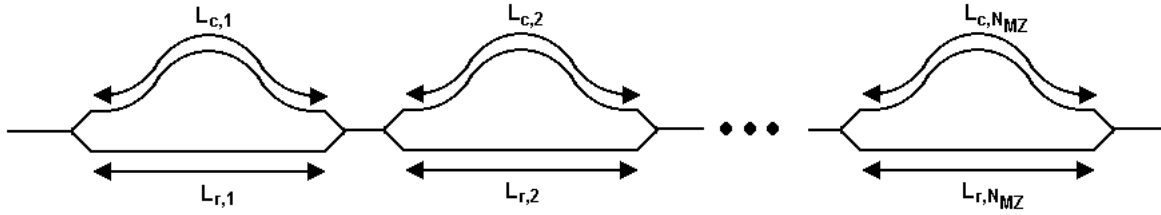


Figure 4 : Architecture d'un filtre de Lyot constitué d'interféromètres de Mach-Zehnder déséquilibrés.

Si l'on suit le même raisonnement que précédemment, on démontre que le champ électrique, E_T , en sortie d'un composant comportant deux interféromètres, est donné par :

$$E_T(t) = \frac{1}{4} \left[E_{\text{in}} \left(t - \frac{L_{r,1} + L_{r,2}}{C} \right) + E_{\text{in}} \left(t - \frac{L_{r,1} + L_{c,2}}{C} \right) \right] + \frac{1}{4} \left[E_{\text{in}} \left(t - \frac{L_{c,1} + L_{r,2}}{C} \right) + E_{\text{in}} \left(t - \frac{L_{c,1} + L_{c,2}}{C} \right) \right] \quad (\text{III.12})$$

où $L_{r,n}$ (respectivement $L_{c,n}$) représentent les longueurs des bras rectilignes (resp. courbes) de l'interféromètre n .

Lorsque toutes les longueurs optiques sont constantes, la représentation spectrale du champ électrique transféré incluant les pertes suit la loi :

$$E_T(\nu) = \frac{1}{2^2} \exp\left(\frac{-j2\pi\nu L_T}{C}\right) \exp\left(\frac{-\alpha_{\text{dB}} \ln(10)}{20}\right) \left[\prod_{n=1}^2 \left(1 + \exp\left(\frac{-j2\pi\nu \Delta L_n}{C}\right) \right) \right] E_{\text{in}} \quad (\text{III.13})$$

$$\Delta L_n = L_{c,n} - L_{r,n}$$

où

$$L_T = \sum_{n=1}^2 L_{r,n} \quad (\text{III.14})$$

Par récurrence, on peut vérifier que la formule suivante est adaptée au cas de N_{MZ} interféromètres cascadeés :

$$E_T(\nu) = \frac{1}{2^{N_{\text{MZ}}}} \exp\left(\frac{-j2\pi\nu L_T}{C}\right) \exp\left(\frac{-\alpha_{\text{dB}} \ln(10)}{20}\right) \prod_{n=1}^{N_{\text{MZ}}} \left(1 + \exp\left(\frac{-j2\pi\nu \Delta L_n}{C}\right) \right) E_{\text{in}}. \quad (\text{III.15})$$

Enfin, une détection directe après le filtre mène à l'enregistrement du signal, $I_{\text{out}}(\lambda)$, dont l'expression en fonction de l'intensité d'entrée, $I_{\text{in}}(\lambda)$, est :

$$I_{\text{out}}(\lambda) = \frac{I_{\text{in}}(\lambda)}{2^{N_{\text{MZ}}}} \exp\left(\frac{-\alpha_{\text{dB}} \ln(10)}{10}\right) \prod_{n=1}^{N_{\text{MZ}}} \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi \Delta L_n}{\lambda}\right) \right). \quad (\text{III.16})$$

On constate alors que, pour obtenir un filtre d'intervalle spectral libre $ISL_T = ISL_1$ mais de sélectivité améliorée, il suffit de choisir les retards pour $n > 1$ tels que :

$$\Delta L_n = \xi_n \Delta L_{n-1} \quad (\text{III.17})$$

où ξ_n est une suite d'entiers naturels strictement positifs.

Dans ce cas, la bande passante de ce filtre, $\Delta\lambda_{3dB,T}$, correspond approximativement à la bande passante du dernier filtre ajouté soit:

$$\Delta\lambda_{3dB,T} \approx \Delta\lambda_{3dB,NMZ} \approx \frac{ISL_T}{2 \prod_{n=2}^{N_{MZ}} \xi_n}. \quad (\text{III.18})$$

L'amélioration de la sélectivité pour un filtre comportant de un à cinq interféromètres ($\Delta L_1 = 100 \mu\text{m}$, $\xi_i = 2$ pour tous les i) est illustrée en figure 5(a). Pour maintenir le meilleur taux de suppression possible, la configuration de Lyot retient la condition $\xi_i = 2$ pour tous les i . La figure 5(b) rend compte de ce phénomène pour un composant à deux interféromètres ($\Delta L_1 = 100 \mu\text{m}$).

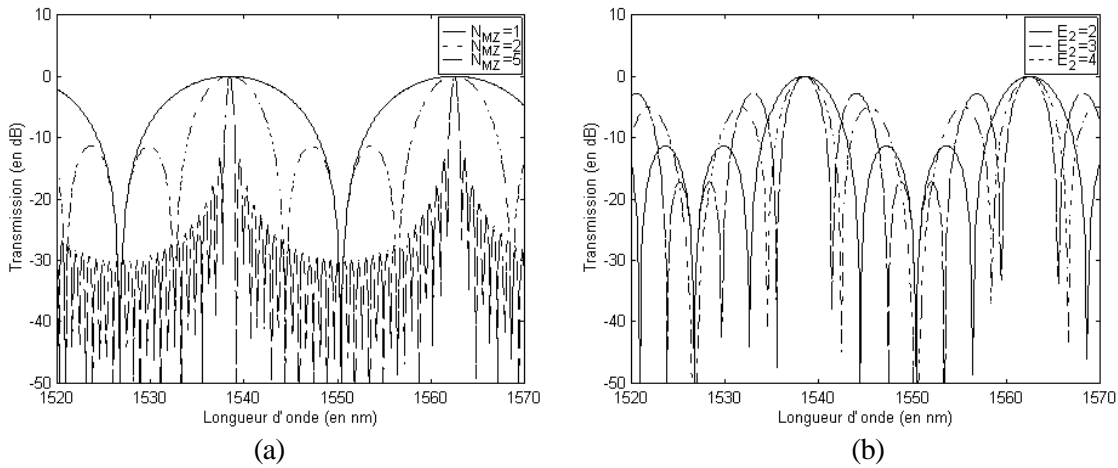


Figure 5 : Transmission d'un filtre comportant plusieurs interféromètres de Mach-Zehnder cascades :
 (a) effet de la cascade sur la bande passante ($\xi_i = 2$ $i = 1, 2, \dots, 5$),
 (b) choix de la séquence des retards (ξ_i).

2.1.3 Accordabilité

A ce niveau, nous disposons d'une architecture de filtre possédant un grand ISL et dont nous maîtrisons la sélectivité mais dont la transmission est fixe.

Tout comme dans les filtres de Fabry-Pérot, le principe de fonctionnement de la structure envisagée repose sur un phénomène d'interférences. En cela, la position exacte du spectre de transmission dépend fortement de la différence de chemin optique entre les jonctions Y alors que les autres paramètres restent quasiment identiques. En effet, supposons que nous imposons un faible changement de la longueur optique, δ_n , à chacun des chemins optiques dits "statiques", $\Delta L_n(0)$:

$$\Delta L_n = \Delta L_n(0) + \delta_n. \quad (\text{III.19})$$

Afin de déplacer le spectre de transmission du composant sans déformation, l'équation (III.17) s'applique et on trouve que les relations suivantes doivent être vérifiées :

$$\begin{aligned}\Delta L_n(0) &= \xi_n \Delta L_{n-1}(0) \\ \delta_n &= \xi_n \delta_{n-1}\end{aligned}\quad (\text{III.20})$$

Par ailleurs, sachant que les variations de longueur optique sont négligeables devant les différences de chemin optique statique ($\delta_n \ll \Delta L_n(0)$), le calcul de l'ISL et de la bande passante nous donne :

$$\text{ISL} \approx \frac{\lambda_0^2}{\Delta L_1(0) + \delta_1} \approx \frac{\lambda_0^2}{\Delta L_1(0)} \quad (\text{III.21})$$

et

$$\Delta\lambda_{3\text{dB,T}} \approx \frac{\lambda_0^2}{2(\Delta L_1(0) + \delta_1) \prod_{n=2}^{N_{\text{MZ}}} \xi_n} \approx \frac{\lambda_0^2}{2\Delta L_1(0) \prod_{n=2}^{N_{\text{MZ}}} \xi_n} \quad (\text{III.22})$$

c'est-à-dire que l'ISL et la bande passante restent inchangés.

Par contre, les longueurs d'onde des maxima du filtre qui correspondent aux longueurs d'onde des maxima du premier interféromètre suivent la loi :

$$\lambda_k = \frac{\Delta L_1}{k} = \frac{\Delta L_1(0) + \delta_1}{k}. \quad (\text{III.23})$$

L'ensemble du spectre de transmission peut se décaler linéairement avec le changement de chemin optique. On nomme ce déplacement accordabilité du filtre. De plus, sachant que le spectre de transmission se répète tous les ISL_1 , on constate que l'accordabilité du filtre est limitée à cet intervalle.

Nous terminons ce paragraphe par l'étude d'une particularité. Dans le cas où le composant ne comporte qu'un seul étage, pour chaque signal monomode, de longueur d'onde λ_{mono} , il existe un couple de retards optiques δ_1 et $\delta_1 + \lambda_{\text{mono}}/2$ qui fait passer la transmission du filtre à λ_{mono} de l'état passant à l'état bloqué. Cette constatation, illustrée en figure 6, nous sera fort utile pour la caractérisation du filtre. Elle constitue aussi le fondement du fonctionnement des modulateurs d'intensité (interféromètres de Mach-Zehnder équilibrés ($\Delta L(0) \approx 0$)).

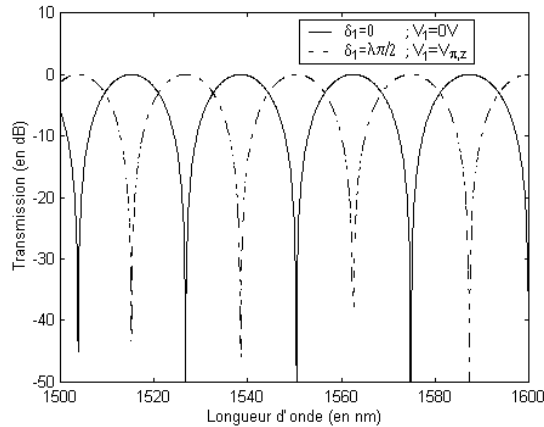


Figure 6 : Accordabilité d'un interféromètre de Mach-Zehnder ($\Delta L_1(0) = 100 \text{ nm}$).

2.2 Réalisation pratique

L'objet des paragraphes suivants est de décrire la réalisation d'un filtre de ce type en optique intégrée sur un substrat de niobate de lithium (LiNbO_3).

Ce choix technologique et, en particulier, la coupe du cristal apporte quelques modifications à la théorie que nous regroupons ci-dessous. De plus, nous fournissons quelques détails supplémentaires sur le principe d'accordabilité exploité ainsi que sur la fabrication du composant.

2.2.1 Fonction de transfert en régime continu

En matière de réalisation, nous retenons (voir figure 7) une architecture comportant deux interféromètres de Mach-Zehnder dissymétriques placés en cascade et intégrés sur un substrat de niobate de lithium (LiNbO_3) de coupe Z et de propagation Y.

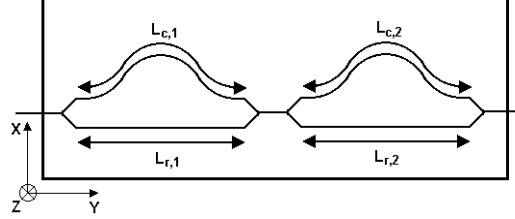


Figure 7 : Architecture à deux étages du filtre élaboré.

Le cristal de niobate de lithium est biréfringent. Dans le cas d'une propagation selon l'axe Y, l'onde polarisée selon l'axe X voit l'indice de réfraction ordinaire tandis que celle polarisée suivant l'axe Z voit l'indice extraordinaire. De plus, la réalisation des guides monomodes par diffusion de titane vient renforcer cette assymétrie entre les axes X et Z du fait que l'incorporation des ions titane dans la matrice cristalline n'est pas identique selon les axes X et Z.

Nous adoptons donc le formalisme de Jones pour analyser le comportement du filtre [2]. Le champ électrique entrant dans le composant est alors donné par :

$$\vec{E}_{in}(t) = \begin{bmatrix} E_{in,x}(t) \\ E_{in,z}(t) \end{bmatrix}. \quad (\text{III.24})$$

Remarquant que, suivant chacun des axes de polarisation, notre composant se comporte comme ceux décrits plus haut, l'expression du champ électrique découle de l'équation (III.12) et vaut :

$$\vec{E}_T(t) = \frac{1}{4} \begin{bmatrix} E_{in,x} \left(t - \frac{L_{rx,1} + L_{rx,2}}{C} \right) + E_{in,x} \left(t - \frac{L_{rx,1} + L_{cx,2}}{C} \right) \\ E_{in,z} \left(t - \frac{L_{rz,1} + L_{rz,2}}{C} \right) + E_{in,z} \left(t - \frac{L_{rz,1} + L_{cz,2}}{C} \right) \end{bmatrix} + \frac{1}{4} \begin{bmatrix} E_{in,x} \left(t - \frac{L_{cx,1} + L_{rx,2}}{C} \right) + E_{in,x} \left(t - \frac{L_{cx,1} + L_{cx,2}}{C} \right) \\ E_{in,z} \left(t - \frac{L_{cz,1} + L_{rz,2}}{C} \right) + E_{in,z} \left(t - \frac{L_{cz,1} + L_{cz,2}}{C} \right) \end{bmatrix} \quad (\text{III.25})$$

Les distances $L_{r,x,n}$, $L_{r,z,n}$, $L_{c,x,n}$ et $L_{c,z,n}$ correspondent aux longueurs optiques parcourues dans les bras rectilignes et courbes de l'interféromètre n, pour les polarisations orientées selon chacun des axes du substrat (X ou Z : direction respective du mode TE ou TM des guides du filtre). Lorsque les longueurs optiques sont constantes et les pertes prises en compte (coefficient de pertes moyen $\alpha_{x,\text{dB}}$ et $\alpha_{z,\text{dB}}$ selon l'axe X et Z respectivement), la représentation spectrale du champ suit la loi (III.26) :

$$\vec{E}_T(\nu) = \frac{1}{2^2} \exp\left(\frac{-j2\pi\nu L_{T,z}}{C}\right) \left[\begin{array}{l} \exp\left(\frac{j2\pi\nu\Delta L_{z|x,T}}{C}\right) \exp\left(\frac{-\alpha_{dB,x} \ln(10)}{20}\right) \prod_{n=1}^2 \left(1 + \exp\left(\frac{-j2\pi\nu\Delta L_{x,n}}{C}\right)\right) E_{in,x} \\ \exp\left(\frac{-\alpha_{dB,z} \ln(10)}{20}\right) \prod_{n=1}^2 \left(1 + \exp\left(\frac{-j2\pi\nu\Delta L_{z,n}}{C}\right)\right) E_{in,z} \end{array} \right]$$

avec

$$\begin{aligned} \Delta L_{x,n} &= L_{cx,n} - L_{rx,n} \\ \Delta L_{z,n} &= L_{cz,n} - L_{rz,n} \\ \Delta L_{z|x,T} &= L_{rz,T} - L_{rx,T} \end{aligned} \quad (III.27)$$

Dans (III.27), $\Delta L_{z|x,T}$ symbolise la différence de marche totale accumulée entre deux axes et $L_{T,z}$ la longueur totale optique parcourue par l'onde de polarisation parallèle à l'axe Z.

Le spectre d'intensité du signal reçu par détection directe en sortie du composant est alors :

$$\begin{aligned} I_{out}(\nu) &= \vec{E}_{out}^*(\nu) \cdot \vec{E}_{out}(\nu) \\ &= I_{in,x}(\nu) \exp\left(\frac{-\alpha_{x,dB} \ln(10)}{10}\right) \prod_{n=1}^2 \cos^2\left(\frac{\pi\nu\Delta L_{x,n}}{C}\right) \\ &\quad + I_{in,z}(\nu) \exp\left(\frac{-\alpha_{z,dB} \ln(10)}{10}\right) \prod_{n=1}^2 \cos^2\left(\frac{\pi\nu\Delta L_{z,n}}{C}\right) \\ &= \frac{I_{in,x}(\nu)}{4} \exp\left(\frac{-\alpha_{x,dB} \ln(10)}{10}\right) \prod_{n=1}^2 \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi\nu\Delta L_{x,n}}{C}\right)\right) \\ &\quad + \frac{I_{in,z}(\nu)}{4} \exp\left(\frac{-\alpha_{z,dB} \ln(10)}{10}\right) \prod_{n=1}^2 \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi\nu\Delta L_{z,n}}{C}\right)\right) \end{aligned} \quad (III.28)$$

où $I_{in,x}(\nu)$ et $I_{in,z}(\nu)$ sont les spectres d'intensité du signal incident suivant les axes du substrat.

Néanmoins, le fonctionnement le plus fréquent du filtre utilise un polariseur en amont afin de sélectionner le comportement selon un seul des axes cristallins. Ce type d'arrangement expérimental simplifie l'analyse et permet de retrouver les résultats et caractéristiques décrits au paragraphe III.2.1..

2.2.2 Effet électro-optique

Nous venons d'exposer le comportement du filtre en position fixe en tenant compte des propriétés et des considérations pratiques de fabrication. Nous nous intéressons maintenant à la méthode employée pour obtenir l'accordabilité. En fait, il faut savoir qu'en plus d'être biréfringent, le niobate de lithium possède aussi la propriété d'avoir un indice de réfraction qui peut être modifié par l'application d'un champ électrique via effet électro-optique linéaire, ou effet Pockels.

Pour pouvoir exploiter cet effet, des électrodes sont déposées comme représenté en figure 8 pour créer un champ électrique selon l'axe Z. On remarque qu'une configuration dite *push-pull* est adoptée pour réduire les tensions de commande.

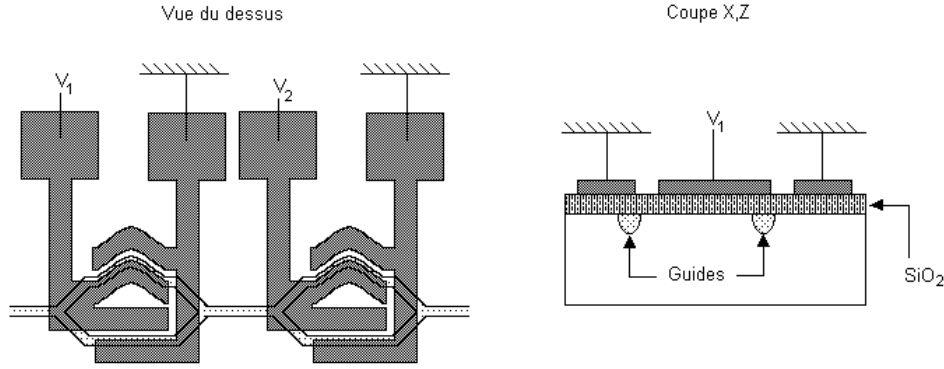


Figure 8 : Position des électrodes sur le composant.

L'application d'une tension V_1 entre les électrodes du premier interféromètre ne change pas l'orientation des axes de l'ellipsoïde d'indices mais modifie légèrement l'indice de réfraction [3]. Le résultat global de cette variation est la fluctuation des différences de marche optique $\Delta L_{x,1}$ et $\Delta L_{z,1}$ suivant la loi:

$$\Delta L_{x,1}(V_1) = \Delta L_{x,1}(0) + \frac{V_1 \cdot C}{2 \Gamma_{\delta,x,1}} \quad \Delta L_{z,1}(V_1) = \Delta L_{z,1}(0) + \frac{V_1 \cdot C}{2 \Gamma_{\delta,z,1}} \quad (\text{III.29})$$

Les tensions $V_{\pi,x,1}$ et $V_{\pi,z,1}$ sont les tensions demi-onde pour les polarisations alignées avec les axes X et Z respectivement (pour le premier interféromètre). La dénomination de ces tensions vient du fait que la longueur optique ajoutée par l'effet Pockels est d'une demi-longueur d'onde (cf. paragraphe III.2.1.3.). En fait, cette variation de longueur provoque un changement de la phase à la fréquence ν de π et constitue donc l'origine des modulateurs de phase. Le même phénomène est mis en place pour modifier la transmission du second interféromètre (et les équations (III.29) s'appliquent).

Par ailleurs, la théorie de l'effet électro-optique linéaire nous indique que [3]:

$$\frac{V_{\pi,x}}{V_{\pi,z}} = \frac{r_{33}\Gamma_z}{r_{13}\Gamma_x} \quad (\text{III.30})$$

où Γ_x et Γ_z sont les coefficients de recouvrement entre le champ électrique induit par les électrodes et le champ optique polarisé suivant l'axe X ou Z respectivement. Les coefficients $r_{13}=8,6$ pm/V et $r_{33}=30,8$ pm/V sont les éléments du tenseur électro-optique mis en jeu. Si l'on suppose que les coefficients de recouvrement sont identiques, on remarque que la tension demi-onde selon l'axe X est environ 3,6 fois plus importante que celle selon l'axe Z. Cette constatation nous permet, entre autre, de différencier les deux axes dans l'utilisation pratique du filtre et suggère d'utiliser le composant selon l'axe Z pour obtenir de faibles tensions de commande.

Dans le cas particulier où le signal entrant est polarisé selon l'axe Z, on obtient par détection directe après le filtre :

$$I_{\text{out},z}(\lambda) = \frac{I_{\text{in},z}(\lambda)}{2^{N_{MZ}}} \exp\left(\frac{-\alpha_{z,\text{dB}} \ln(10)}{10}\right) \prod_{n=1}^{N_{MZ}} \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi\Delta L_{z,n}(0)}{\lambda} + \frac{\pi V_n}{V_{\pi,z}}\right)\right) \quad (\text{III.31})$$

Le déplacement sans déformation du filtre n'est alors possible que si les conditions suivantes sont vérifiées :

$$\Delta L_{z,n}(0) = \xi_n \Delta L_{z,n-1}(0) \quad (\text{III.32})$$

$$\frac{V_n}{V_{\pi,z,n}} = \frac{\xi_n V_{n-1}}{V_{\pi,z,n-1}} \quad (\text{III.33})$$

où ξ_n est une suite d'entiers naturels strictement positifs.

Lorsque les équations (III.32) et (III.33) sont valides, la longueur d'onde du maximum du lobe d'ordre k , λ_k , est liée aux tensions appliquées via l'équation :

$$\lambda_k = \frac{2\Delta L_{z,1}(0)V_{\pi,z,1}}{2kV_{\pi,z,1} - V_1}. \quad (\text{III.34})$$

Pour un ordre k élevé, cette expression peut être approximée par la relation linéaire suivante :

$$\lambda_k = \frac{\Delta L_{z,1}(0)}{k} \left(1 + \frac{V_1}{2kV_{\pi,z,1}} \right). \quad (\text{III.35})$$

On observe que lorsque la tension V_1 varie entre 0 et $2V_{\pi,z,1}$ (où tout autre intervalle de tension de $2V_{\pi,z,1}$ (les autres tensions étant données par (III.33))), l'ensemble du spectre de transmission se déplace linéairement avec la tension, vers les grandes longueurs d'onde, sans déformation, sur un intervalle spectral égal à ISL (cf. équation (III.21)).

L'ensemble des résultats précédents peut être obtenu avec une polarisation alignée avec l'axe des X. Les notations adoptées permettent alors de distinguer les deux cas via l'indice z ou x .

2.2.3 Fabrication

Les implications de l'utilisation d'un substrat de niobate de lithium analysées, nous passons à la description de la fabrication du composant.

Pour la réalisation du filtre, nous effectuons les choix suivants :

- utilisation d'un cristal de coupe Z et propagation Y. Le composant est donc dépendant de la polarisation et est conçu pour fonctionner selon le mode TM afin de minimiser les tensions de commande.
- la structure est un filtre de Lyot comprenant deux interféromètres en cascade avec $\xi_2=2$ pour assurer le maximum de sélectivité (cf. figure 5).
- l'accordabilité maximale envisagée est de 23,4nm. Ceci sous-entend que $\Delta L_{z,1}(0)=100\ \mu\text{m}$ et $\Delta L_{z,1}(0)=200\ \mu\text{m}$ ($\xi_2=2$) (selon la polarisation TM).
- nous avons recours à la technologie du double dépôt de titane pour réduire les rayons de courbure mis en jeu et donc limiter la taille du composant (ici, 4,3cm).

La fabrication de ce composant par X. Rejeunier au laboratoire P.M. Duffieux ayant déjà été rapportée [1], nous ne faisons que résumer les éléments-clefs mis en jeu.

La structure guidante est réalisée à partir d'un double dépôt de titane. Dans les sections droites, l'épaisseur atteint 90 nm sur 7 μm de large tandis que, dans les courbures, une sur-épaisseur de 20nm est ajoutée et que la largeur vaut 8 μm . Ce dernier élargissement combiné au décalage vers l'extérieur et à la sur-épaisseur de titane permettent de limiter les pertes par courbure dans ces guides. Le guide d'onde est obtenu par diffusion à 1020°C.

Les électrodes en aluminium, dites capacitives et montées en configuration *push-pull* pour diminuer les tensions de commande, sont réalisées par procédé lithographique au dessus d'une couche de silice (SiO_2) de 250 nm d'épaisseur. Les deux jeux d'électrodes sont identiques pour les deux interféromètres et font 13 mm de long. Elles sont positionnées de façon à laisser un tiers du guide non couvert (cf. figure 9(a)) afin de maximiser le coefficient de recouvrement Γ_z .

La photographie présentée en figure 9(b) montre le composant une fois fibré (fibre monomode à 1,55 μm) et mis en boîtier (longueur réelle du boîtier environ 9 cm).

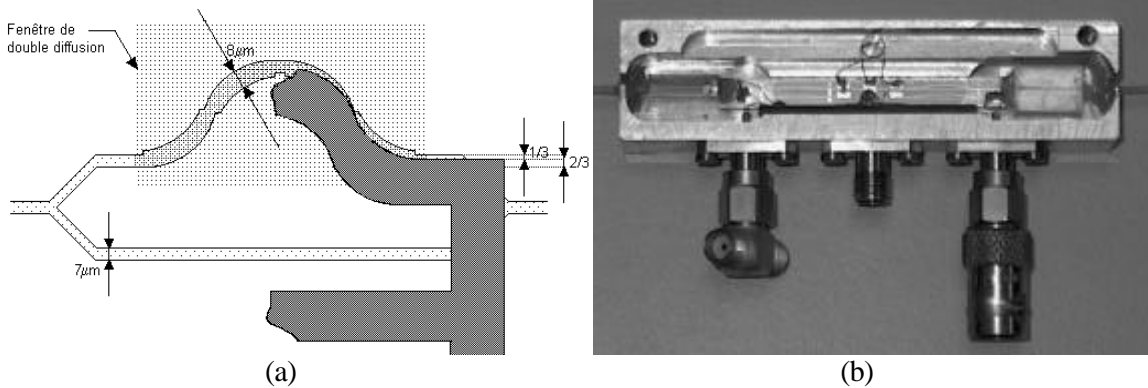


Figure 9 : Réalisation du filtre :(a) détails de fabrication, (b) photographie.

2.3 Caractérisation

La présentation théorique du filtre nous permet de dégager les caractéristiques de ce type de filtre tels que l'intervalle spectral libre, la bande passante, le taux de suppression des modes latéraux, les tensions demi-onde et de les relier aux paramètres physiques du composant.

Dans cette partie, nous quittons l'approche descriptive du filtre pour nous intéresser à la caractérisation du composant. Sachant qu'il comporte deux interféromètres cascades, nous allons chercher à retrouver les paramètres clés qui le caractérisent soient les tensions demi-onde, la bande passante des électrodes et les retards introduits entre les bras des interféromètres.

2.3.1 Caractérisation des électrodes

Pour commencer, nous allons nous préoccuper des performances électro-optiques des électrodes placées sur notre composant.

Nous avons vu au paragraphe III.2.1.3. que, pour un interféromètre de Mach-Zehnder, les tensions demi-onde correspondent aux tensions nécessaires pour faire passer la transmission d'un signal incident monomode d'un état passant à un état bloqué. Si le filtre comporte plusieurs interféromètres, cette propriété s'applique à chacun des éléments. En fait, si un signal monomode de longueur d'onde λ_{mono} est injecté dans le filtre et qu'on ne considère que l'interféromètre i (les tensions de tous les autres étant fixées), la puissance détectée en sortie du filtre dépend de la tension V appliquée aux électrodes de l'interféromètre i suivant la loi (III.36) (cf. expression (III.28)):

$$P_{\text{out}}(V) = P_{\text{in},x} A_{x,i} \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi \Delta L_{x,i}(0)}{\lambda_{\text{mono}}} + \frac{\pi V}{V_{\pi,x,i}} \right) \right) + P_{\text{in},z} A_{z,i} \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi \Delta L_{z,i}(0)}{\lambda_{\text{mono}}} + \frac{\pi V}{V_{\pi,z,i}} \right) \right)$$

où $A_{x,i}$ et $A_{z,i}$ sont les facteurs de transmission à la fréquence, λ_{mono} , dus à la présence des autres interféromètres (d'indice, $n \neq i$) et des différentes pertes.

La relation (III.28), donc a fortiori l'équation (III.36), sont établies dans le cas où les tensions sont fixes. Néanmoins, on peut considérer que cette formule du spectre optique reste valable si la tension varie dans le temps à une fréquence suffisamment lente ($f < 50$ GHz). Nous utilisons donc la modulation de la tension des interféromètres pour établir les différentes caractéristiques du filtre.

Au niveau pratique, la procédure d'évaluation des tensions demi-onde se divise en trois étapes :

- l'alignement de la polarisation de la diode laser avec les axes du composant grâce à un contrôleur de polarisation. Avant tout alignement, la variation de la puissance avec la tension d'un des interféromètres comporte deux composantes (car $V_{\pi,x} \neq V_{\pi,z}$) comme le suggère l'équation (III.36) et la figure 10(a) (haut). Lorsque la direction de la polarisation et celle d'un des axes correspondent, la courbe représentant la puissance en fonction de la tension doit avoir la forme d'une sinusoïde (voir équation (III.36) et figure 10(b)). En particulier la puissance pour chacun des maxima (des minima) doit être identique (voir la différence entre la figure 10(a) bas et le cas TM de la figure 10(b)). De plus, comme aucun transfert entre les polarisations n'est provoqué, cette opération peut être effectuée en n'utilisant qu'un seul des interféromètres.
- la deuxième étape est la recherche itérative (pour chaque interféromètre) de la tension qui maximise la transmission du signal afin d'obtenir une bonne détection. Il peut être nécessaire de réaliser cette étape partiellement avant la précédente pour pouvoir détecter le signal en sortie.
- enfin, on applique un signal de modulation aux électrodes de chaque interféromètre successivement pour obtenir les valeurs des tensions demi-onde.

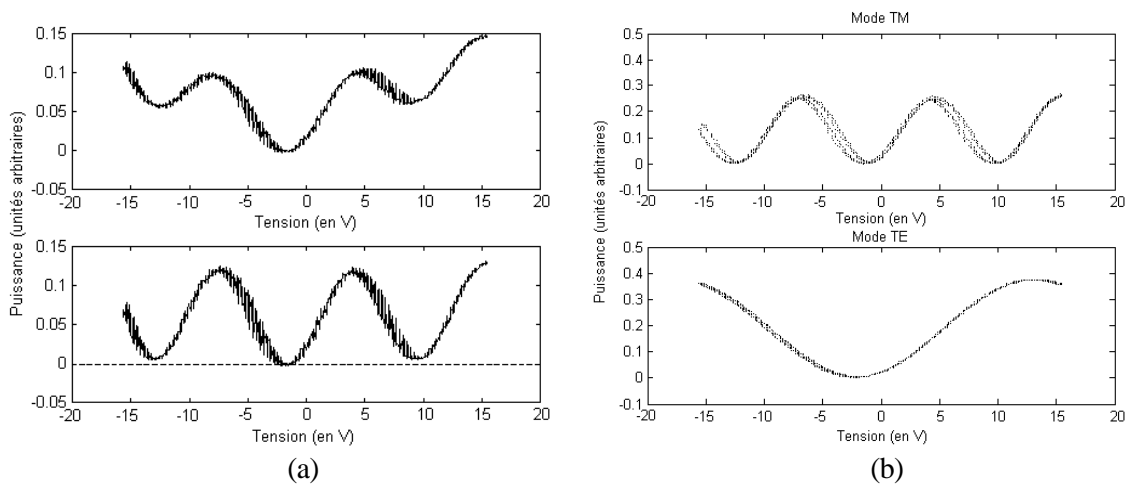


Figure 10 : Mesure de la tension demi-onde :
 (a) direction du polariseur non- et quasi-alignée avec l'un des axes du substrat,
 (b) mesure des tensions demi-onde (second interféromètre; haut : mode TM; bas : mode TE).

En suivant cette procédure, nous obtenons les résultats consignés en table 1.

Polarisation	Tension demi-onde, MZ_1 (en V)	Tension demi-onde, MZ_2 (en V)
Alignée avec l'axe Z	5,1	5,3
Alignée avec l'axe X	14,9	15,3

Table 1 : Tensions de commande du composant.

Comme prévues par la théorie, les tensions demi-onde selon l'axe X sont plus importantes que celles selon l'axe Z. Néanmoins, le rapport des tensions demi-onde d'un axe par rapport à l'autre donne un facteur multiplicatif de 3. Cette dernière valeur s'écarte du 3,6 donné au paragraphe III.1.1.2. car le taux de recouvrement n'est pas identique.

Par ailleurs, comme l'utilisation de l'oscilloscope pour la détermination des axes du cristal ne nous permet pas de distinguer des fluctuations sur la valeur des maxima (ou minima) inférieures à 1% de l'amplitude totale du signal observé, l'alignement du polariseur n'est pas nécessairement parfait. La connaissance des valeurs des tensions demi-onde nous fournit alors le moyen de quantifier la justesse de cet alignement. On montre qu'avec les tensions demi-onde données ci-dessus, la procédure employée possède une précision de ± 5 degrés.

La seconde caractéristique des électrodes qui va nous intéresser maintenant est leur bande passante électro-optique.

La détermination expérimentale de ce paramètre repose sur l'étude de la transmission d'un signal continu issu d'un laser monomode à travers le filtre. On applique aux électrodes d'un des interféromètres un signal modulé à la fréquence f_m afin de faire osciller la puissance transmise entre l'état bloqué ($P_{\text{bloqué}}$) et l'état passant (P_{passant}). Pour chaque fréquence de modulation, on enregistre le contraste, $\Theta(f_m)$:

$$\Theta(f_m) = \frac{P_{\text{passant}}(f_m) - P_{\text{bloqué}}(f_m)}{P_{\text{passant}}(f_m) + P_{\text{bloqué}}(f_m)} \quad (\text{III.37})$$

La bande passante des électrodes est la zone de fréquence où le contraste normalisé ($\Theta(f_m)/\max(\Theta(f_m))$) est supérieur à 0,5. Le résultat de cette expérience est donné en figure 11 pour chacun des deux interféromètres 1 et 2 (MZ1 et MZ2 respectivement). On observe que les électrodes présentent un comportement de type passe-bas de fréquence de coupure (fréquence pour laquelle $\Theta(f_c)/\max(\Theta(f_m))=0,5$) $f_{c,1}=143$ MHz et $f_{c,2}=150$ MHz respectivement. Ces valeurs sont relativement faibles comparées aux bandes passantes des modulateurs d'intensité (10GHz ou plus) car les électrodes déposées sont capacitives et non pas à onde progressive. De telles électrodes pourraient être mises en place.

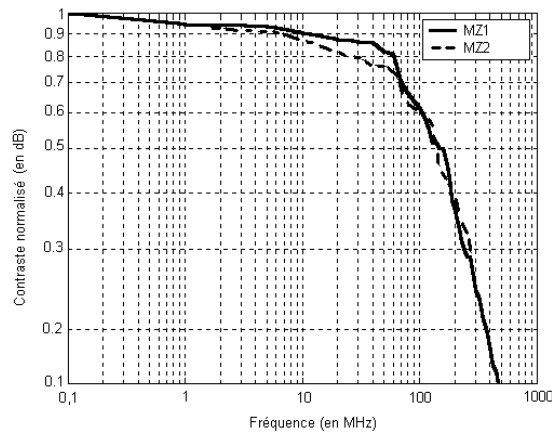


Figure 11 : Mesure de la bande-passante des électrodes.

2.3.2 Mesure des retards optiques

Les propriétés électro-optiques étant déterminées, nous cherchons maintenant à quantifier les performances optiques du filtre, plus particulièrement, les retards optiques statiques pour chacun des deux interféromètres.

Plusieurs méthodes s'offrent à nous pour y parvenir.

- La méthode temporelle. Il s'agit d'envoyer une impulsion brève et d'enregistrer le signal temporel en sortie du filtre. Pour chaque polarisation, on devrait distinguer quatre impulsions, chacune reflétant un des chemins possibles au travers des deux interféromètres (cf. équation (III.25)). La résolution de l'oscilloscope à la détection restreint de ce type de mesure à des différences de chemin optique supérieures à 3mm (résolution temporelle de 10 ps). De plus, le nombre d'échantillons enregistrés (oscilloscope numérique) limite la gamme des longueurs optiques qui peuvent être scrutées. Nous ne retiendrons donc pas cette méthode.
- La méthode spectrale directe. Ici, nous injectons un signal large bande (fluorescence de l'amplificateur dans notre cas) et nous enregistrons le spectre en sortie du filtre. On obtient ainsi le spectre de transmission. Pour déterminer les retards optiques, on cherche les paramètres optimaux (méthode des moindres carrés) qui minimisent l'erreur entre le spectre enregistré et celui calculé via la formule (III.31). La difficulté principale vient du fait que la méthode de minimisation requiert une connaissance a priori des valeurs pour pouvoir se diriger

vers la bonne solution. De plus, l'enregistrement doit être fait sur une bande suffisamment grande pour pouvoir retrouver les périodicités dans le spectre.

- La méthode de l'autocorrélation. L'autocorrélation de la transmission du filtre peut être calculée à partir de la réponse temporelle théorique (cf. équation (III.25)). Elle vaut :

$$\begin{aligned}
 R_z(\tau) = & \frac{1}{4} \delta\left(\tau + \frac{\Delta L_{z,1} + \Delta L_{z,2}}{2C}\right) + \frac{1}{2} \delta\left(\tau + \frac{\Delta L_{z,2}}{2C}\right) + \frac{1}{4} \delta\left(\tau + \frac{\Delta L_{z,1} - \Delta L_{z,2}}{2C}\right) \\
 & + \frac{1}{2} \delta\left(\tau + \frac{\Delta L_{z,1}}{2C}\right) + \delta(\tau) + \frac{1}{2} \delta\left(\tau - \frac{\Delta L_{z,1}}{2C}\right) \\
 & + \frac{1}{4} \delta\left(\tau - \frac{\Delta L_{z,1} - \Delta L_{z,2}}{2C}\right) + \frac{1}{2} \delta\left(\tau - \frac{\Delta L_{z,2}}{2C}\right) + \frac{1}{4} \delta\left(\tau - \frac{\Delta L_{z,1} + \Delta L_{z,2}}{2C}\right)
 \end{aligned} \tag{III.38}$$

L'expression pour $R_x(\tau)$ est similaire à l'indice x près. Ce résultat nous indique que, généralement, l'autocorrélation de la transmission de notre filtre présente pour chaque polarisation neuf pics dont les positions sont fixées par les différences de marche optiques. Néanmoins, lorsque les longueurs à caractériser sont dans un rapport 2 ou 3 ($2 * \Delta L_{z,1}(0) = \Delta L_{z,2}(0)$ ou $3 * \Delta L_{z,1}(0) = \Delta L_{z,2}(0)$) seuls sept pics sont visibles (cf. expression (III.38) et figure 12). Pour des facilités de mise en œuvre et d'équipements disponibles au laboratoire de GeorgiaTech Lorraine, nous choisissons l'approche spectrale pour déterminer l'autocorrélation. Comme le système étudié vérifie les conditions de stationnarité et d'ergodicité définies en traitement du signal [4], l'autocorrélation de la transmission est la transformée de Fourier de son spectre de puissance. On peut s'assurer de ce résultat en le calculant à partir de la formule (III.31). Les limites de cette méthode apparaissent néanmoins lorsqu'on enregistre le spectre. En effet, le théorème d'échantillonnage de Shannon nous indique que la précision de la mesure, $\delta\nu = 12,5$ GHz (0,1 nm), ne permettra de retrouver les valeurs des chemins optiques que si elles sont inférieures à $C/2\delta\nu = 12$ mm. La seconde limitation vient du fait que l'enregistrement ne peut être fait que sur une gamme restreinte de fréquences $\Delta f = 12,5$ THz (longueurs d'onde comprises entre 1,5 et 1,6 μm). Le pas d'échantillonnage des longueurs optiques est donc $C/\Delta f = 12$ μm . L'évaluation de ces longueurs en ne considérant que la position des pics de l'autocorrélation semble donc imprécise pour des valeurs inférieures à $5C/\Delta f$ mais existe. Une façon d'améliorer le résultat consiste à minimiser l'erreur entre l'autocorrélation mesurée et celle évaluée par la transformée de Fourier de l'équation (III.31) (sur le même intervalle de fréquences et avec le même pas) en partant des valeurs données par la lecture directe des positions des pics de l'autocorrélation. Le degré de précision obtenu par cette technique est cependant difficile à quantifier a priori. L'optimisation donne aussi l'occasion de déterminer les pertes du composant (lorsque l'introduction des pertes est faite dans (III.38)).

Nous privilégions la dernière approche pour trouver les retards optiques de notre composant ainsi que ses pertes. A titre d'exemple, on représente en figure 12(a) l'autocorrélation expérimentale ($V_1 = V_2 = 0V$) avec la meilleure approximation calculée à partir de la formule (III.31) pour le mode TM (polarisation alignée avec l'axe Z). Les valeurs des longueurs optiques obtenues sont dans ce cas : $\Delta L_{z,1} \approx 95,8 \mu\text{m}$, $\Delta L_{z,2} \approx 200,0 \mu\text{m}$ et $\alpha_{dB} \approx 12,6$ dB.

Ayant maintenant une valeur approximative des retards, on peut appliquer la méthode spectrale directe. La figure 12(b) rend compte de l'approximation trouvée pour $V_1 = V_2 = 0V$. Les paramètres obtenus sont $\Delta L_{z,1} \approx 96,3 \mu\text{m}$, $\Delta L_{z,2} \approx 200,5 \mu\text{m}$ et $\alpha_{dB} \approx 12,5$ dB consistants avec les mesures précédentes. On remarque la bonne adéquation avec les paramètres souhaités (cf. III.2.2.3.).

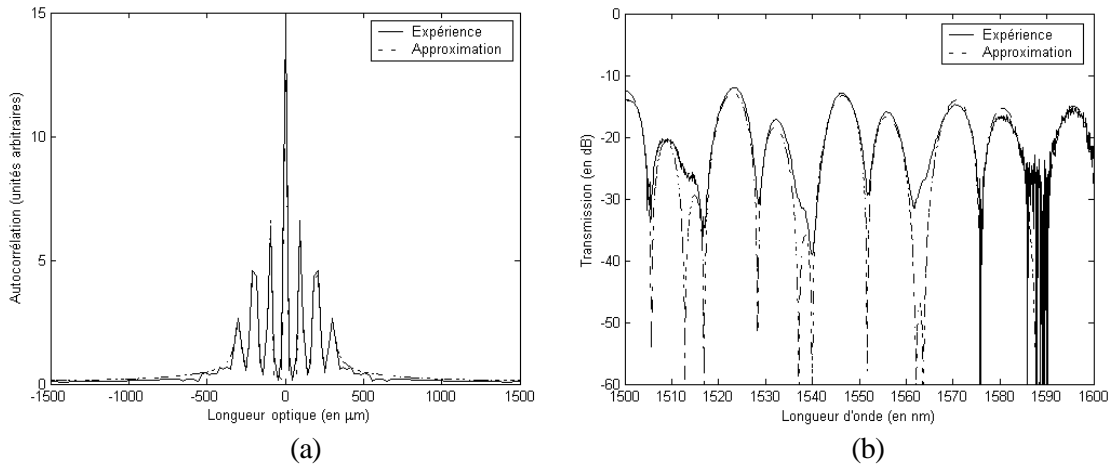


Figure 12 : Détermination des retards en mode TM :
 (a) méthode de l'autocorrélation ($V_1=V_2=0V$),
 (b) méthode spectrale directe ($V_1=V_2=0V$).

Pour trouver les paramètres en mode TE, la méthode d'autocorrélation est à nouveau employée et l'ensemble des valeurs est regroupé dans la table 2.

Polarisation	Pertes (en dB)	Retard MZ1 (en μm)	Retard MZ2 (en μm)
Alignée avec l'axe Z	$12,6 \pm 0,2$	$95,8 \pm 3,2$	$200,3 \pm 3,2$
Alignée avec l'axe X	$9,5 \pm 0,1$	$56,6 \pm 1,6$	$163,9 \pm 1,6$

Table 2 : Caractéristiques du composant par la méthode d'autocorrélation.

On observe que $\Delta L_{z,2}/\Delta L_{z,1} \approx 2,1$ et que $\Delta L_{x,2}/\Delta L_{x,1} \approx 2,9$. On démontre (voir figure 13) cependant que l'ajout d'une tension de décalage, V_{off} , à la tension imposée au premier interféromètre ($V_1=V_2/2+V_{\text{off}}$ en TM et $V_1=V_2/3+V_{\text{off}}$ en TE) de 0,85V en mode TM et de -6,3V en mode TE permet d'obtenir un fonctionnement identique à celui du filtre Lyot décrit au paragraphe III.1.1.3. avec $\xi_2=2$ et 3 respectivement. Nous aurons donc la possibilité d'étudier expérimentalement l'influence du taux de suppression du mode latéral (expérimental de 10 dB en mode TM et 5,8 dB en TE) du filtre sur la courbe d'accordabilité du laser. Par ailleurs, on remarque que, du fait de l'exodiffusion des ions titane, les pertes en mode TE sont inférieures de 3,1dB à celles en mode TM.

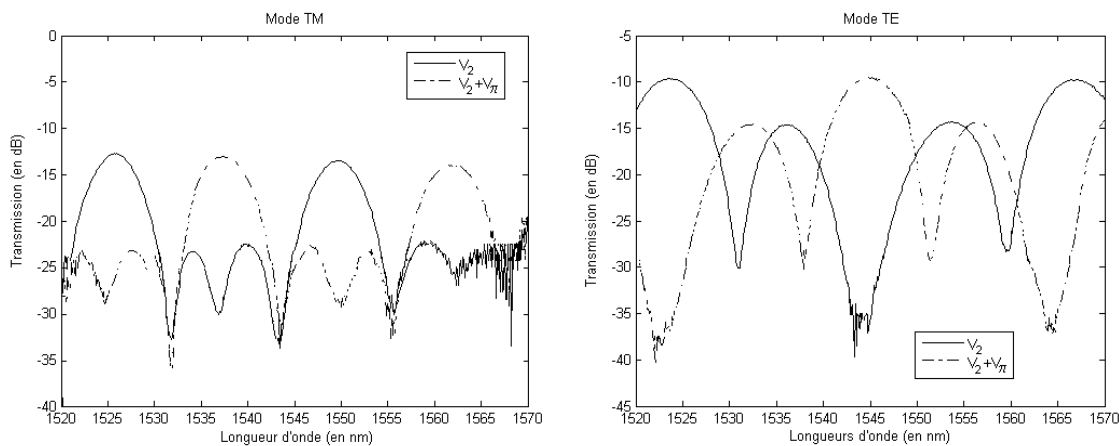


Figure 13 : Configuration de filtrage de Lyot : Spectres de transmission
 ($V_2=1 V$ en TM et $V_2=24 V$ en TE).

Lorsqu'on utilise comme signal optique l'émission d'une diode laser monomode, que le filtre est bien réglé selon le mode TM, que les tensions appliquées sont données par $V_2=2V_1+V_{\text{off}}$ et que la tension de décalage, V_{off} , est correctement choisie, on observe lorsqu'on module la tension V_2 la courbe caractéristique de la figure 14. Cette méthode permet de choisir la bonne valeur de la tension de décalage sans avoir à analyser toute une série de spectres.

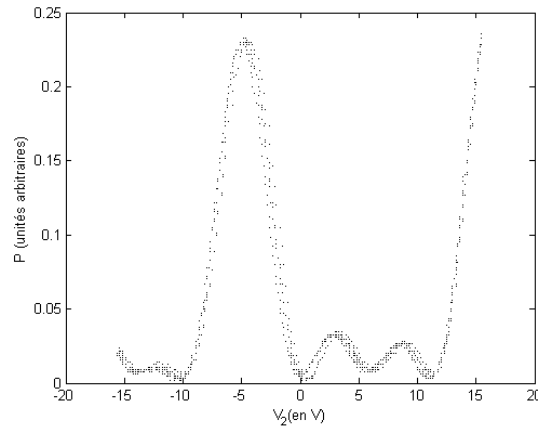


Figure 14 : Configuration de filtrage de Lyot : modulation d'un signal laser monomode.

Dans le reste de ce mémoire, le filtre est utilisé dans la configuration de Lyot que nous venons de décrire quel que soit l'axe choisi.

3 Accordabilité

L'objectif de cette section est l'étude de l'accordabilité du laser obtenue lorsque nous insérons notre filtre dans la boucle laser. On commence par développer un modèle de simulation numérique du laser incluant les deux polarisations pour tenir compte des différentes propriétés du filtre. De ce modèle découle une étude plus phénoménologique qui va nous aider à prédire le comportement du laser. Enfin nous présentons les résultats expérimentaux obtenus combinés avec leur analyse à l'aide de l'outil de simulation établi.

3.1 Effet de l'insertion dans la cavité

A ce point, nous avons une bonne connaissance des caractéristiques du filtre et sommes donc prêts à étudier son comportement lorsque nous l'insérons dans la cavité. Après une présentation des architectures utilisées dans notre étude, nous développons un modèle à deux polarisations pour simuler numériquement les comportements observés. Finalement, nous dégagons quelques règles gouvernant le fonctionnement du laser à partir d'une analyse phénoménologique tirée du modèle.

3.1.1 Cavités étudiées

Nous considérons la configuration laser représentée en figure 15. Elle comporte l'amplificateur décrit au chapitre précédent, un polariseur afin de sélectionner l'axe du filtre que nous souhaitons utiliser, le filtre lui-même et le coupleur de sortie qui extrait 10% du signal de la cavité. Ce coupleur de sortie est positionné au choix entre l'amplificateur et le polariseur ou entre le filtre et l'amplificateur. La première position fournit des puissances de sortie supérieures (car les pertes dues au filtre et au polariseur sont évitées) tandis que la seconde présente l'avantage de filtrer l'ASE et de donner de meilleures indications sur le fonctionnement du laser, notamment de pouvoir situer spectralement l'émission laser par rapport à la position du filtre. Comme nous allons le voir dans l'analyse qui suit, le comportement global du laser n'étant pas affecté par la position physique de ce composant dans la cavité, les deux alternatives peuvent être exploitées.

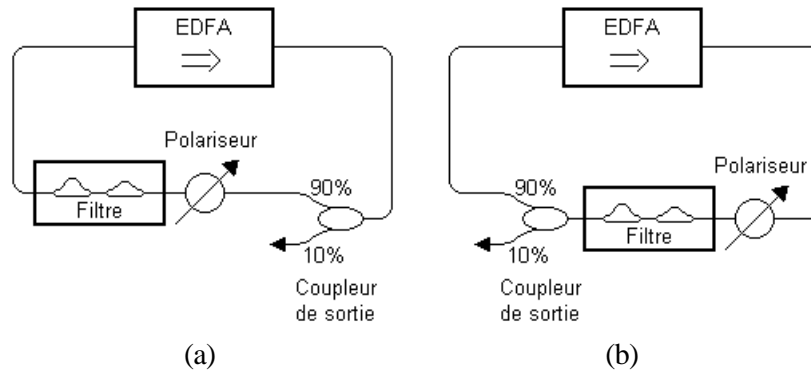


Figure 15 : Configurations d'étude de l'accordabilité du laser.

3.1.2 Modélisation à deux polarisations

Avant de passer à l'étude pratique des performances du laser, nous décrivons son fonctionnement général. Une nouvelle variante du programme de simulation émerge de cette présentation afin de traiter le problème dans son intégralité c'est-à-dire en tenant compte des deux polarisations. Enfin, nous dégagons quelques règles gouvernant le comportement du laser accordable.

D'après le paragraphe III.2.2.1, la réponse du filtre est différente selon la polarisation du signal qui le traverse. Afin d'être fidèle à la réalité, la modélisation du laser accordable doit donc incorporer ce fait. Le formalisme de Jones s'avérant adéquat dans cette situation nous le reprenons ici avec pour repère les axes du substrat du filtre. Pour rendre plus compréhensible la mise en œuvre de ce modèle, nous allons suivre pas à pas le trajet de la lumière tout au long de sa propagation dans l'anneau et transcrire l'impact de chaque composant grâce à sa matrice de Jones. La configuration retenue pour cette description place le coupleur de sortie (de coefficient de couplage vers la sortie κ) après l'amplificateur (cf. figure 15(b)). Une vue éclatée du laser et de l'action de chaque composant sur le vecteur champ électrique est fournie en figure 16.

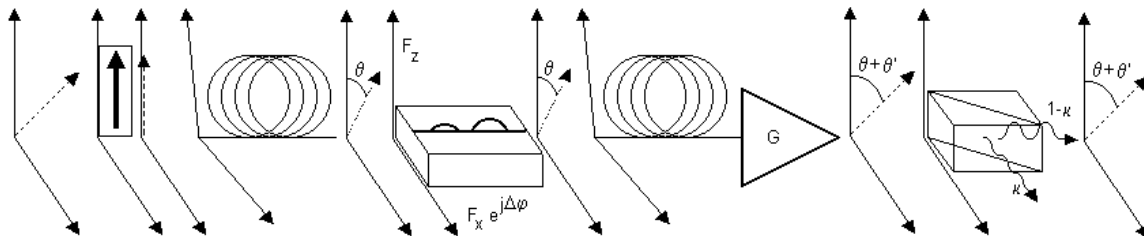


Figure 16 : Vue éclatée du laser et action de chaque composant sur le vecteur électrique.

Le processus laser s'initialise grâce à l'ASE (d'intensité I_{ASE}) qui est répartie aléatoirement entre les deux polarisations. Le champ en sortie du tour noté -1 est donc une partie de l'ASE. Formellement, on a :

$$\vec{E}_{-1} = \sqrt{\kappa} \exp(-\varepsilon_1 / 2) \sqrt{\frac{I_{ASE}}{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (III.39)$$

où ε_1 représente les pertes à la connexion.

Commence alors, à l'intérieur de la cavité, le tour numéro $i=0$. En particulier, sur l'autre bras du coupleur de sortie, le champ est donné par :

$$\vec{E}_{c,i} = \frac{\sqrt{1-\kappa}}{\sqrt{\kappa}} \vec{E}_{i-1}. \quad (III.40)$$

Ce champ rencontre ensuite le polariseur à fibre que nous supposons orienté selon l'axe Z, de taux d'extinction en puissance, P, et de pertes ϵ_2 . A sa sortie, le champ vaut :

$$\bar{E}_{P,i} = M_1 \bar{E}_{c,i} = \exp(-\epsilon_2/2) \begin{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{P}} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \bar{E}_{c,i}. \quad (\text{III.41})$$

Le signal poursuit sa propagation le long d'un tronçon fibre après avoir passé un connecteur. Or, chaque fibre présente deux axes de polarisation dus à des contraintes ou à des ruptures de la symétrie circulaire du cœur (cf. paragraphe sur la dispersion de polarisation I.1.3.3.). Au niveau de chaque connexion entre deux fibres, leurs axes respectifs ne sont pas forcément alignés, l'état de polarisation tourne donc d'un angle θ . Le champ électrique à l'entrée du filtre suit la formule suivante :

$$\bar{E}_{\text{in,filtré},i} = M_2 \bar{E}_{P,i} = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \bar{E}_{P,i}. \quad (\text{III.42})$$

Vient alors le filtre. A partir de l'expression (III.26), on parvient à écrire son action sous la forme :

$$\bar{E}_{\text{out,filtré},i} = M_3 \bar{E}_{\text{in,filtré},i} = \begin{bmatrix} e^{j\Delta\phi} F_x & 0 \\ 0 & F_z \end{bmatrix} \bar{E}_{\text{in,filtré},i} \quad (\text{III.43})$$

où

$$\begin{aligned} F_x &= \exp\left(\frac{-\alpha_{\text{dB},x} \ln(10)}{20}\right) \prod_{n=1}^{N_{MZ}} \cos\left(\frac{\pi v \Delta L_{x,n}}{C}\right) \\ F_z &= \exp\left(\frac{-\alpha_{\text{dB},z} \ln(10)}{20}\right) \prod_{n=1}^{N_{MZ}} \cos\left(\frac{\pi v \Delta L_{z,n}}{C}\right) \end{aligned} \quad (\text{III.44})$$

et $\Delta\phi$ est la différence de phase entre l'axe X et l'axe Z accumulée sur l'ensemble du composant. Les propagations dans la fibre de sortie du filtre et dans l'amplificateur se traduisent par une rotation d'angle θ' et un facteur d'amplification indépendant de la polarisation, G (en puissance). Il vient :

$$\bar{E}_{\text{EDFA},i} = \sqrt{G} M_4 \bar{E}_{\text{out,filtré},i} = \sqrt{G} \begin{bmatrix} \cos \theta' & \sin \theta' \\ -\sin \theta' & \cos \theta' \end{bmatrix} \bar{E}_{\text{out,filtré},i}. \quad (\text{III.45})$$

Enfin, le signal repasse dans le coupleur de sortie. L'expression modélisant ce couplage vers la sortie est alors :

$$\bar{E}_i = \sqrt{\kappa} \exp(-\epsilon_1/2) \bar{E}_{\text{EDFA},i}. \quad (\text{III.46})$$

A l'issu de ce tour $i=0$, le champ électrique représente le signal d'ASE filtré et réamplifié. De plus, d'après les équations (III.40) à (III.46), un tour de cavité est modélisé par l'opération suivante :

$$\bar{E}_i = \sqrt{G(1-\kappa)} \exp(-(\epsilon_1 + \epsilon_2)/2) M_4 M_3 M_2 M_1 \bar{E}_{i-1} = \sqrt{G(1-\kappa)} \exp(-(\epsilon_1 + \epsilon_2)/2) M_{\text{tour}} \bar{E}_{i-1}. \quad (\text{III.47})$$

En fait, $M^+ = \sqrt{1-\kappa} \exp(-(\epsilon_1 + \epsilon_2)/2) M_{\text{tour}}$ est la matrice caractéristique du transfert du champ électrique se propageant colinéairement à la pompe entre le port de sortie et le port d'entrée de l'amplificateur. L'évaluation littérale de M_{tour} conduit à :

$$M_{\text{tour}} = \begin{bmatrix} \frac{1}{P} (\cos \theta' \cos \theta F_x e^{j\Delta\phi} - \sin \theta' \sin \theta F_z) & \cos \theta' \sin \theta F_x e^{j\Delta\phi} + \sin \theta' \cos \theta F_z \\ \frac{-1}{P} (\sin \theta' \cos \theta F_x e^{j\Delta\phi} + \cos \theta' \sin \theta F_z) & -\sin \theta' \sin \theta F_x e^{j\Delta\phi} + \cos \theta' \cos \theta F_z \end{bmatrix}. \quad (\text{III.48})$$

Par ailleurs, de façon simplifiée, le signal émis par le laser correspond au signal ayant circulé N_{tour} fois à partir de ce tour $i=0$.

Pour l'analyse phénoménologique, en section suivante, on considère le gain G identique d'un tour sur l'autre. Par conséquent, le champ électrique laser vaut :

$$\vec{E}_{\text{laser}} = \sqrt{\kappa} \left(\sqrt{G(1-\kappa)} \exp(-(\epsilon_1 + \epsilon_2)/2) \right)^{N_{\text{tour}}+1} \sqrt{\frac{I_{\text{ASE}}}{2}} M_{\text{tour}}^{N_{\text{tour}}+1} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (\text{III.49})$$

Au niveau du modèle numérique, le calcul du comportement de l'amplificateur requiert d'évaluer la puissance à chacune de ses extrémités. En suivant la même méthode que celle-ci dessus et en incluant les pertes supplémentaires dues aux isolateurs (ϵ_{iso}), on trouve que la matrice de transfert pour le signal se propageant dans le sens contra-propagatif de la pompe est :

$$M^- = \sqrt{(1-\kappa)} \exp(-(\epsilon_1 + \epsilon_2 + \epsilon_{\text{iso}})/2) M_1 M_2 M_3 M_4. \quad (\text{III.50})$$

Le calcul des puissances de sortie est réalisé selon la méthode développée au chapitre II. Or l'ASE est émise aléatoirement selon les deux axes de polarisation tandis que l'émission stimulée d'un signal polarisé possède la même polarisation. Cette différence intervient dans la répartition du signal entre les 2 axes de polarisation. Si $\vec{E}_{\text{in,EDFA}}$ est le champ à une extrémité, $I_{\text{in,EDFA}}$ son intensité, I_{tot} est l'intensité totale en sortie et G_{stim} est le gain d'émission stimulé, on a, après amplification, à l'autre extrémité :

$$\vec{E}_{\text{out,EDFA}} = \sqrt{G_{\text{stim}}} \vec{E}_{\text{in,EDFA}} + \sqrt{\frac{I_{\text{tot}} - G_{\text{stim}} I_{\text{in,EDFA}}}{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (\text{III.51})$$

Le calcul du gain stimulé est en fait mené en parallèle avec la détermination des puissances de sortie. Il a pour expression (d'après l'équation II.69.):

$$G_{\text{stim}}(\lambda_s) = \exp \left[\sum_{n=1}^{N_z} g_{t,n}(\lambda_s) \Delta z \right]. \quad (\text{III.52})$$

Connaissant M^+ et M^- , l'effet de la circulation peut être appliqué à nouveau. Le processus de simulation des lasers en régime continu du paragraphe II.3.1.1. est alors repris.

3.1.3 Etude phénoménologique

Le modèle à deux polarisations établi, nous allons maintenant nous concentrer sur l'étude de quelques cas particuliers afin de mieux appréhender le fonctionnement du laser accordable. Cette partie nous offre la possibilité de présenter quelle est la configuration optimale pour le laser et quelques effets survenant lorsque l'arrangement expérimental se dérègle par rapport à cette configuration idéale. L'ensemble de nos commentaires se fonde sur la formule (III.49) du paragraphe précédent.

3.1.3.1 Fonctionnement optimal

Dans un premier temps, nous nous bornons au cas où le laser fonctionne de façon optimale soit lorsque le polariseur est idéal et que l'alignement de la polarisation dans la cavité est effectuée correctement.

Comme on vient de le dire, on se place dans le cas où le polariseur parfait, c'est-à-dire que son taux d'extinction tend vers l'infini. Cette approximation annule les termes de la première colonne de M_{tour} .

Dans un premier temps, on se place dans la situation où le vecteur polarisation ne subit aucune rotation aux connexions entre fibres. L'expression (III.49) devient :

$$\bar{E}_{\text{laser}} = \sqrt{\kappa} \left(\sqrt{G(1-\kappa)} \exp(-(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/2) \right)^{N_{\text{tour}}+1} \sqrt{\frac{I_{\text{ASE}}}{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & F_x \end{bmatrix}^{N_{\text{tour}}+1} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (\text{III.53})$$

Or, on démontre par récurrence la propriété mathématique suivante :

$$\begin{bmatrix} 0 & A \\ 0 & B \end{bmatrix}^{N+1} = \begin{bmatrix} 0 & AB^N \\ 0 & B^{N+1} \end{bmatrix}. \quad (\text{III.54})$$

La puissance en sortie du laser vaut donc :

$$P_{\text{laser}} = \kappa \left(GF_z^2 (1-\kappa) \exp(-(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)) \right)^{N_{\text{tour}}+1} \frac{P_{\text{ASE}}}{2}. \quad (\text{III.55})$$

Le pic d'émission laser est donc situé au maximum de $GF_z^2 (1-\kappa) \exp(-(\varepsilon_1 + \varepsilon_2))$. Les paramètres κ , ε_1 et ε_2 étant indépendants de la longueur d'onde, on retrouve que la longueur d'onde laser est celle pour laquelle le facteur GF_z^2 est maximal. Si le filtre présente un taux de suppression des autres modes latéraux suffisant pour compenser les variations du gain avec la longueur d'onde, l'émission se fait au pic du lobe principal du filtre. Le déplacement continu du filtre fait alors passer de la longueur d'onde d'émission d'un mode laser à l'autre. La cavité étant longue (40 m environ) ces sauts ne sont pas détectés à l'analyseur de spectre et l'on considère que l'accordabilité est continue. Un résultat identique peut être obtenu pour l'utilisation du filtre selon l'axe X (pour $\theta = \theta' = \pi/2$; F_x remplace alors F_z). De plus, on remarque de plus que ce cas peut être entièrement modélisé de façon scalaire (cf. paragraphe III.2.1.2.) si l'on prend pour réponse du filtre sa réponse en intensité le long de l'axe choisi (F_z^2 pour l'axe Z) et si la puissance d'ASE est divisée par deux tout au long du calcul.

3.1.3.2 Utilisation non idéale

Dans ce paragraphe, nous nous concentrons sur la prédiction du comportement du laser lorsqu'il sort de son fonctionnement idéal.

Le polariseur est toujours considéré comme parfait par souci de simplicité.

Le premier cas non idéal étudié conserve l'alignement du polariseur avec l'axe Z du substrat mais envisage une rotation de la polarisation après le filtre ($\theta \neq 0$). La valeur du champ est donnée par :

$$\bar{E}_{\text{laser}} = \sqrt{\kappa} \left(\sqrt{G(1-\kappa)} \exp(-(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/2) \right)^{N_{\text{tour}}+1} \sqrt{\frac{I_{\text{ASE}}}{2}} \begin{bmatrix} 0 & F_x \sin \theta' \\ 0 & F_x \cos \theta' \end{bmatrix}^{N_{\text{tour}}+1} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (\text{III.56})$$

En utilisant (III.54), on obtient pour la puissance émise :

$$P_{\text{laser}} = \kappa \left(GF_z^2 \cos^2(\theta') (1-\kappa) \exp(-(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)) \right)^{N_{\text{tour}}+1} \frac{P_{\text{ASE}}}{2}. \quad (\text{III.57})$$

Cette expression a la même forme que celle du cas précédent (cf. (III.55)) mais incorpore un facteur d'atténuation de plus ($\cos^2(\theta')$). La rotation de la polarisation apparaît donc comme une source supplémentaire de pertes qui peut conduire jusqu'à l'extinction de l'action laser ($\theta' = \pi/2$).

Dans le reste de la section, on s'intéresse à l'impact du désalignement du polariseur par rapport aux axes du substrat. Tout d'abord, on suppose qu'il n'y a pas de rotation de la polarisation à la sortie du filtre. Le champ électrique suit la loi suivante :

$$\vec{E}_{\text{laser}} = \sqrt{\kappa} \left(\sqrt{G(1-\kappa)} \exp(-(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/2) \right)^{N_{\text{tour}}+1} \sqrt{\frac{I_{\text{ASE}}}{2}} \begin{bmatrix} 0 & F_x e^{j\Delta\phi} \sin \theta \\ 0 & F_x \cos \theta \end{bmatrix}^{N_{\text{tour}}+1} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (\text{III.58})$$

On en déduit que :

$$P_{\text{laser}} = \kappa (G(1-\kappa) \exp(-(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)))^{N_{\text{tour}}+1} (F_z \cos \theta)^{2N_{\text{tour}}} (F_z^2 \cos^2(\theta) + F_x^2 \sin^2(\theta)) \frac{P_{\text{ASE}}}{2}. \quad (\text{III.59})$$

Cette dernière équation montre que le désalignement du polariseur fait que les deux fonctions de filtrage F_z et F_x sont impliquées et que la prédominance d'une des fonctions est réglée par θ . En particulier, si θ est petit (polariseur quasi-aligné avec l'axe Z), les contributions incluant F_x sont négligeables et le comportement du laser est principalement affecté par l'addition de pertes ($\cos^2(\theta)$).

Si, maintenant, le vecteur polarisation tourne dans la seconde partie de la cavité, le champ électrique laser s'écrit (d'après (III.49) et (III.54)) :

$$\vec{E}_{\text{laser}} = \sqrt{\kappa} \left(\sqrt{G(1-\kappa)} \exp(-(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/2) \right)^{N_{\text{tour}}+1} \sqrt{\frac{I_{\text{ASE}}}{2}} \cdot \left(-\sin \theta' \sin \theta F_x e^{j\Delta\phi} + \cos \theta' \cos \theta F_z \right)^{N_{\text{tour}}} \begin{bmatrix} 0 & -\cos \theta' \sin \theta F_x e^{j\Delta\phi} + \sin \theta' \cos \theta F_z \\ 0 & -\sin \theta' \sin \theta F_x e^{j\Delta\phi} + \cos \theta' \cos \theta F_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (\text{III.60})$$

Le calcul de la puissance de sortie nous donne :

$$P_{\text{laser}} = \kappa (G(1-\kappa) \exp(-(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)))^{N_{\text{tour}}+1} h^{N_{\text{tour}}} (F_x, F_z, \theta, \theta', \Delta\phi) (F_z^2 \cos^2(\theta) + F_x^2 \sin^2(\theta)) \frac{P_{\text{ASE}}}{2}. \quad (\text{III.61})$$

où la fonction h est définie par (III.62):

$$h(F_x, F_z, \theta, \theta', \Delta\phi) = F_z^2 \cos^2(\theta) \cos^2(\theta') + F_x^2 \sin^2(\theta) \sin^2(\theta') - \frac{F_z F_x \sin(2\theta) \sin(2\theta') \cos(\Delta\phi)}{2}.$$

On retrouve en (III.61) le facteur traduisant la distribution du filtrage entre les deux polarisations vu au cas précédent. De plus, on remarque que la fonction h est appliquée à tous les tours sauf un (le premier). En fait, on reconnaît que cette fonction représente une interférence à deux ondes d'intensité différente et déphasées de $\Delta\phi$. Nous avons donc un nouveau filtre dans la cavité de pseudo-période dictée par $\Delta\phi$ et dont l'effet sera plus ou moins marqué selon le rapport d'intensité entre les deux ondes (lié à F_x , F_z , θ , θ'). Le composant mesurant 4,6 cm et l'écart d'indice de réfraction entre les axes X et Z étant de $\Delta n = n_e - n_o \approx 7,32 \cdot 10^{-2}$ [5], l'ISL de ce filtre est d'environ 0,67 nm. Or la variation de la transmission selon l'axe Z pour un intervalle de 0,67 nm autour d'un des pics de transmission est de 0,045 dB. Toute oscillation d'amplitude supérieure provoquée par la combinaison des deux rotations du vecteur polarisation va forcer l'émission laser à n'avoir lieu qu'aux maxima du nouveau filtre. Cette condition est remplie dès que l'erreur d'alignement pour chacune des rotations dépasse 2,5°. L'accordabilité du laser n'est alors plus continue mais discrète et de pas 0,67 nm.

3.2 Résultats expérimentaux

Ayant analysé de manière théorique comment le laser est sensé se comporter, nous passons maintenant à la confrontation avec la pratique. Après une brève description de la configuration expérimentale, nous présentons la méthode que nous utilisons pour faire fonctionner le laser de façon optimale. Ceci fait, nous nous attachons à évaluer les performances de notre système tant dans le cas idéal qu'en dehors des conditions les plus appropriées.

3.2.1 Configuration expérimentale

La configuration retenue est celle de la figure 15(a). Néanmoins, au vu des enseignements de la partie précédente, on incorpore dans la réalisation expérimentale, schématisée en figure 17, deux contrôleurs de polarisation supplémentaires, l'un placé juste avant le polariseur (CP1) et l'autre (CP2) entre le polariseur et le filtre. Le filtre est contrôlé par un circuit électronique dont les détails sont donnés en Appendice D. Le réglage des composants permet d'appliquer simultanément les tensions V_1 et V_2 pour des signaux de fréquences inférieures à 100 kHz.

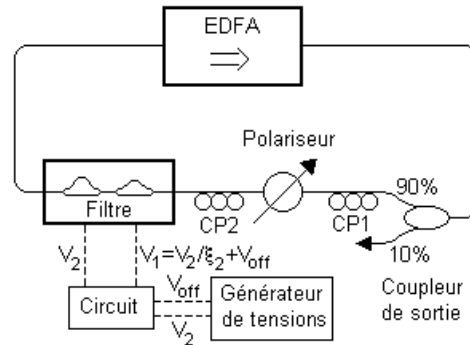


Figure 17 : Schéma expérimental d'étude de l'accordabilité du laser.
(CP1 et CP2 : Contrôleur de polarisation 1 et 2)

3.2.2 Procédure d'alignement de la polarisation

D'après le paragraphe III.3.1.3, le laser fonctionne plus ou moins bien selon l'alignement de la polarisation obtenu dans la cavité.

Dans la mise en œuvre du laser accordable, la première tâche consiste à aligner le polariseur à fibre avec le filtre. Pour cela, on transmet le signal émis par une diode laser monomode via un premier contrôleur de polarisation, le polariseur, un second contrôleur de polarisation et le filtre. Cet alignement est conduit en deux étapes :

- l'alignement de la polarisation de la diode avec les axes du polariseur grâce au premier contrôleur de polarisation. Cette étape cherche à transmettre un maximum de la puissance fournie par la diode.
- l'alignement du polariseur avec le filtre proprement dit grâce au second contrôleur de polarisation. Il est basé la procédure d'alignement utilisée pour déterminer les axes de l'échantillon via l'évaluation de la tension demi-onde. Cette méthode figure au paragraphe III.2.3.1..

Une fois le polariseur aligné avec le filtre, on remplace la diode laser par l'amplificateur à fibre dopée erbium. Rien ne nous indique alors que la polarisation revient correctement alignée avec l'axe du polariseur. Or, d'après le paragraphe III.3.1.3., nous savons que, si cet alignement n'est pas établi, des pertes supplémentaires sont introduites dans la cavité et la puissance émise est donc réduite. L'alignement est donc obtenu en maximisant la puissance laser émise pour une puissance de pompe donnée (le maximum par exemple).

Cette technique d'alignement est aussi intéressante dans la mesure où l'alignement de la diode laser avec le polariseur constitue une méthode de caractérisation du polariseur employé. En effet, lorsque l'alignement de la polarisation de la diode et du polariseur est optimale, l'atténuation en puissance mesurée nous donne la valeur des pertes (0,7 dB) du polariseur. On constate de plus que, dans le pire des cas, la polarisation de la diode se trouve à 90 de l'axe du polariseur. La puissance enregistrée alors permet d'évaluer le taux d'extinction du polariseur. Il est dans notre cas de 40 dB lorsque la fibre polarisante forme un anneau de 12 cm de diamètre.

3.2.3 Fonctionnement idéal

Maintenant que nous savons régler le laser, nous passons à l'étude des performances du laser dans le cas idéal. Cette caractérisation expérimentale se scinde en trois : l'analyse de l'accordabilité, l'étude de la pureté de l'émission et la sensibilité temporelle et à la forme du filtre.

3.2.3.1 Accordabilité

La fonctionnalité la plus importante du laser à l'étude étant son accordabilité, nous commençons l'analyse du système par l'évaluation des performances atteintes dans ce domaine. Elles concernent bien entendu la plage d'accordabilité mais aussi les fluctuations de puissance sur la bande utilisable.

Dans un premier temps, on place le filtre en mode TM et l'on considère la position du filtre fixe (tensions appliquées constantes). On représente la variation de puissance émise en fonction de la puissance de pompe introduite ainsi que la courbe simulée numériquement (voir Appendice C pour les paramètres). Comme on peut le voir en figure 18(a), pour $V_1/V_{\pi,z,1}=0,68$ (respectivement 1,86) la puissance maximale atteinte est de 0,274 mW (resp. 0,175 mW) et la puissance pompe de seuil de 11,4 mW (resp. 15,2 mW). Les efficacités de conversion sont donc de 2,52‰ et de 1,67‰ respectivement. Quant aux résultats numériques, ils rendent parfaitement compte de l'évolution mesurée. La différence entre les deux situations représentées vient du fait que le gain de l'amplificateur n'est pas le même. En effet, comme on peut le constater en figure 18(b), l'émission laser ne survient pas à la même longueur d'onde pour ces deux positions (1530,4 et 1543,4 respectivement).

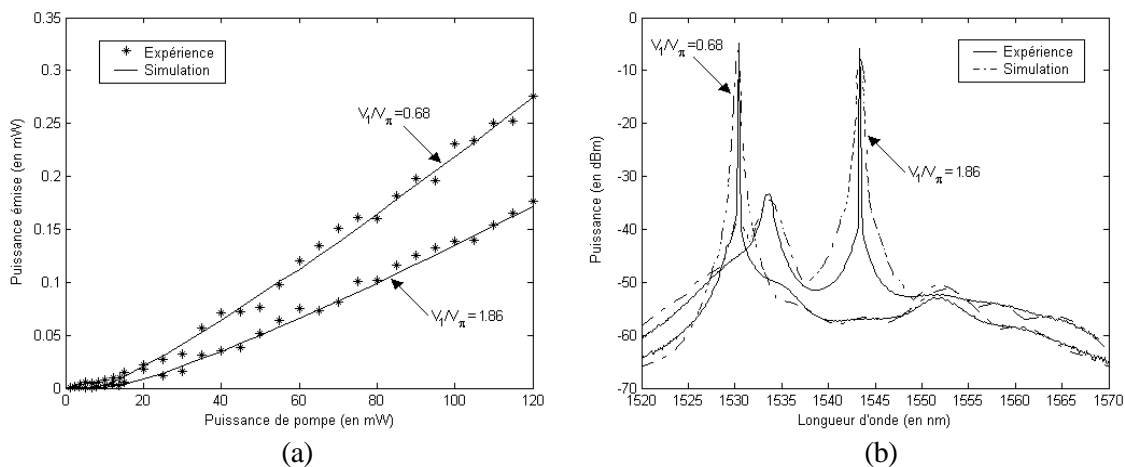


Figure 18 : Caractéristiques d'émission du laser pour une position fixe du filtre :
 (a) variation de la puissance émise en fonction de la puissance de pompe,
 (b) spectres laser pour une puissance pompe de 120mW.

Comme nous venons de le voir, l'émission laser ne survient pas à la même longueur d'onde lorsque nous changeons les tensions appliquées au filtre. Connaître l'évolution du pic d'émission en fonction de la tension appliquée nous donne la possibilité de dresser la table de commande du laser. Nous représentons donc en figure 19(a), la longueur d'onde du mode laser le plus puissant ainsi que sa puissance en fonction de la tension de commande normalisée $V_1/V_{\pi,z,1}$ pour les modes du filtre TM. On obtient une accordabilité continue du laser de 1526,5 à 1547,3 nm, soit 18,8 nm sur les 24,4 nm possibles (ISL du filtre). Si la longueur d'onde du mode principal du filtre varie linéairement avec la tension (voir équation (III.35) et figure 19(a)), la relation entre la longueur d'onde d'émission et la tension normalisée dévie de cette relation linéaire entre 1,4 et 1,8 du fait de l'allure spectrale du gain dans la région de 1525 à 1540nm (voir figure 9 du chapitre II.). Les puissances émises varient sur cette gamme de longueur d'onde entre $-4,3\text{dBm}$ et $-10,0\text{dBm}$ à cause de la variation du gain sur cette gamme.

Afin de d'évaluer l'importance de forme du filtre, on réalise les mêmes expériences avec le filtre excité selon le mode TE. La courbe d'accordabilité montre qu'il est possible d'accorder le laser 1527,1 à 1536,3 nm et de 1546,4 à 1555,2 nm. L'action laser n'a toutefois pas lieu autour de 1540 nm car le filtre ne présente pas un SMSR suffisant pour contre-carrer le fait que le gain ne soit pas uniforme et forcer l'émission à se produire sur son lobe principal. Quel que soit le mode du filtre choisi, la simulation numérique est en accord avec l'expérience.

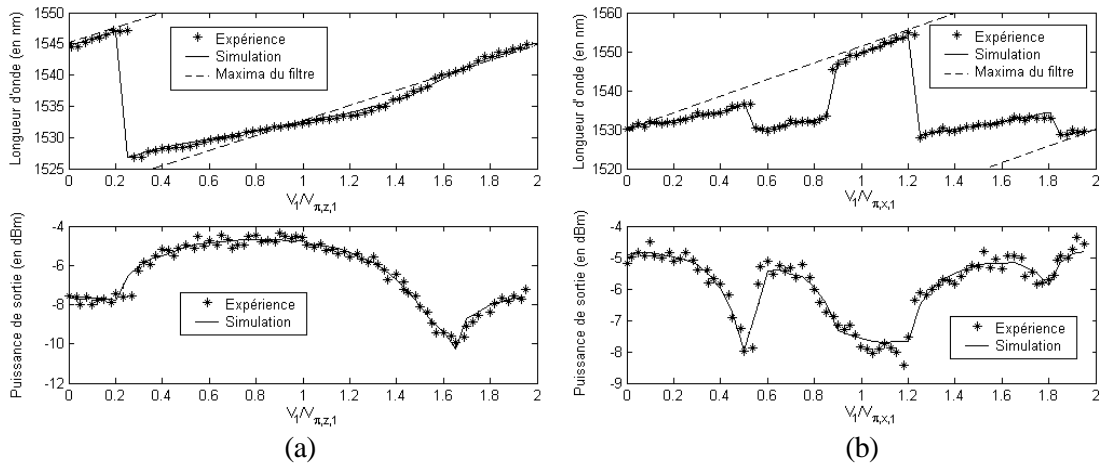


Figure 19 : Accordabilités TM (a) et TE(b).

Nous venons de voir que le taux de suppression des modes latéraux du filtre joue un rôle significatif dans la détermination du mode principal d'émission laser.

3.2.3.2 Analyse de pureté spectrale

Cette partie de l'étude du laser avec un alignement de la polarisation dans la cavité parfait se poursuit avec l'analyse spectrale de l'émission. Il s'agit d'obtenir le maximum d'informations possibles sur la pureté de notre source.

Ces considérations commencent par l'observation plus attentive du spectre de la figure 18(b). Pour $V_1/V_{\pi,z,1}=1,86$, le spectre enregistré présente un pic à 1534,2 nm qui vient de la forme du gain et du filtre. L'allure spectrale amincie de ce pic indique cependant une forte compétition entre le mode laser et celui à cette longueur d'onde. Afin d'évaluer la qualité du filtrage et de l'émission laser, on représente le SMSR pour le laser en figure 20(a). Cette mesure correspond au rapport en décibels de la puissance de la porteuse souhaitée à celle du pic de bruit le plus important (pic d'émission secondaire le cas échéant). Le résultat varie de façon générale entre 34,2 et 54,6 dB avec quelques excursions en dessous de la limite des 30 dB de la norme IEEE. Ces derniers points correspondent à des cas où l'émission laser se produit à deux longueurs d'onde simultanément comme l'atteste la figure 20(b). Les 10dB de SMSR du filtre ne permettent donc pas d'assurer l'émission à une seule longueur d'onde sur l'ensemble de la plage d'accordabilité. Cette émission multi-longueurs d'onde, aussi prédite par le calcul, montre qu'on peut obtenir des pics d'émission dont la différence de longueur d'onde est de 9,6 nm. Cette émission n'est cependant pas très stable du fait que la nature homogène du gain de l'amplificateur à fibre dopée erbium s'étend sur une gamme de 11,2 nm.

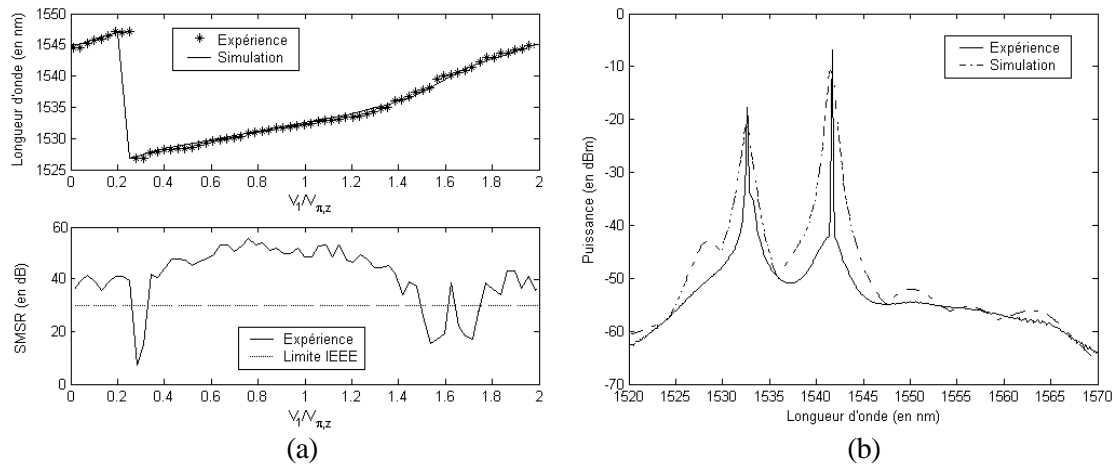


Figure 20 : Taux de suppression des modes latéraux (a) et émission multi-longueurs d'onde (b).

L'analyse spectrale de l'émission laser à l'aide de l'analyseur de spectre conduite jusqu'ici est limitée à la résolution de l'appareil soit 0,08 nm (10 GHz). La longueur de la cavité étant de l'ordre de 40 m, même quand nous ne détectons qu'un seul pic laser, nous ne pouvons pas assurer que l'émission est monomode. Afin d'améliorer notre évaluation de la largeur de l'émission laser, nous étudions la transmission du signal émis pour $V_1/V_{\pi,z}=0,68$ à travers un interféromètre de Fabry-Pérot d'ISL de 10 GHz, de finesse $F = 106$. La puissance détectée en sortie de l'interféromètre lorsqu'on fait varier faiblement l'écart entre les deux miroirs est proportionnelle au spectre du signal incident. La résolution de la mesure est dictée par la largeur à mi-hauteur du pic de transmission de l'interféromètre de Fabry-Pérot soit 96 MHz ici. La figure 21(a) prouve que la largeur d'émission laser est inférieure à 96 MHz c'est à dire qu'il y a moins de 19 modes émis. Si l'on souhaite vérifier le caractère monomode de l'émission il faut soit utiliser un interféromètre de Fabry-Pérot de largeur à mi-hauteur inférieure à 5 MHz soit recourir à la technique d'hétérodynage, outils que nous ne possédons pas.

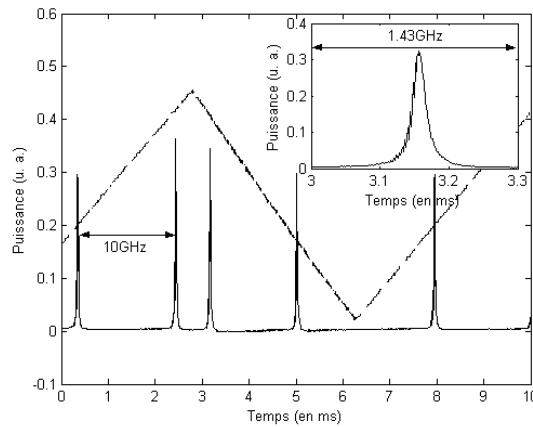


Figure 21 : Pureté spectrale.

3.2.3.3 Stabilité

Connaissant les conditions optimales pour faire fonctionner le laser, il nous faut maintenant penser à tester la stabilité du système conçu. Pour cela, nous nous préoccupons de savoir comment se comporte le laser lorsque le filtre s'écarte de son fonctionnement de Lyot et quelle est la stabilité temporelle de l'émission obtenue.

Dans un premier temps, nous nous concentrons sur l'influence de la tension de décalage imposée entre les deux tensions V_1 et V_2 . Si cette dernière change de 0,3V, l'accordabilité et la puissance de sortie du laser suivent les courbes de la figure 22(a). On constate que l'action laser n'est plus possible entre 1537,2 et 1543,4 nm. En fait, la modification de la tension de décalage se traduit par une rupture de la symétrie du filtre et donc une détérioration du SMSR du filtre, phénomène qui, on l'a vu, réduit la plage d'accordabilité. Les régions spectrales affectées en premier par ce changement correspondent à celles où les émissions multi-longueurs d'onde avaient lieu auparavant soulignant encore la précarité de ce type d'émission. Cette observation souligne une fois encore l'importance de l'allure spectrale de la transmission du filtre.

Le second paramètre de stabilité d'un composant est d'évaluer sa dépendance temporelle. Pour ce faire, nous enregistrons l'évolution de l'émission laser dans le temps. La figure 22(b) retrace la variation temporelle de la longueur d'émission lorsque la commande du filtre est conservée inchangée (ici, $V_1/V_{\pi,z,1}=0,64$). On constate que la longueur d'onde émise dérive dans le temps, rapidement au départ puis de façon plus lente. Afin de découvrir l'origine de cette dérive, nous avons tracé la courbe représentant l'évolution de la longueur d'onde du maximum du lobe central du filtre en fonction du temps pour les mêmes tensions de commande. On observe que, à un décalage en longueur d'onde près (effet expliqué par l'intervention de la forme du gain ; voir figure 19(a)), les courbes présentent le même comportement. Nous en déduisons que la cause principale de la dérive de notre système est due au filtre. En fait, cette dérive est attribuée à la fuite de courant dans le substrat de niobate de lithium et dans la couche de SiO_2 placée entre les électrodes et le substrat [8]. Les charges perdues viennent former un écran devant les électrodes. La tension appliquée, V , s'amointrit donc au cours du temps selon la formule [9] :

$$V(t) = \left[\alpha_V [\ln(t)]^3 + \beta_V [\ln(t)]^2 + \gamma_V \ln(t) + \delta_V \right] V_{\text{init}} \quad (\text{III.63})$$

où V_{init} est la tension imposée au temps $t=0$, α_V , β_V , γ_V et δ_V sont des paramètres liés au composant. Cette équation nous permet d'évaluer les quatre paramètres (α_V , β_V , γ_V et δ_V) à partir du comportement du filtre et de trouver une bonne approximation de la longueur d'onde du pic laser (voir figure 22(b)). Le filtre n'étant pas idéal ($V_{\text{off}} \neq 0$), la dérive temporelle s'accompagne aussi d'une dérive de la tension de décalage entre V_1 et V_2 qui va conduire aux réductions de la gamme d'accordabilité comme nous l'avons montré plus haut.

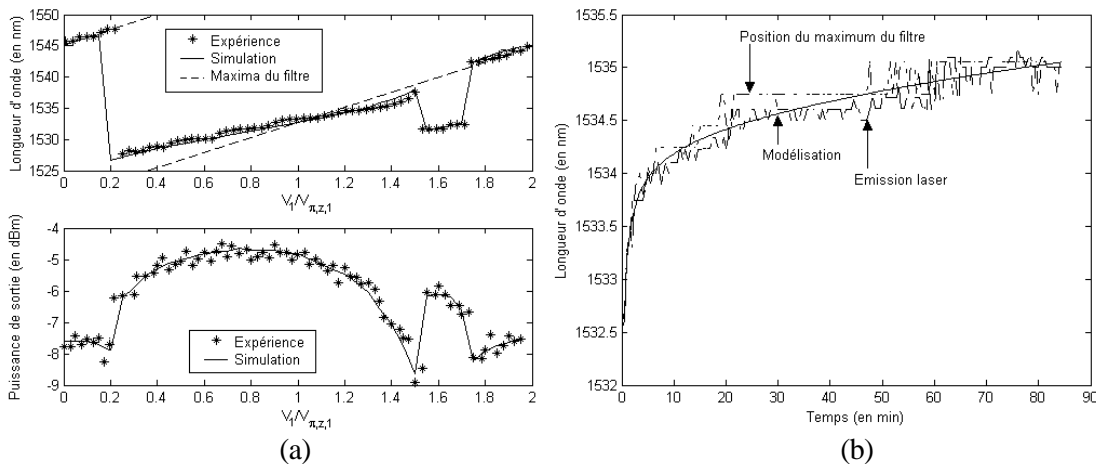


Figure 22 : Effet de l'offset (a) et stabilité temporelle (b).

3.2.4 Influence de la polarisation sur le fonctionnement du laser

Jusqu'à présent, le laser est utilisé alors que sa polarisation est parfaitement réglée. Les changements environnementaux influençant souvent ce type d'alignement, nous cherchons ici à voir l'effet produit par une rotation de la polarisation à un niveau ou un autre dans la cavité.

Tout d'abord, on maintient l'alignement du polariseur avec les axes du substrat et on tourne le contrôleur de polarisation qui ajuste l'orientation de la polarisation avec le polariseur (CP1) après rebouclage. On obtient, par exemple, l'accordabilité et la variation de puissance du laser de la figure 23(a). Comme prévu dans la section III.2.1., la rotation de la polarisation après la sortie du filtre introduit des pertes supplémentaires. Ces pertes ont pour effet de diminuer la puissance de sortie (en comparaison avec la figure 19(a)) mais aussi de réduire la plage d'accordabilité du fait que les pertes sur l'ensemble de la cavité excèdent le gain que peut fournir l'amplificateur dans certaines régions (ici, pour les longueurs d'onde supérieures à 1538 nm). L'utilisation du programme de simulation permet de retrouver les résultats expérimentaux pour une rotation de 45° de la polarisation par rapport à l'axe Z. L'extinction de tout effet laser est même possible. On démontre numériquement que l'angle α' doit pour cela être compris entre 87 et 90° .

Si l'on laisse le contrôleur de polarisation dans la même position que précédemment ($\alpha'=45^\circ$) et qu'on désaligne légèrement le polariseur par rapport aux axes du substrat du filtre, l'accordabilité ne se fait plus continûment mais par sauts comme le montre la figure 23(b). La vue détaillée présentée révèle que la valeur du saut est d'environ $0,65$ nm en accord avec le calcul mené dans le paragraphe III.3.1.3.2.

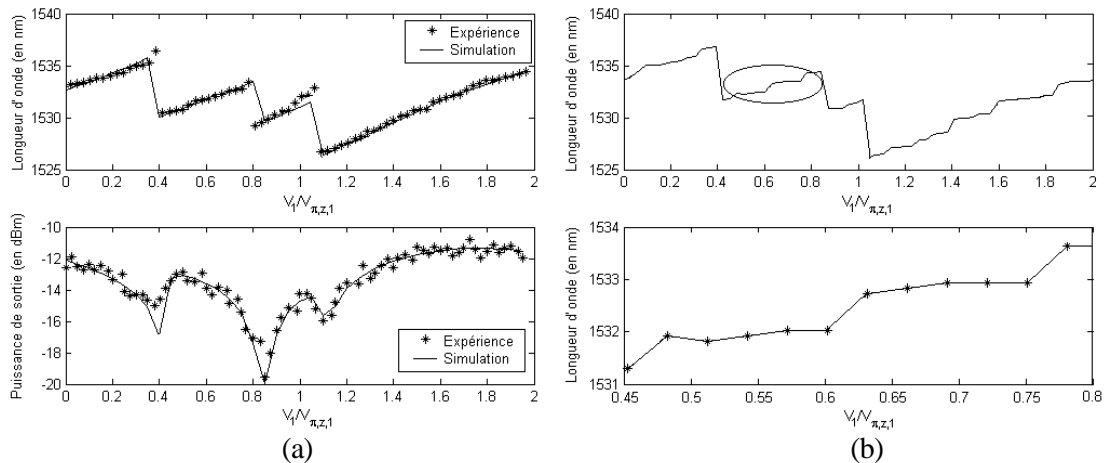


Figure 23 : Sensibilité à la polarisation :
 (a) effet de la rotation de la polarisation après le filtre ($\alpha' = 45^\circ$),
 (b) alignement imparfait du polariseur et rotation en sortie du filtre.

3.2.5 Conclusion

Nous retenons des paragraphes précédents que le laser, en régime continu, peut être étudié avec une grande fiabilité tant du point de vue numérique qu'expérimental. Les performances les plus remarquables sont obtenues lorsque le filtre présente le meilleur SMSR c'est-à-dire quand il est utilisé en mode TM. L'accordabilité atteint alors $18,8$ nm avec une largeur spectrale généralement inférieure à 96 MHz. En parallèle avec ce fonctionnement idéal, les tests effectués nous informent aussi sur la qualité du système par des études complémentaires sur la stabilité du laser qu'elle soit mécanique (effet de la polarisation) ou temporelle (effet de la tension).

3.3 Temps de commutation

Nous venons de dévoiler les performances du laser en matière d'accordabilité lorsque le filtre fonctionne de façon continue. Afin de compléter cette caractérisation, il nous reste à déterminer le temps nécessaire au laser pour effectuer un changement de longueur d'onde et se stabiliser.

Au niveau expérimental, on met en place le système schématisé en figure 24. La configuration laser et le réglage restent identiques à ceux utilisés pour l'accordabilité selon le mode TM dans le

paragraphe précédent. Les modifications interviennent au niveau de la tension de commande appliquée au filtre et à la détection. On choisit, en fait, de faire commuter le filtre entre deux positions en appliquant une tension V_2 rectangulaire, de faible fréquence ($f < 1 \text{ kHz}$), au lieu d'une tension continue. Le système de détection, quant à lui, comporte un coupleur de puissance 50/50, deux filtres optiques de bande passante $0,8 \text{ nm}$ pour limiter l'enregistrement à des zones spectrales proches des longueurs d'onde désirées, deux détecteurs rapides (de bande passante de 1 GHz) et un oscilloscope (de bande passante 500 MHz). Un signal de synchronisation est aussi mis en place entre le générateur de tension et l'oscilloscope.

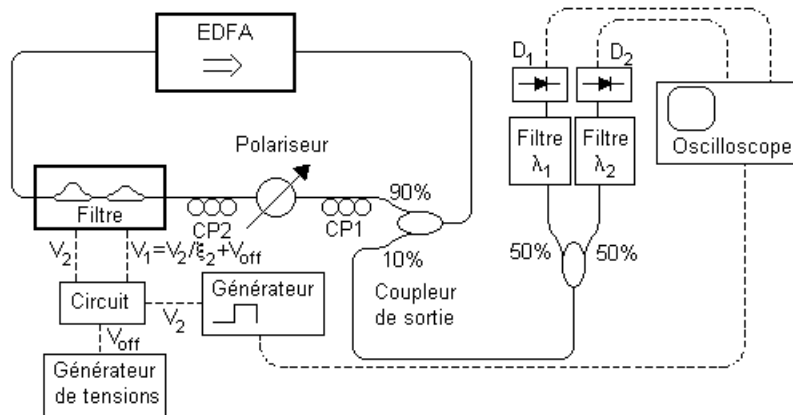


Figure 24 : Schéma d'étude de la commutation en longueur d'onde.

La première préoccupation dans une expérience de ce genre est de connaître l'élément qui peut limiter la vitesse de la transition. En premier lieu, nous observons (cf. figure 25) que la tension V_1 délivrée à la sortie de notre circuit électronique de commande suit la loi $V_2 = 2V_1 + V_{\text{off}}$ sauf dans la période où les amplificateurs sont essentiellement limités par leur *slew rate*, soit, au pire, $3,6 \mu\text{s}$ (V_2 variant de $-2V_{\pi,z}$ à $2V_{\pi,z}$). La bande passante des électrodes de notre composant ($> 140 \text{ MHz}$) ainsi que celles des détecteurs et de l'oscilloscope font que le circuit électronique de commande apparaît comme étant l'élément limitant de notre système d'analyse.

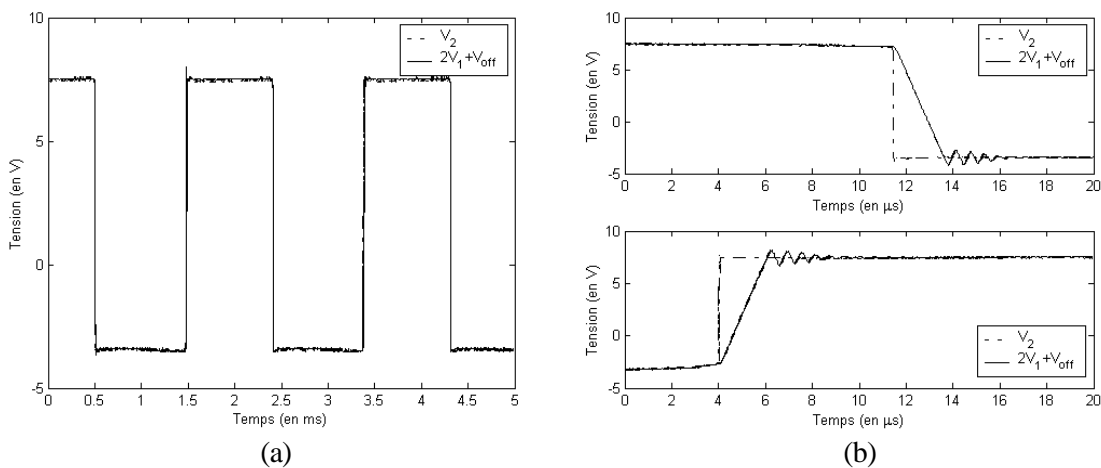


Figure 25 : Réponse du circuit de commande à une excitation rectangulaire ($f=1 \text{ kHz}$) :

- (a) allure générale,
(b) vue détaillée des transitions.

Les performances du circuit de commande connues, on passe à l'étude de la commutation du laser entre deux longueurs d'onde d'émission. Si, par exemple, on applique un créneau de tension variant de $V_1/V_{\pi,z,1} = 0,68$ à $1,17$ et de fréquence 833 Hz , l'émission passe alternativement de $\lambda_1 = 1530,4$ à $\lambda_2 = 1534,6 \text{ nm}$. La figure 26 montre les réponses détectées en sortie des filtres une fois ceux-ci réglés ainsi qu'une vue détaillée de l'enregistrement à λ_2 . Le comportement n'est pas strictement

identique aux deux longueurs d'onde. Néanmoins, l'évolution temporelle comporte toujours pour le signal à la nouvelle longueur d'onde (longueur d'onde finale) :

- un transitoire constitué d'une série de pics de puissance émis à la pseudo-fréquence f_r et s'amortissant exponentiellement (facteur d'amortissement temporel γ_r). En fait, le décalage spectral du filtre crée une variation de la distribution spectrale des pertes qui, à son tour, force le gain à changer. La durée de l'état excité (niveau d'énergie 2) étant plus longue que le temps nécessaire au signal lumineux pour parcourir un tour de la cavité, les fluctuations du gain conduisent à la formation des oscillations de relaxation observées [10].
- une zone de puissance constante correspondant au régime continu.

Le signal à la longueur d'onde de départ, quant à lui, meurt en quelques tours de cavité et ne présente donc pas de comportement oscillatoire.

De plus, à la longueur d'onde λ_2 , on observe une impulsion de forte puissance, dite *Q-switch* (de commutation de gain), car elle a pour origine un changement du gain important. Cette impulsion renforce les variations de puissance du transitoire (cf. figure (a)) car elle dépeuple totalement l'état haut du laser (niveau d'énergie 2) c'est-à-dire modifie encore plus drastiquement le gain.

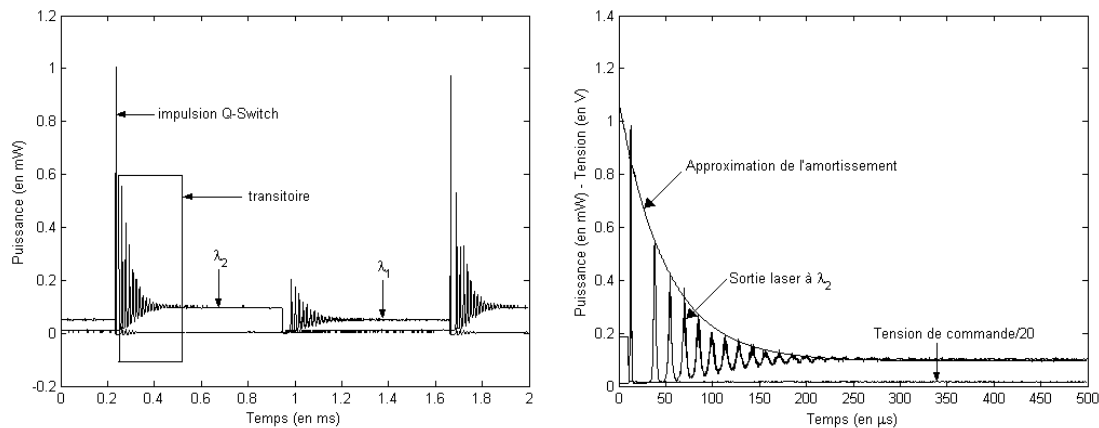


Figure 26 : Commutation en longueur d'onde :

(a) vue générale de la commutation entre $\lambda_1=1530,4 \text{ nm}$ et $\lambda_2=1534,6 \text{ nm}$,

(b) vue détaillée détectée à $\lambda_2=1534,6 \text{ nm}$.

L'exploitation des courbes ci-dessus par une approximation exponentielle permet de déterminer que γ_r est indépendant de la longueur d'onde et vaut $50 \mu\text{s}$. Par contre, la périodicité des oscillations change avec le sens de commutation. Elle est de 67 kHz lorsque la transition passe de λ_1 à λ_2 et de 61 kHz dans l'ordre inverse. De plus, on évalue que le temps requis pour le signal pour être stabilisé à $\pm 10\%$ de sa puissance finale est de $204 \mu\text{s}$ lorsque le changement se fait de λ_2 vers λ_1 et de $187 \mu\text{s}$ pour une commutation de λ_1 vers λ_2 . D'une façon générale, ce temps augmente lorsqu'on diminue la puissance de pompe et lorsque le gain varie fortement entre les longueurs d'onde de départ et d'arrivée. Il reste cependant inférieur à $430 \mu\text{s}$.

En fait, le temps nécessaire à l'établissement du régime continu est en fait conditionné par le temps que met le gain pour atteindre sa valeur finale. Si l'on suppose le changement de longueur d'onde instantané, on démontre que ce temps dépend de la différence de l'inversion de population (entre les niveaux d'énergie 2 et 1) entre l'état initial (avant changement) et l'état final (nouveau régime continu) [11]. Ce fait explique les observations expérimentales présentées auparavant.

4 Comportement impulsionnel

A ce point, le laser accordable en longueur d'onde dont nous disposons émet un signal de puissance continue. Dans cette partie nous mettons en œuvre deux méthodes pour créer des impulsions : le mode déclenché et la synchronisation de modes. Après une brève présentation du principe, nous exploitons les résultats expérimentaux pour établir les performances de chaque type d'émission impulsionnelle.

4.1 Régime de mode déclenché

La première technique que nous allons utiliser pour produire des impulsions est le mode déclenché, aussi appelé *Q-switch*. Après une rapide description du principe de fonctionnement, nous déterminons les caractéristiques des impulsions ainsi créées.

4.1.1 Mode déclenché

Le fonctionnement en mode déclenché, schématisé en figure 27, se décompose en deux étapes :

- pendant une durée $\Delta\tau$, on fixe les pertes intra-cavité à une valeur importante. La puissance pompe est alors utilisée pour accroître l'inversion de population jusqu'à ΔN_i et tenter d'atteindre l'émission laser,
- subitement on commute la valeur des pertes à un niveau plus faible. L'inversion de population établie pendant $\Delta\tau$ est alors largement supérieure au seuil d'émission laser (ΔN_{seuil}). La puissance optique émise augmente alors très rapidement jusqu'à saturation. L'inversion de population diminue alors jusqu'à ΔN_f , valeur située en dessous du seuil laser forçant la puissance émise à décroître simultanément.

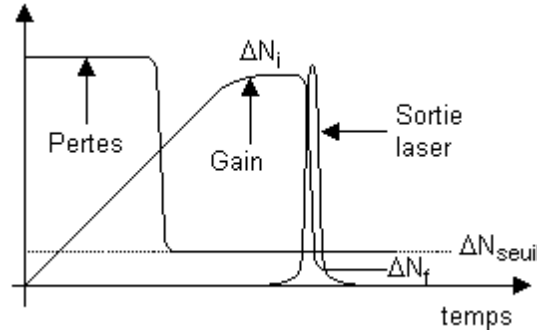


Figure 27 : Principe du mode déclenché.

Si l'on suppose que la commutation est suffisamment rapide et qu'on peut modéliser chaque élément de la cavité par un composant discret (effets dus à la propagation négligeables), la puissance crête émise, P_c , suit la loi :

$$P_c = \frac{r_N - 1 - \ln(r_N)}{2r_N} \frac{\Delta N_i hC}{\lambda_s} \quad (\text{III.64})$$

où r_N est le taux d'inversion de population (rapport de la puissance de pompe injectée sur celle au seuil laser; $\approx P_p/P_{p,\text{seuil}}$).

Dans les mêmes conditions, on approxime la largeur de l'impulsion, $\Delta\tau_c$, par :

$$\Delta\tau_c = \frac{r_N \xi(r_N) T_b}{(r_N - 1 - \ln(r_N)) \delta_c} \quad (\text{III.65})$$

Dans cette expression, T_b est le temps mis par le signal pour boucler un tour de la cavité, δ_c symbolise l'ensemble des pertes de la cavité (à la propagation et au coupleur de sortie) et ξ représente l'efficacité du transfert de l'énergie stockée pendant $\Delta\tau$ vers l'impulsion. Cette formule ne tient pas compte de la forme exacte de l'impulsion, elle ne constitue donc qu'une approximation de la valeur de la largeur à mi-hauteur de l'impulsion.

4.1.2 Résultats expérimentaux

En pratique, nous adoptons le montage présenté en figure 28. On réalise la détection après le filtre afin de limiter l'influence de la variation de puissance de l'ASE au sein de la contribution globale. Un atténuateur optique variable (atténuation utilisée -10dB) est aussi placé devant le détecteur afin d'éviter la saturation de celui-ci. La variation des pertes est introduite grâce à l'application d'un signal électrique de faible fréquence aux électrodes d'un modulateur d'intensité, de bande passante $5,2\text{ GHz}$, situé à l'intérieur de la cavité. Ce composant n'est autre qu'un interféromètre de Mach-Zehnder symétrique qu'on fait fonctionner en commutation entre ses états passant et bloqué et réalisé ($12,2\text{ dB}$ de taux d'extinction). Il est réalisé en optique intégrée sur niobate de lithium (coupe Z) et introduit $4,2\text{ dB}$ de pertes supplémentaires, limitant la zone d'accordabilité à $6,7\text{ nm}$ autour de $1532,4\text{ nm}$. La coupe du substrat du modulateur impose qu'on introduise un troisième contrôleur de polarisation dans la boucle dont le réglage est réalisé avant la fermeture de la cavité (voir la procédure du paragraphe III.1.2.1.). Un signal de synchronisation est aussi établi entre le générateur commandant le modulateur d'intensité et l'oscilloscope.

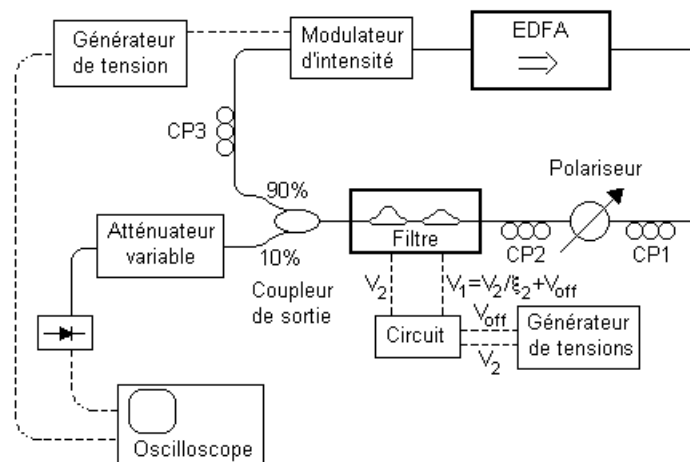


Figure 28 : Montage pour l'opération du laser en mode bloqué.

Le signal appliqué au modulateur d'intensité est de forme rectangulaire, de fréquence f , réduisant les pertes pendant un intervalle de $10\mu\text{s}$ (voir figure 29(a)). Une réponse typique du laser, pour $f=100\text{ Hz}$, est aussi fournie en figure 29(a). On constate que la puissance en sortie est bien une impulsion. La puissance crête obtenue est de $0,79\text{ mW}$ et la largeur à mi-hauteur vaut $0,78\text{ }\mu\text{s}$.

Ce taux de répétition étant lent et les impulsions créées longues, on cherche à améliorer les performances en étudiant l'évolution de la puissance crête et de la durée de l'impulsion lorsqu'on augmente la cadence de répétition. Pour $f < 2\text{ kHz}$, la puissance crête tout comme la durée de l'impulsion restent identiques. Au-delà de cette fréquence, on observe que la puissance crête se met à diminuer et que la durée de l'impulsion s'accroît. La réduction de puissance crête est due au fait qu'il faut un certain temps pour restaurer l'inversion de population (ΔN_i , voir équation (III.64)) une fois qu'elle a été déplétée. Cet intervalle de temps est lié à la durée de l'état métastable haut du laser (de niveau d'énergie 2) et donc le changement de comportement devrait survenir autour de 100 Hz . La présence de l'ASE réduit l'inversion de population diminuant le temps effectif de l'état métastable à $0,5\text{ ms}$ [12]. L'augmentation de la durée de l'impulsion possède la même origine.

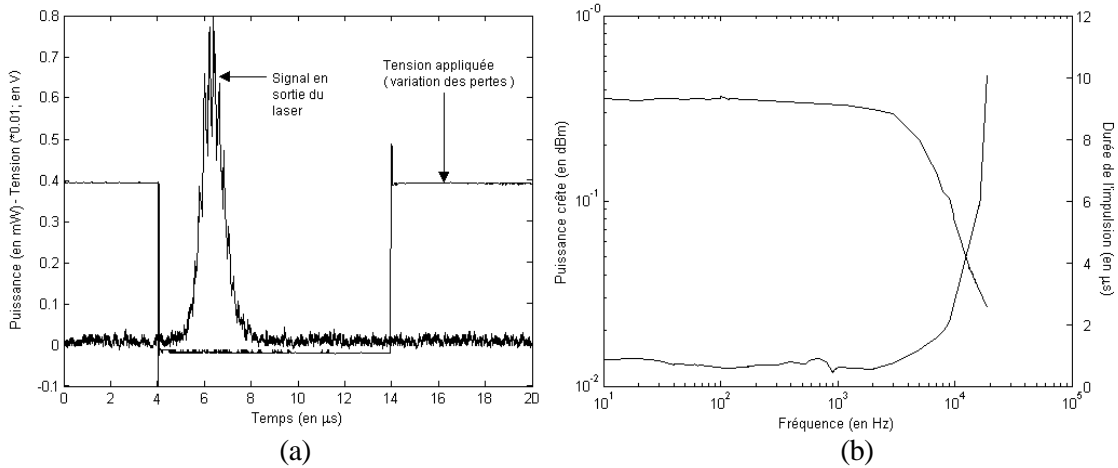


Figure 29 : Mode déclenché :

(a) allure temporelle typique d'une impulsion ($f=100$ Hz),

(b) variation de la puissance crête et de la durée de l'impulsion avec la cadence de répétition.

4.2 Synchronisation de modes

Comme nous venons de le voir le mode déclenché permet de générer des impulsions relativement longues et à de faibles cadences de répétition. Dans cette partie, nous présentons une autre technique pour créer des impulsions, la synchronisation de modes, et étudions les performances obtenues.

4.2.1 Modes synchronisés

Nous savons depuis le chapitre I. (cf. I.3.1.) que la cavité favorise certaines fréquences, les modes, dont la fréquence, ν_m , est un multiple (ordre m) de la fréquence de cavité ν_c :

$$\nu_c = \frac{C}{nL_c} \quad (\text{III.66})$$

où C est la vitesse de la lumière dans le vide, n l'indice de réfraction moyen selon l'axe de propagation de la lumière et L_c est la longueur de la cavité.

Contrairement au régime continu où la nature du gain tend à rendre l'émission monomode (voir section précédente), l'idée conceptrice de la génération d'impulsions par synchronisation de modes consiste à combiner la puissance de plusieurs modes pour former un train d'impulsions (de puissance crête plus élevée). Pour obtenir ce phénomène, il suffit de parvenir à mettre en phase plusieurs modes grâce à la modulation du signal optique se propageant dans la cavité. En effet, de façon générale, tout signal de modulation de fréquence, f_m , produit des bandes latérales autour de chaque mode de fréquence, ν_m , aux fréquences $f_{m,k}^+$ et $f_{m,k}^-$ données par :

$$f_{m,k}^{\pm} = \nu_m \pm k f_m \quad (\text{III.67})$$

où k est un entier, appelé ordre de la bande de modulation. La puissance portée par l'ordre k dépend alors de la nature et de la puissance du signal générant la modulation.

Si la fréquence de modulation, f_m , vaut ($k_{\text{mod},n}$ et $k_{\text{mod},d}$ étant des entiers) :

$$f_m = \frac{k_{\text{mod},n} \nu_c}{k_{\text{mod},d}} \quad (\text{III.68})$$

la fréquence des bandes latérales à l'ordre $k=k_{\text{mod},d}$ du mode v_m coïncident avec les fréquences des modes d'ordre $m+k_{\text{mod},n}$ et $m-k_{\text{mod},d}$. Si la puissance de ces bandes latérales est suffisante, un couplage entre ces dits modes apparaît et établit leur synchronisation. Les impulsions produites ont une cadence de répétition égale à la différence de fréquence entre un mode et le premier mode suivant auquel il est couplé soit $k_{\text{mod},d}f_m$. Dans le cas où $k_{\text{mod},d}$ est différent de 1, on dit que la synchronisation de modes est rationnelle (du fait de la fraction rationnelle) [18] [19].

Deux types de techniques peuvent être utilisées pour obtenir la synchronisation :

- les méthodes actives où l'on insère un modulateur de phase ou d'intensité dans la boucle et l'on applique un signal de modulation électrique à une fréquence adéquate (voir équation (III.68)),
- les méthodes passives où la synchronisation est obtenue soit par modulation du signal pompe du laser à une des fréquences appropriées (voir équation (III.68)) soit via un phénomène d'absorption saturable (absorbant saturable à semiconducteur placé dans la cavité [13] ou boucle non linéaire à fibre [14], ou encore effet dû à la rotation non-linéaire de polarisation [15]).

Seules les méthodes actives où l'on emploie un modulateur de phase pour créer la synchronisation des modes sont considérées ici. Dans ce cas, et sous réserve que le gain soit homogène et que les impulsions soient d'allure gaussienne, on trouve que les largeurs temporelle, $\Delta\tau$, et spectrale, $\Delta\nu$, des impulsions suivent les lois [16] :

$$\Delta\tau = \left(\frac{2\sqrt{2} \ln(2)}{\pi^2} \right)^{1/2} \left(\frac{2g}{M} \right)^{1/4} \left(\frac{1}{f_m \Omega_g} \right)^{1/2} \quad (\text{III.69})$$

$$\Delta\nu = \left(\frac{2g}{M} \right)^{-1/4} \left(\frac{1}{f_m \Omega_g} \right)^{-1/2} \quad (\text{III.70})$$

où g est le facteur de gain du laser, Ω_g sa bande passante et M est la profondeur de modulation imposée par le modulateur de phase. Il vient des deux formules précédentes que le produit $\Delta\tau \Delta\nu$ est constant et vaut 0,445. Lorsqu'une impulsion gaussienne vérifie cette propriété, on dit qu'elle est en limite de Fourier.

4.2.2 Résultats expérimentaux

L'arrangement expérimental utilisé pour la synchronisation de modes est présenté en figure 30. Le laser est identique à celui du mode déclenché hormis que le modulateur d'intensité est remplacé par un modulateur de phase de coupe Z et de bande passante 2,8 GHz et introduisant 3,6 dB de pertes. Le signal électrique de modulation est une sinusoïde, générée par un synthétiseur HP E4422B, dont la fréquence peut varier entre 250 kHz et 4 GHz. Les évolutions temporelles sont détectées grâce à une photodiode (HP 83440D) de bande passante 32 GHz (15 ps de temps de montée) reliée à un oscilloscope HP54120A (bande passante 33 GHz) via un sélecteur à quatre canaux (HP54123A). Une partie du signal appliqué au modulateur de phase est dirigé vers le sélecteur de canaux pour la synchronisation de la détection. De plus, afin de pouvoir analyser le contenu fréquentiel de certains signaux créés, un filtre Fabry-Pérot fibré d'ISL 10 GHz et finesse $\mathcal{F} = 106$, un détecteur de bande passante 1GHz et un oscilloscope HP54616B (bande passante 500MHz) sont inclus dans le montage. Le contrôleur de polarisation (CP) introduit avant le filtre de Fabry-Pérot sert à orienter la polarisation de sortie du laser selon une des axes du filtre. Enfin, deux analyseurs de spectres, un optique (AN9710B) et un électrique (HP8593E ; bande passante 22 GHz) sont ajoutés pour déterminer la longueur d'onde d'émission et faciliter le choix de la fréquence à appliquer comme nous allons le voir par la suite.

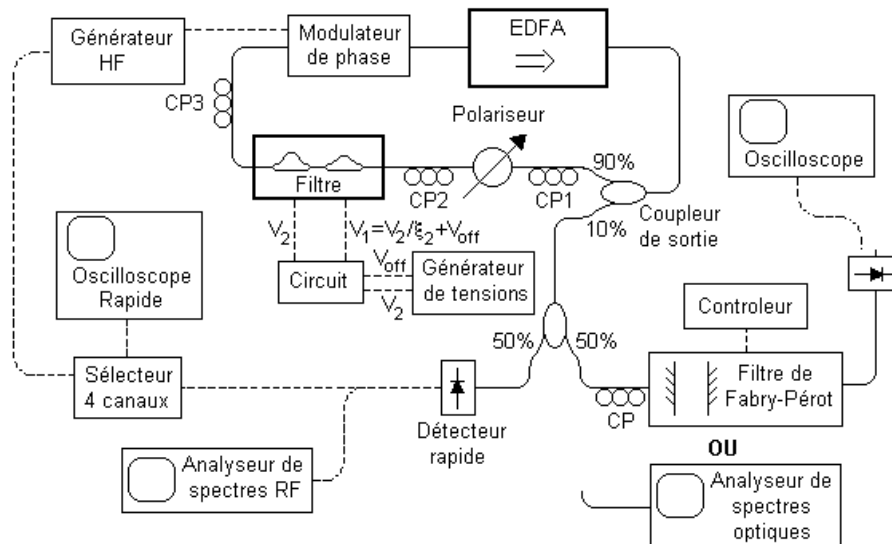


Figure 30 : Montage expérimental utilisé pour la synchronisation de modes.

Une photographie du système expérimental mis en place figure ci dessous.

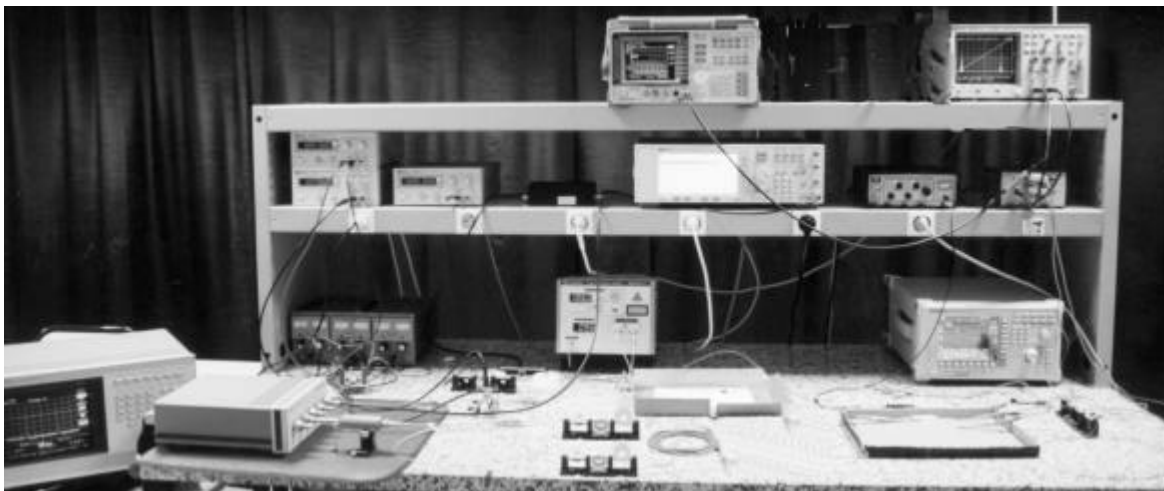


Figure 31 : Synchronisation de modes : photographie de l'expérience.

La première opération en vue de mettre en œuvre la synchronisation de modes consiste à déterminer la fréquence de la cavité, ν_c . Pour cela, on peut mesurer la longueur totale de la cavité et approximer l'indice de réfraction par celui de la silice ($n \approx 1,5$). On trouve que $L_c \approx 44,5$ m c'est à dire que $\nu_c \approx 4,494$ MHz. Cette approche peut néanmoins s'avérer fastidieuse où imprécise lorsque l'arrangement de la cavité se complexifie. Une autre méthode, simple mais plus précise, s'appuie sur le fait que plusieurs modes co-existent dans la cavité et que chacun d'autre eux est un multiple de la fréquence de la cavité. Lorsqu'on dirige le signal émis par le laser vers une photodiode, chaque paire de modes crée à la sortie du détecteur un battement dont la fréquence correspond à différence de fréquence entre ces deux modes [16]. Il en résulte que le spectre électrique du laser comporte plusieurs raies. Si le signal est monomode transversal, la séparation entre les différentes fréquences électriques est ν_c [17]. Nous dirigeons donc le signal émis par le laser, fonctionnant en régime continu, vers une photodiode et observons le spectre électrique du signal en sortie du détecteur. Comme on peut le voir en figure 32, le spectre présente plusieurs raies spectrales séparées les unes des autres par $\nu_c \approx 4,484$ MHz, en bon accord avec le résultat énoncé plus haut.

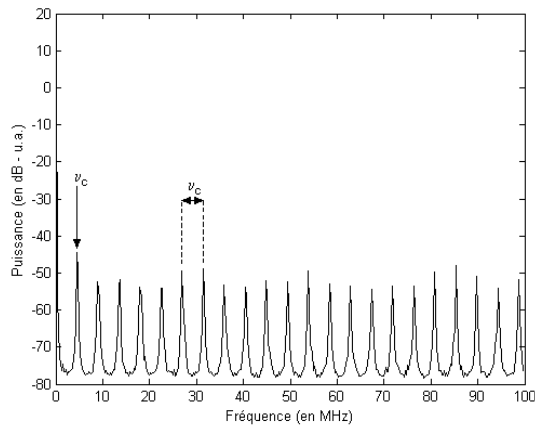


Figure 32 : Détermination de la fréquence de cavité.

Dans un second temps, afin de mieux appréhender le fonctionnement de synchronisation des modes, on applique des signaux de différentes fréquences au modulateur de phase. En particulier, pour $f_m=8$ MHz, on obtient le spectre radio-fréquence et l'allure temporelle représentés en figure 33. La fréquence n'étant pas appropriée (ne vérifiant la condition (III.68)), la plupart des bandes latérales ne coïncident pas avec les modes de la cavité (voir figure 33(a)). Quelques modes de la cavité sont néanmoins renforcés par la fréquence de modulation créant une modulation de la puissance de sortie du laser (voir figure 33(b)). Au contraire, lorsque la fréquence de modulation correspond, par exemple, au second harmonique de la fréquence de cavité, le signal de modulation couple les différents modes de la cavité ensemble (voir figure 34(a)) et l'émission laser devient impulsionnelle avec une cadence de répétition égale à la fréquence de modulation (voir figure 34(a)).

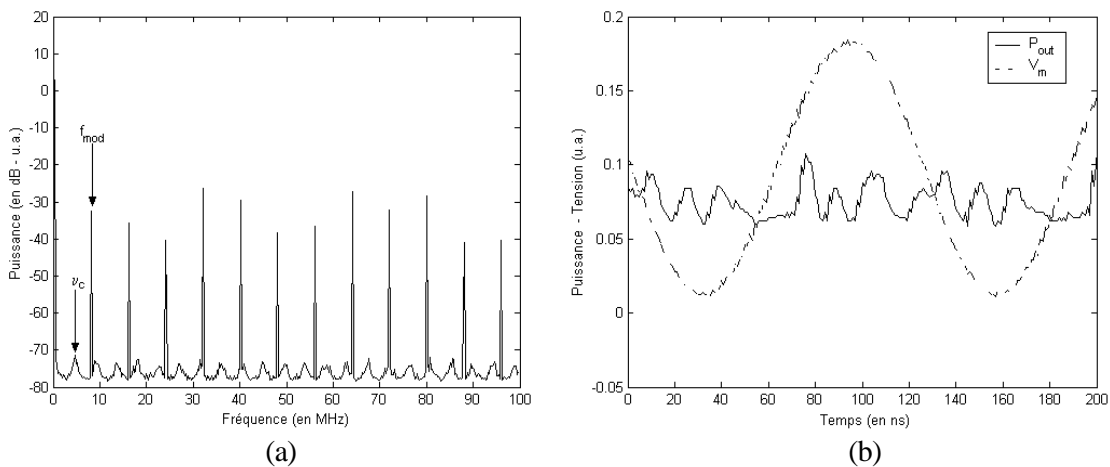


Figure 33 : Modulation à une fréquence non adéquate pour synchronisation des modes :
 (a) spectre radio-fréquence,
 (b) allure temporelle.

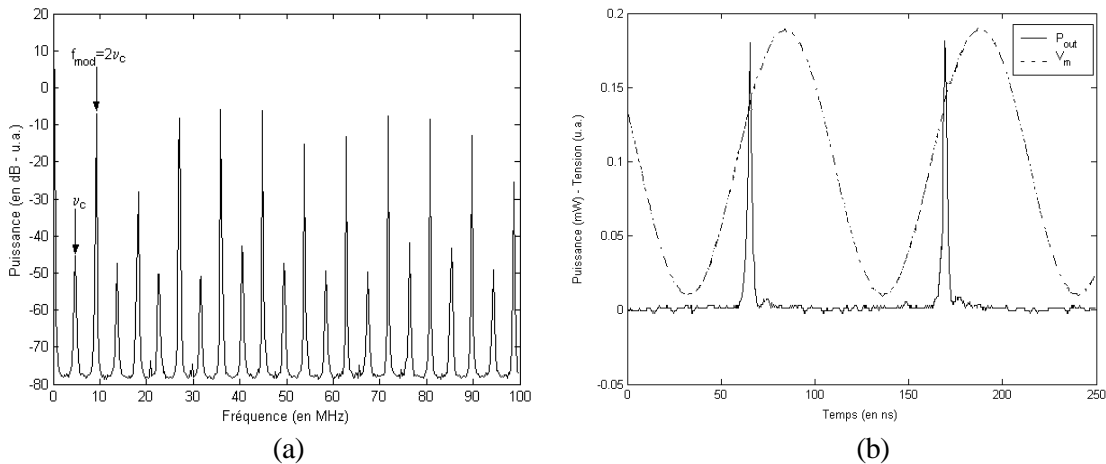


Figure 34 : Synchronisation de modes par modulation à la seconde harmonique de la cavité :
 (a) spectre radio-fréquence,
 (b) allure temporelle.

Maintenant que nous savons nous placer en régime de synchronisation de modes, nous étudions les caractéristiques des impulsions émises. A titre d'exemple, lorsque la fréquence de modulation f_m vaut $10\nu_c$, l'impulsion présente une forme gaussienne de durée $204 \pm 1,2$ ps (voir figure 35(a)). Le spectre optique détecté après le Fabry-Pérot est fourni en figure 35(b). La largeur spectrale à mi-hauteur est de $2,20 \pm 0,06$ GHz, c'est-à-dire que le produit $\Delta\tau \Delta\nu \approx 0,448 \pm 0,015$, proche de la valeur théorique lorsque l'impulsion est en limite de Fourier. On souligne que la mesure du spectre ne présente aucun repliement car sa largeur spectrale totale est inférieure à 5 GHz (soit vérifie le théorème de Shannon).

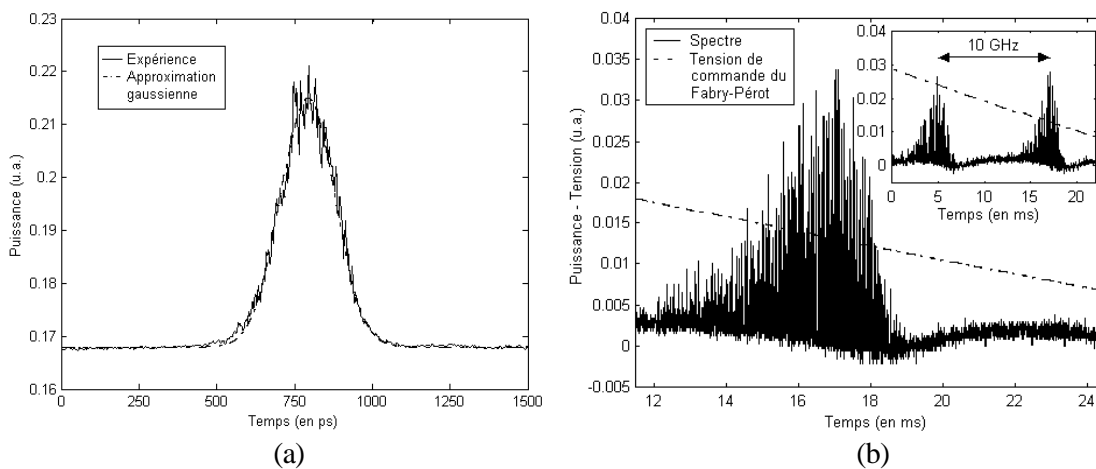


Figure 35 : Analyse temporelle et spectrale du signal pour $f_m = 10\nu_c$:
 (a) allure de l'impulsion avec son approximation gaussienne,
 (b) spectre optique.

Nous poursuivons notre caractérisation en traçant les variations de la durée des impulsions générées en fonction de l'inverse de la racine carrée de la fréquence de modulation pour des fréquences vérifiant (III.68) (cf. figure 36). La relation obtenue est linéaire suggérant que le milieu à gain est essentiellement homogène (voir équation (III.69)). En effet, dans le cas où le milieu est essentiellement inhomogène, la durée des impulsions varie linéairement avec l'inverse de la fréquence de modulation [16]. On observe que la durée de l'impulsion atteint 17,3 ps pour $f_m = 1,7936$ GHz. Au delà de cette fréquence de modulation, la mesure effectuée n'est plus fiable car la durée de l'impulsion devient inférieure au temps de réponse de la photodiode.

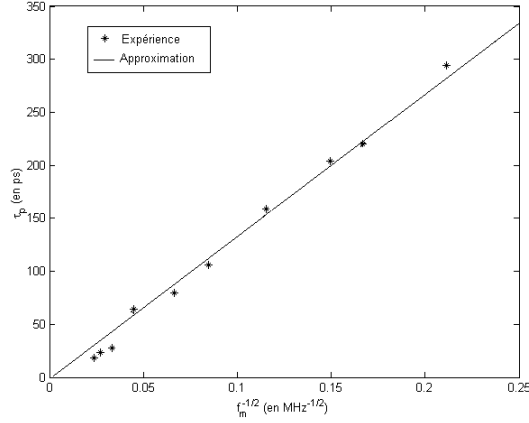


Figure 36 : Impact de la fréquence de modulation sur la durée des impulsions.

Enfin, nous terminons notre étude en nous intéressant à la stabilité de la synchronisation de modes. Pour cela, on s'intéresse à ce qu'il se passe lorsque la fréquence de modulation n'est pas exactement un multiple de celle de la cavité. En particulier, on représente la variation de la durée des impulsions $((\tau_p(f) - \tau_p(5\nu_c)) / \tau_p(5\nu_c))$ créées lorsqu'on désaccorde la fréquence de modulation par rapport à $5\nu_c$. On constate, en figure 37(a), que la durée de l'impulsion augmente avec le désaccord en fréquence et que, pour maintenir la fluctuation de la durée de l'impulsion inférieure à 10%, la fluctuation de fréquence doit rester inférieure à 125 Hz de part et d'autre de la fréquence référence ($f_m = 5\nu_c$). La fluctuation relative maximale de la longueur de la cavité est donc de :

$$\frac{\Delta\nu_c}{\nu_c} \leq 5,66 \cdot 10^{-6} . \tag{III.71}$$

Cette condition de stabilité est tout à fait compatible avec celle des générateurs de fréquence actuels. Afin d'avoir une meilleure appréciation de cette sensibilité, nous la traduisons en terme de variation de température. La variation relative de la longueur optique de la cavité, $L_{c,opt}$, avec la température suit la loi :

$$\frac{1}{L_{c,opt}} \frac{dL_{c,opt}}{dT} = \frac{1}{\nu_c} \frac{d\nu_c}{dT} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T} + \frac{1}{L_c} \frac{\partial L_c}{\partial T} . \tag{III.72}$$

Si l'on suppose que la cavité est entièrement en fibres optiques et que $n=1,5$, on a :

$$\frac{1}{L_{c,opt}} \frac{dL_{c,opt}}{dT} \approx 7,7 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1} . \tag{III.73}$$

Ainsi, pour avoir une impulsion dont la durée ne fluctue pas de plus de 10%, il est donc nécessaire de maintenir la température à mieux que 0,73 K.

Jusqu'ici, tous les résultats présentés correspondent à la longueur d'onde d'émission $\lambda=1531,3$ nm. Or, avec le modulateur de phase inséré, la longueur d'onde du laser peut être accordée entre 1527,4 à 1536,7 nm. Nous complétons donc notre étude en regardant l'effet de la variation de la longueur d'onde sur la synchronisation de modes. On observe que, à une harmonique donnée, la durée des impulsions reste identique aux erreurs de mesure près mais que la fréquence de modulation, f_m , correspondant à cette harmonique varie linéairement avec la longueur d'onde. On illustre ce phénomène en figure 37(b) pour l'harmonique 50. La fluctuation de la fréquence avec la longueur d'onde s'explique grâce aux équations (III.66) et (III.68). En effet, il vient :

$$\frac{df_m}{d\lambda} = - \frac{f_m CD}{n} \tag{III.74}$$

où C est la vitesse de la lumière dans le vide, et D le coefficient de dispersion.

En utilisant cette approximation, on trouve que $D \approx 21,1$ ps/nm km, en bon accord avec la valeur donnée au paragraphe I.1.2.3. .

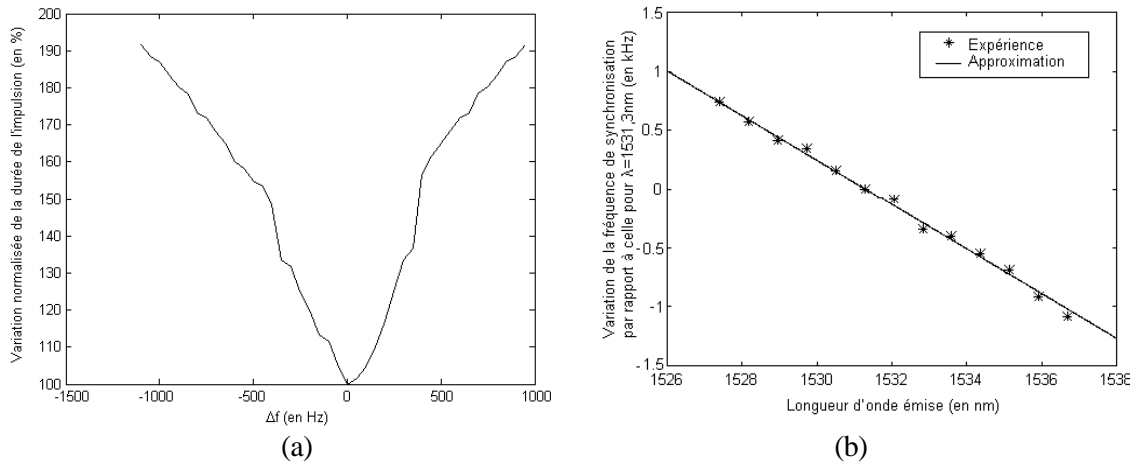


Figure 37 : Stabilité de la synchronisation de mode :
 (a) effet du désaccord de fréquence autour de $f_m = 5n_c$ ($(t_p(f) - t_p(5n_c)) / t_p(5n_c)$).
 (b) effet du changement de la longueur d'onde ($f_m(\lambda) - f_m(\lambda = 1531,3 \text{ nm})$).

5 Conclusion

Cette partie vise à faire la synthèse des résultats obtenus dans ce chapitre. Elle nous donne aussi l'occasion de cerner les applications possibles pour notre système dans le cadre des télécommunications et de le comparer à d'autres alternatives. Ce résumé nous amène aussi à proposer diverses améliorations dont les lasers développés pourraient bénéficier.

5.1 Rappel des résultats et applications

Au début de ce chapitre, nous avons présenté le fonctionnement, la mise en œuvre et la caractérisation d'un filtre de Lyot composé de deux interféromètres de Mach-Zehnder déséquilibrés cascades. Un tel composant peut être réalisé en pratique en fibres optiques [20], ou en optique intégrée (silice sur silicium [21], polymères [22], et LiNbO_3). Dans notre cas, le filtre, fabriqué sur un substrat de 4,3 cm de LiNbO_3 de coupe Z, est accordable en longueur d'onde par effet électro-optique. L'avantage majeur de la technologie employée réside dans l'utilisation de l'effet électro-optique qui permet d'accorder le filtre jusqu'à atteindre la fréquence de coupure de 143 MHz, limite fixée par le type d'électrodes déposées (capacitives). De plus, nous sommes tentés de comparer les performances de notre filtre avec d'autres composants (cf. Table 3). Tout d'abord, on s'intéresse à un composant du même type réalisé par Uniphase Telecommunications [23]. Le SMSR obtenu par l'expérience étant largement inférieur à la théorie (13dB) et le niveau des pertes mesuré indique que notre procédé de fabrication apparaît mieux maîtrisé. Cependant, le même type de substrat peut être utilisé pour fabriquer un filtre acousto-optique simple [24] ou double étage(s) [25]. Si les performances en matière de sélectivité sont meilleures que les nôtres, leur temps d'accordabilité est limité par la vitesse de propagation des ondes dans le cristal et donc la fréquence maximale d'opération est de l'ordre de 200 MHz. Ce dernier filtre, accordable sur 60 nm, possède une bande passante de 2 nm, et un SMSR supérieur à 20 dB [25]. Quant aux filtres de Bragg [26] ou Fabry-Pérot, ils possèdent une sélectivité bien meilleure (bande passante inférieure à 0,7 nm pour des plages d'accordabilité supérieures à 40 nm) mais une accordabilité plus lente à cause de l'effet mis en jeu (thermique, piezo-électrique, mécanique ...).

Composants	Caractéristiques				
	Accordabilité maximale (en nm)	Bande passante optique (en dB)	SMSR (en dB)	Pertes (en dB)	Vitesse d'accord
Filtre à trois Mach-Zehnder cascades [23]	3,2		7	19	
Filtres acousto-optiques [24] [25]	60	2	20		<200MHz
Filtre de Bragg	>40	<0,7		≈1 dB	<10 kHz
Filtre Fabry-Pérot	>40	<0,7		5 dB	<100 kHz
Notre filtre en mode TM	24,4	6,1	10	12,8	143 MHz
Notre filtre en mode TE	42,4	7,0	5,8	9,5	143 MHz

Table 3 : Comparaison des filtres accordables.

Lorsque nous insérons notre filtre dans la cavité laser et que nous l'utilisons en mode TM, nous parvenons à accorder la longueur d'émission continûment entre 1526,5 et 1547,3 nm. Cette accordabilité sur 18,8 nm offre la possibilité d'adresser 24 canaux différents de la grille ITU (séparation inter-canal de 0,8 nm). Le temps de commutation entre deux longueurs d'onde quelconques est inférieur à 430 μ s et est limité par la réponse du gain de l'amplificateur à fibre au changement de la distribution des pertes intracavité. Cette performance de commutation rend ce laser attractif en tant qu'élément d'un réseau WDM à commutation de circuit mais inapproprié pour un système à commutation de paquets. Néanmoins, l'étude du taux de suppression des modes latéraux montre que, pour les longueurs d'onde inférieures à 1527,3 nm et comprises entre 1537,4 et 1541,3 nm, le SMSR est inférieur aux 30 dB requis (norme ITU). Si l'on exclue ces deux régions de longueurs d'onde où deux modes sont excités, la caractérisation de la pureté spectrale assure que, si l'émission n'est pas monomode, elle possède une largeur inférieure à 96 MHz. De plus, dans ces mêmes conditions, la puissance de sortie du mode principal, est au maximum de -4,3 dBm et varie de moins de 5,7 dB. Ces derniers chiffres ne satisfont pas les critères commerciaux (le standard IEEE 802.3 impose d'avoir 1 mW à l'émetteur par canal, 3dB de fluctuation sur toute la gamme) mais en font un démonstrateur à fort potentiel moyennant quelques améliorations.

Les autres paramètres relevés pour notre laser accordable visent à évaluer sa stabilité. L'analyse démontre que les défauts du filtre réapparaissent dans le comportement général du laser. Ainsi, la dérive temporelle de la fonction de transfert du filtre, due à l'apparition de charges d'espace sous les électrodes, provoque la dérive temporelle de la longueur d'onde émise par le laser. De plus, le filtre ne possédant pas un comportement identique selon les deux polarisations, un polariseur et des contrôleurs de polarisation doivent être insérés dans la cavité. Ces nouveaux éléments introduisent des pertes supplémentaires ainsi qu'une sensibilité importante à la polarisation. Par ailleurs, la configuration utilisée (voir figure 17) est susceptible non plus d'émettre en régime continu mais en régime de synchronisation de modes passif auto-induit [29]. Ce mode d'opération n'a, cependant, jamais été observé, probablement à cause de l'utilisation des connecteurs de type FC-PC (interfaces plan-plan) [29].

La génération d'impulsions peut être obtenue de deux manières, soit par mode déclenché, soit par synchronisation de modes. La première méthode crée des impulsions puissantes, mais longues (0,78 μ s) et à des cadences de répétition inférieures à 20 kHz. Avec de telles caractéristiques, aucune application dans le domaine des télécommunications n'est envisageable. C'est pourquoi

nous nous sommes intéressés à la création d'impulsions par synchronisation de modes. La technique déployée est de type actif, c'est-à-dire que nous avons inséré un modulateur de phase en LiNbO_3 dans la cavité et appliqué un signal de modulation à l'une des fréquences adéquates. Nous avons ainsi démontré la possibilité de générer des impulsions gaussiennes, en quasi-limite de Fourier, de durée allant jusqu'à 17,3 ps pour une fréquence de modulation correspondant à l'harmonique 400 de la fréquence de cavité. La création d'impulsions plus courtes pourrait être effectuée en modulant à des fréquences plus élevées. Les difficultés rencontrées alors se situent au niveau de la génération du signal électrique (bandes passantes du synthétiseur de fréquence et du modulateur) et du système de détection (photodiode n'est plus assez rapide; un autocorrélateur devient nécessaire). Ces performances, en matière d'émission impulsionnelles, sont similaires à celles obtenues avec d'autres lasers à fibres fonctionnant dont les modes sont synchronisés activement [27]-[28]. L'avantage principal offert par la technique utilisée est la possible intégration du modulateur de phase (ou d'intensité) sur le même substrat que notre filtre, réduisant ainsi les pertes de la cavité et permettant de générer des impulsions sur une plus large gamme de longueurs d'onde. L'inconvénient majeur vient du fait que seules certaines fréquences, liées à la longueur optique de la cavité, conduisent à la formation d'impulsions. Or, pour pouvoir servir de source de télécommunication, l'émission des impulsions doit faiblement varier avec les conditions environnementales (température, vibrations) et leur cadence être indépendante de la longueur d'onde utilisée. Certaines améliorations s'avèrent donc nécessaires.

5.2 Améliorations envisageables

Comme nous avons pu le voir au paragraphe précédent, le système constitue un démonstrateur dont les performances sont louables mais non optimales. En fait, de nombreuses voies peuvent être explorées pour parfaire le système pour chacune des utilisations présentées.

Nous commençons donc par chercher à améliorer le laser accordable. Les caractéristiques rappelées ci-dessus nous indiquent que trois types de perfectionnements peuvent être étudiés : les premiers tournés vers le filtre, les suivants vers le milieu à gain, les derniers vers le laser complet. Les améliorations sur le composant en LiNbO_3 consistent à :

- éliminer la dérive temporelle du filtre due à l'accumulation de porteurs de charge en insérant une couche d'un matériau semiconducteur dans la couche de silice [30],
- obtenir un filtre indépendant de la polarisation afin de simplifier l'architecture du laser et éviter l'éventuel synchronisation de mode passive (rotation de polarisation). Il faut pour cela de réaliser le filtre sur un substrat de coupe X et non Z. L'inconvénient de cette orientation du cristal est que les tensions de commande sont plus élevées.
- simplifier l'alimentation du composant c'est-à-dire déposer des électrodes de longueur différente sur chacun des interféromètres cascades afin d'avoir une tension de commande unique (c'est-à-dire éliminer le circuit électronique de commande; voir équation (III.33)),
- réduire les pertes dans le composant par un meilleur fibrage et le recours à des fenêtres d'échange protonique pour réaliser les différences de marche statiques plutôt que de faire des guide courbes. Ce dernier procédé offre l'avantage de pouvoir provoquer des grands retards (100 μm) aisément et de réduire les pertes (par courbure).
- insérer un ou plusieurs interféromètres supplémentaires pour améliorer la sélectivité (cf. paragraphe III.1.1.3.) et obtenir un SMSR supérieur à 30 dB sur l'ensemble de la gamme d'accordabilité. L'utilisation de l'échange protonique pour créer les déséquilibres entre les bras des interféromètres évite les pertes par courbure et ouvre la possibilité de cascader jusqu'à 5 interféromètres de Mach-Zehnder ($\xi_i=2$; bande passante de 0,8 nm pour un ISL de 25 nm).
- envisager la mise en œuvre de structures de types phasar (cf. figure 38) pour atteindre une meilleure sélectivité. La fonction de transfert et la bande passante d'un élément de ce genre comportant N_{bras} et fonctionnant près de λ_0 sont données par :

$$T(\lambda) = \frac{1}{N_{\text{bras}}^2} \frac{\sin^2\left(\frac{\pi N_{\text{bras}} \delta}{\lambda}\right)}{\sin^2\left(\frac{\pi \delta}{\lambda}\right)} \quad \Delta\lambda_{-3\text{dB}} \approx \frac{\lambda_0^2}{N_{\text{bras}} \delta}. \quad (\text{III.75})$$

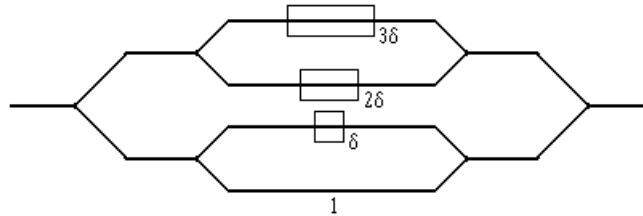


Figure 38 : Filtre de type phasas (à quatre bras).

Pour le milieu à gain, différentes options se présentent à nous. On peut au choix :

- conserver un amplificateur à fibre dopée erbium et chercher à aplanir son gain pour éviter les émissions simultanées à deux longueurs d'onde distinctes,
- passer à un amplificateur Raman dont l'amplification peut être aplanie par l'utilisation de plusieurs pompes de longueur d'onde distinctes,
- utiliser un amplificateur à semiconducteur dont le gain est uniforme mais principalement inhomogène. Le filtre devra donc posséder une bande passante plus faible que la largeur inter-mode si on souhaite conserver une émission monomode.

Dans les deux derniers cas, la dynamique de ces milieux à gain étant plus rapide que celle des amplificateurs à fibre dopée erbium, les performances de commutation en longueur d'onde en seront améliorées.

Au niveau du laser complet,

- Le modèle du laser ayant fait ses preuves (voir paragraphe III.2.2.), on peut le mettre à profit pour déterminer le coefficient de couplage optimal i.e. qui permet de conserver une grande plage d'accordabilité, un bon SMSR et un niveau de puissance de sortie compatible avec la norme IEEE 802.3.
- L'inclusion d'un modulateur d'intensité au sein du filtre donne la capacité de contrôler la puissance émise sans changer le niveau de pompage. En adéquation avec un circuit de détection approprié, il peut empêcher le dépeuplement du niveau 2 d'énergie lors du changement de longueur d'onde, diminuant ainsi le temps de commutation [31]. Un effet similaire peut être obtenu en plaçant un miroir non linéaire à fibre dans la cavité [32].
- Mise en place d'un système de contrôle de puissance et de la longueur d'onde émise pour assurer la stabilité à long terme du laser soit avec des diodes ou amplificateurs à semiconducteur [33], soit à l'aide de filtre (Fabry-Pérot [34] ou phasas [35]).

Néanmoins, les lasers à cavité verticale émettant par la surface accordés avec un système micromécanique ainsi que toutes les diodes à semiconducteurs à large accordabilité (SGDBR, SSGDBR, GCSR) présentent des plages d'accordabilité (supérieures à 50nm), des puissances (de l'ordre de 10 mW) et des SMSR suffisants avec vitesses de commutation en longueur d'onde de l'ordre de la dizaine de microsecondes et de la nanoseconde, respectivement . Ils offrent, en plus, l'avantage d'occuper un plus faible volume que tous les autres lasers à fibre et sont donc plus viables commercialement.

En ce qui concerne le fonctionnement en synchronisation de modes, les résultats obtenus sont comparables à ceux d'autres lasers stimulés de la même manière. Une réduction de la durée des impulsions est cependant possible en utilisant non plus une seule fréquence de modulation mais deux. La fréquence la moins élevée fixe alors la cadence de répétition tandis que la fréquence

d'harmonique supérieur restreint la fenêtre temporelle pendant laquelle les photons peuvent être émis, conduisant à la raccourcissement de la durée des impulsions [36]. Les autres évolutions du système visent essentiellement à le rendre plus stable.

La stabilisation du système vise à incorporer une forme de contrôle de la longueur de la cavité. Pour cela, le principe utilisé est toujours basé sur une boucle à contre-réaction. La mise en œuvre requiert donc de détecter la fluctuation de longueur de la cavité et ensuite de la compenser.

La détection du changement de la longueur de cavité est généralement réalisée de la manière suivante. Une partie du signal émis par le laser est dirigé vers un détecteur. A la sortie de ce détecteur, le signal comporte des raies spectrales à tous les multiples de la fréquence de cavité (voir paragraphe III.3.2.2.). Avec les filtres appropriés il est donc possible d'extraire la fréquence de l'harmonique le plus proche de la fréquence de modulation appliquée (synchronisation de modes non rationnelle). La multiplication des deux signaux (extrait et issu du synthétiseur) fournit un battement à la fréquence différence qui est transformé en une tension continue (via un convertisseur fréquence/tension). Cette dernière tension est alors comparée à une tension de référence (fréquence standardisée ou, de façon équivalente, longueur de cavité sélectionnée). Le résultat de cette comparaison sert alors de commande au système de compensation [37].

Les systèmes de compensation déjà démontrés sont :

- Une ligne à retard optique. Il s'agit que d'avoir deux extrémités de fibre (de la cavité) installées sur des supports et de translater l'un par rapport à l'autre [38]. Une autre possibilité laisse fixe les deux extrémités mais utilise un filtre à réflexion totale pour assurer le couplage. Le déplacement du filtre crée alors la compensation [39].
- Réaliser un enroulement d'une partie de la fibre autour de deux demi-cylindres montés sur des actionneurs piézo-électriques. L'écartement des deux demi-cylindres l'un par rapport à l'autre produit une traction sur la fibre optique, augmentant sa longueur [37]. Cette contrainte physique introduit aussi une biréfringence supplémentaire et provoque donc une rotation de la polarisation. Elle n'apparaît pas souhaitable pour le laser démontré ci-dessus.
- L'insertion d'un filtre de Fabry-Pérot. Cette méthode est identique sur le principe à la première. Si l'ISL du filtre est choisi de manière à correspondre à un harmonique de la fréquence de cavité, la sélection spectrale introduite par les miroirs restreint les fluctuations possibles de la longueur d'onde d'émission, donc maintient la longueur de la cavité plus strictement [40].

Enfin, le dernier perfectionnement du laser en régime de synchronisation de mode vise à le rendre autonome, soit éliminer le synthétiseur de fréquence. La technique, dite de régénération, permet d'atteindre cet objectif. Il s'agit simplement de commander le modulateur utilisé à la cadence de répétition des impulsions. Le signal extrait pour la détection des variations de la longueur de cavité se trouve alors réutilisé après un contrôle de phase et une amplification adéquate [41].

6 Bibliographie

- [1] : X. Rejeaunier, S. Calvez, P. Mollier, H. Porte, J.P. Goedgebuer, "A tunable mode-locked erbium-doped fibre laser using a Lyot-type tuner integrated in lithium niobate," *Optics Communications*, Vol. 185, pp375–380, 2000.
- [2] : S. Huard, "Polarisation de la lumière," *Masson*, pp1–17, 1994.
- [3] : A. Yariv et P. Yeh, "Optical waves in crystals," *John Wiley and Sons*, chap 7-8, pp220–317, 1984.
- [4] : P. Réfrégier, "Théorie du signal," *Masson*, 1997.
- [5] : D.F. Nelson et R.M. Mikulyak, "Refractive indices of congruently melting lithium niobate," *Journal of Applied Physics*, Vol. 45, N8, pp3688–3689, 1974.
- [6] : X. Rejeaunier, S. Calvez, P. Mollier, H. Porte, J-P. Goedgebuer, "A tunable mode-locked erbium-doped fibre lasing using a Lyot type tuner integrated in lithium niobate," *Optics Communications*, Vol. 185, pp 375-380, 2000.
- [7] : S. Calvez, X. Rejeaunier, P. Mollier, J.-P. Goedgebuer, W. T. Rhodes, "Erbium-doped fiber laser tuning using two cascaded unbalanced Mach-Zehnder interferometers as intracavity filter : Numerical analysis and experimental confirmation," *Journal of Lightwave of Technology*, Vol. 19, N6, pp893-896, 2001
- ou S. Calvez, P. Mollier, J.-P. Goedgebuer, "Etude numérique d'un laser à fibre dopée erbium accordable par voie électro-optique," Affiche A2, JNOG2000, Toulouse.
- [8] : T. Suhara, M. Fijimara, K. Kinoshita, H. Nishihara, "Reduction of DC-drift in LiNbO₃ waveguide electro-optic devices by phosphorous doping of the SiO₂ buffer layer," *IEE Electronics Letters*, Vol. 26, N17, pp1409–1410, 1990.
- [9] : H. Nagata, H. Honda, K. Akizuki, "Initial bias dependency in DC drift of Z-cut LiNbO₃ optical intensity modulators," *Optical Engineering*, Vol. 39, N4, pp1103–1105, 2000.
- [10] : A. E. Siegman, "Lasers," *University Science books*, chap. 25, 1986.
- [11] : Y.T. Chieng, "Derivation of the mode build-up time of tunable fiber lasers," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 8, N2, pp212–214, 1996.
- [12] : Myslinski, Chrostowski, J.A. Koningstein, et J.R. Simpson, "High power Q-switched erbium-doped fiber laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 28, N1, pp371–377, 1992.
- [13] : E.A. De Souza, C.E. Soccolich, W. Pleibel, R.H. Stolen, J.R. Simpson and D.J. DiGiovanni, "Saturable absorber modelocked polarisation maintaining erbium-doped fibre laser," *IEE Electronics Letters*, Vol. 29, N3, pp447–448, 1993.
- [14] : I.N. Durling III, "All-fiber ring soliton laser mode locked with non-linear mirror," *Optics Letters*, Vol. 16, N8, pp539–541, 1991.
- [15] : V.J. Matsas, D.J. Richardson, T.P. Newton et D.N. Payne, "Characterisation of a self-starting, passively mode-locked fiber ring laser that exploits nonlinear polarization evolution," *Optics Letters*, Vol. 18, N5, pp358–360, 1993.
- [16] : A. E. Siegman, "Lasers," *University Science books*, chap. 27, 1986.
- [17] : A. E. Siegman, "Lasers," *University Science books*, chap. 19, pp765, 1986.
- [18] : K.S. Abedin, N. Onodera, M. Hyodo, "Repetition-rate multiplication in actively mode-locked fiber lasers by higher-order FM mode locking using a high-finesse Fabry-Perto filter," *Applied Physics Letters*, Vol. 73, N10, pp1311–1313, 1998.
- [19] : C. Yu et N.K. Dutta, "High-repetition-rate optical pulse generation using a rational harmonic mode-locked fiber laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 36, N2, pp145–149, 2000.
- [20] : J.T. Ahn, H.K. Lee, M.-Y. Jeon, D.S. Lim et K.H. Kim, "Continuously tunable multiwavelength transmission filter based on a stabilized fibre-optic interferometer," *Optics Communications*, Vol. 165, pp33–37, 1999.

- [21] : H.H. Yaffe, C.H. Henry, M.R. Serbin et L.G. Cohen, "Resonant couplers acting as add-drop filters made with silica-on-silicon waveguide technology," *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, Vol. 12, N6, pp1010–1014, 1994.
- [22] : C. Kostrzewa, R. Moosburger, G. Fischbeck, B. Schüppert et K. Petermann, "Tunable polymer optical add-drop filter for multiwavelength networks," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 9, N11, pp1487–1489, 1997.
- [23] : E.L. Wooten, R.L. Stone, E.W. Miles et E.M. Bradley, "Rapidly tunable narrowband wavelength filter using LiNbO₃ unbalanced Mach-Zehnder interferometers," *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, Vol. 14, N11, pp2530–2536, 1996.
- [24] : F. Chollet, J.P. Goedgebuer, H. Porte et A. Hamel, "Electrooptic narrow linewidth wavelength tuning and intensity modulation of an erbium fiber ring laser," *IEEE Photonics Letters*, Vol. 8, N8, pp1009–1011, 1996.
- [25] : H. Hermann, P. Muller-Reich, V. Reimann, R. Riken, H. Seibert et W. Sohler, "Integrated optical, TE- and TM-pass, acoustically tunable, double-stage wavelength filters in LiNbO₃," *IEE Electronics Letters*, Vol. 28, N7, pp642–644, 1992.
- [26] : A. Iocco, H.G. Limberger, R.P. Salathé, L.A. Overall, K.E. Chisholm, J.A.R. Williams, I. Bennion, "Bragg grating fast tunable filter for wavelength division multiplexing," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 17, N7, pp1217–1221, 1999.
- [27] : F. Fontana, N. Ridi, M. Romagnoli et P. Franco, "Fully integrated 30ps mode-locked fiber laser electronically tunable over 1530-1560nm," *Optics Communications*, Vol. 107, pp240–244, 1994.
- [28] : R.P. Davey, K. Smith et A. McGuire, "High-speed, mode-locked, tunable, integrated erbium fibre laser," *IEE Electronics Letters*, Vol. 28, pp482–484, 1992.
- [29] : L.E. Nelson, D.J. Jones, K. Tamura, H.A. Haus et E.P. Ippen, "Ultrashort-pulse fiber ring lasers," *Applied Physics B*, Vol. 65, pp277–294, 1997.
- [30] : J. Nayer et H. Nagata, "Suppression of thermal drift of high speed Ti:LiNbO₃ optical modulators," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 6, N8, pp952–955, 1994.
- [31] : M.Y. Frankel, R.D. Esman et J.F. Weller, "Rapid continuous tuning of a single polarisation fiber ring laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 6, N5, pp591–593, 1994.
- [32] : Y.T. Chieng, G.J. Cowle et R.A. Minasain, "Optimization of wavelength tuning of erbium-doped fiber ring lasers," *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, Vol. 14, N7, pp1730–1739, 1996.
- [33] : S.-L. Lee, C.-T. Pien et Y.Y. Hsu, "Wavelength monitoring in DWDM networks using low cost semiconductor laser diode/amplifier," *Optical Fiber Conference 2000, OFC'2000*, pp168–170, 2000.
- [34] : G.Y. Lyu et C.S. Park, "Four channel frequency locking using back reflection dips of a fiber Fabry-Perot filter," *IEE Electronics Letters*, Vol. 31, pp121–122, 1995.
- [35] : H. Lee, G.Y. Lyu, S.Y. Park et J.H. Lee, "Multichannel wavelength locking using transmission peaks of an AWG for multichannel optical transmission systems," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 10, N2, pp276–278, 1998.
- [36] : H. Takara, S. Kawanishi et M. Saruwatari, "Multiple-frequency modulation of an actively modelocked laser used to control optical pulse width and repetition frequency," *IEE Electronics Letters*, Vol. 30, N14, pp1143–1144, 1994.
- [37] : M. Nakazawa, E. Yoshida, E. Yamada et Y. Kimura, "A repetition-rate stabilized and tunable, regeneratively mode-locked fiber laser using an offset technique," *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 35, Part 2, N6A, pp L691–694, 1996.
- [38] : K. Tamura et M. Nakazawa, "Dispersion-tuned harmonically mode-locked fiber ring laser for self-synchronisation to an external clock," *Optics Letters*, Vol. 21, N24, pp1984–1986, 1996.
- [39] : H. Takara, S. Kawanishi et M. Saruwatari, "Highly stable, actively mode-locked Er-doped fiber laser utilising relaxation oscillation as detuning monitor," *IEICE Transactions in Electronics*, Vol. E81-C, N2, pp213–220, 1998.

[40] : J.S. Wey, J. Godhar et G.L. Burdge, "Active harmonic modelocking of an erbium doped fiber laser with intracavity Fary-Perot filters," *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, Vol. 15, N7, pp1171–1180, 1997.

[41] : M. Nakazawa, E. Yoshida et Y. Kimura, "Ultrastable harmonically and regeneratively modelocked polarisation-maintaining erbium fibre ring laser," *IEE Electronics Letters*, Vol. 30, N19, pp1603–1605, 1994

CHAPITRE IV

LA SOURCE MULTI-LONGUEURS D'ONDE

Depuis le début des années 1990, le développement des télécommunications par fibres optiques est en plein essor. Simultanément, les différentes architectures de réseaux envisagées soulèvent de nouvelles difficultés auxquelles tentent de répondre les différents groupes de recherche. En particulier, au niveau des sources optiques, la mise au point d'un laser, capable à lui seul, de produire des impulsions de différentes longueurs d'onde apparaît comme un pas décisif vers l'intégration et l'amélioration des performances.

A ce titre, ce chapitre est dédié au développement d'une source laser unique générant des groupes de plusieurs impulsions dont chacune est de longueur d'onde différente. Le système envisagé s'inspire du laser à fibre accordable par voie électro-optique du chapitre précédent.

Dans la première partie de ce chapitre, nous expliquons donc comment l'application d'une modulation de la transmission du filtre conduit à la génération de trains multi-longueurs d'onde d'impulsions. Les principes énoncés, nous indiquons comment nous caractérisons ces séquences d'impulsions et poursuivons notre étude par la présentation et l'analyse des comportements observés expérimentalement. Enfin, nous concluons en rappelant les résultats obtenus, en fournissant les applications envisageables et en mentionnant les améliorations possibles.

1 Principes

Dans cette partie, nous exposons comment générer des trains multi-longueurs d'onde d'impulsions. L'idée générale repose sur l'application d'un signal de modulation aux électrodes du filtre électro-optique. Le mode opérationnel mis en jeu dépend alors de la cadence de répétition des trains d'impulsions souhaitée. En fait, tout comme pour la création d'impulsions à une seule longueur d'onde (voir chapitre précédent), on distingue deux types de comportement selon que la fréquence de modulation est faible (inférieure à 10 kHz) ou non.

1.1 Faible cadence de répétition

A faible cadence de répétition, la création de trains multi-longueurs d'onde d'impulsions peut être vue de deux manières.

La première explication s'inspire des observations faites lors de l'étude de la commutation en longueur d'onde du laser accordable. D'après le paragraphe III.2.3., lorsqu'on varie la tension de commande du filtre d'une valeur fixe à une autre (signal rectangulaire), la longueur d'onde émise se fixe quasi-instantanément à sa valeur finale tandis qu'un train d'impulsions apparaît. Ainsi, comme illustré en figure 1 (pour $M_p=4$), si on applique un signal comportant M_p niveaux, on provoque M_p commutations et donc l'émission laser présente, sur une période, M_p trains d'impulsions à M_p longueurs d'onde différentes. Maintenant, si la fréquence de commutation est suffisamment élevée, une seule impulsion subsiste par niveau et on observe un train de M_p impulsions de longueur d'onde distincte.

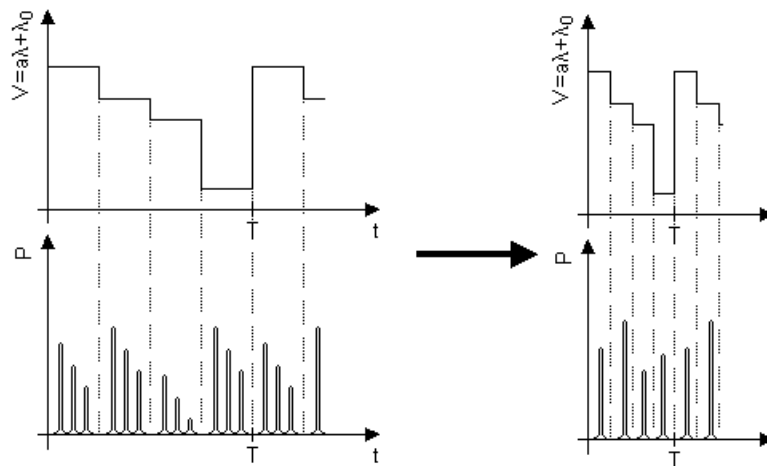


Figure 1 : Génération de trains multi-longueurs d'onde d'impulsions à basse fréquence : Principe basé sur l'extension de la commutation en longueur d'onde.

Malheureusement, produire des signaux électriques comportant M_p niveaux est une opération relativement complexe. L'utilisation de tensions de commande d'autres formes, telles que des rampes de tension, apparaît alors comme une généralisation du principe décrit ci-dessus avec l'avantage d'être plus aisément réalisable en pratique.

La seconde description possible de la création de trains multi-longueurs d'onde d'impulsions s'apparente à celle du mode déclenché. Considérons, pour cela, un laser accordable en longueur d'onde et contrôlé en tension comme représenté en figure 2.

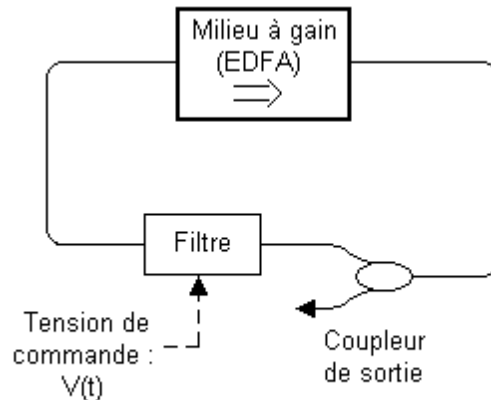


Figure 2 : Configuration laser simple pour la génération de trains multi-longueurs d'onde d'impulsions.

Supposons, de plus, que le milieu à gain possède une réponse uniforme en longueur d'onde et que, sur l'ISL du filtre, la longueur d'onde du maximum de transmission du filtre, λ_{mt} , varie linéairement avec la tension de commande, V :

$$\lambda_{mt}(V) = a_{mt} V + \lambda_{mt,0} \quad (\text{IV.1})$$

Dans ces conditions, la longueur d'onde d'émission, λ_e , varie linéairement avec la tension tandis que la puissance de sortie du laser reste identique quelle que soit la tension continue appliquée.

Maintenant, au lieu d'appliquer une tension de commande continue au filtre, on impose une rampe de tension, $V(t)$, de période T , d'excursion, ΔV , et de valeur moyenne, V_{dc} . $V(t)$ suit donc la loi :

$$V(t) = \left(V_{dc} - \frac{\Delta V}{2} \right) + \Delta V \frac{t}{T} \quad \text{pour } t \in [0 T]. \quad (\text{IV.2})$$

Si la réponse spectrale du filtre en fonction de la tension est inchangée (loi (IV.1) conservée), à chaque instant, t , la longueur d'onde du maximum de transmission du filtre est donnée par :

$$\lambda_{nt}(t) = a_{nt} \left[\left(V_{dc} - \frac{\Delta V}{2} \right) + \Delta V \frac{t}{T} \right] + \lambda_{nt,0} \quad \text{pour } t \in [0 T]. \quad (IV.3)$$

Elle suit donc une forme en "dent de scie" dont les extrémités dépendent des valeurs de V_{dc} et ΔV . De la même façon, la longueur d'onde d'émission prend l'allure d'une dent de scie (gain net supérieur à 1 ou, de façon équivalente, transmission supérieure à une valeur limite) (cf. figure 3). Nous sommes donc capables de générer un signal de longueur d'onde variable dans le temps. Il ne nous reste plus qu'à créer des impulsions.

Si l'on s'intéresse de plus près à l'évolution temporelle de la longueur d'onde émise (cf. figure 3), deux cas de figure se présentent. Dans le premier cas (voir figure 3(a)), on constate que, au cours de chaque période T , chaque longueur d'onde appartenant à la gamme balayée est placée en situation d'émission uniquement pendant un intervalle de temps Δt , inférieur à T , qui dépend de la pente $\Delta V/T$. Le comportement à chaque longueur d'onde s'apparente au fonctionnement du mode déclenché décrit au chapitre III. (cf. paragraphe III.3.1.), et des impulsions peuvent être produites. La longueur d'onde d'émission variant, nous obtenons donc un train multi-longueurs d'onde d'impulsions. Cependant, si la fréquence ou/et l'amplitude du signal de modulation n'est/ne sont pas suffisamment importantes, Δt est égal à la période T (cf. figure 3(b)). Aucune impulsion n'est donc créée. Pendant que la longueur d'onde du signal émis couvre la gamme excitée (cf. équation (IV.3)) on observe alors que l'intensité émise suit les variations introduites par les fluctuations du gain sur cette même gamme de longueurs d'onde. Ainsi, si la rampe est judicieusement choisie, on parvient à effectuer dynamiquement un balayage en longueur d'onde de la gamme d'accordabilité du laser tout en observant (à l'oscilloscope) les fluctuations de puissance en sortie du laser.

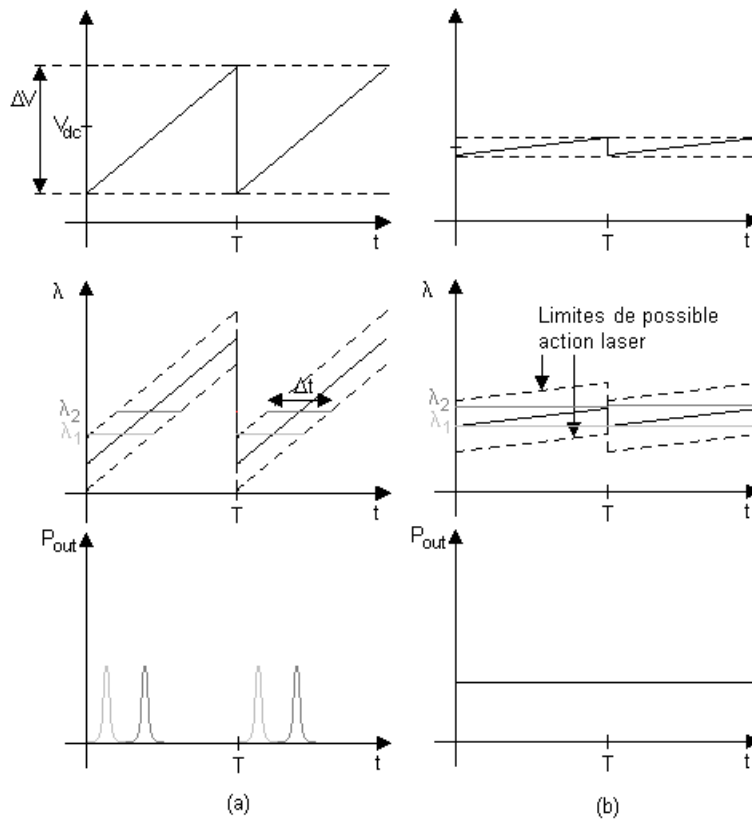


Figure 3 : Effet d'une modulation basse fréquence de la tension de commande du filtre :
 (a) génération de trains multi-longueurs d'onde d'impulsions.
 (b) balayage dynamique de la longueur d'onde et obtention des variations de puissance.

Dans le cas où un train multi-longueurs d'onde d'impulsions est créé, la sélection des longueurs d'onde émises est liée aux caractéristiques spectrales du filtre et au gain du laser en fonction de la longueur d'onde. Seul un contrôle partiel des longueurs d'onde émises est vraiment disponible.

Pour palier à cet artefact, une variante peut être mise en place. En effet, si l'on insère un ou plusieurs autre(s) filtre(s) fixe(s) dans la cavité (cf. figure 4), les maxima de leur transmission imposent les longueurs d'onde possibles d'émission tandis que la modulation appliquée au second filtre provoque la commutation d'une longueur d'onde pré-définie vers une autre, générant ainsi des trains multi-longueurs d'onde d'impulsions de longueur d'onde bien définie. En pratique, la mise en place d'un filtre de Fabry-Pérot en transmission apparaît idéal pour obtenir le peigne ITU (surtout s'il est référencé par rapport à la raie de l'acétylène). Le laser constitué est, en fait, une source commutée en longueur d'onde.

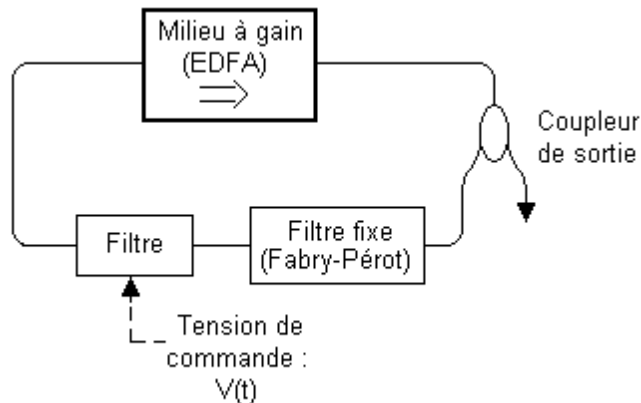


Figure 4 : Configuration laser pour la génération de trains multi-longueurs d'onde d'impulsions, avec contrôle des longueurs d'onde émises.

1.2 Haute cadence de répétition

Le principe énoncé ci-dessus repose essentiellement sur la dynamique du milieu amplificateur et est donc limité à quelques dizaines de kilohertz (voir paragraphe II.2.5.). Pour tenter d'atteindre des cadences supérieures, on peut penser recourir à un phénomène de type synchronisation de modes (cf. III.3.2.).

Considérons l'architecture laser de la figure 4. Supposons que nous appliquons aux électrodes du filtre un signal de modulation, de fréquence f et d'amplitude permettant de balayer les longueurs d'onde λ_i ($i \in [q, q']$) (favorisées par le filtre fixe (Fabry-Pérot)). Comme le montre la figure 5, la transmission du filtre glisse spectralement au cours du temps (loi (IV.1) conservée) provoquant la variation des pertes vues par chacun des signaux de longueurs d'onde, λ_i , à la fréquence de modulation. Ainsi, si la fréquence de modulation coïncide avec un multiple de la fréquence de la cavité, chacun des signaux de longueur d'onde, λ_i , est placé en condition de synchronisation de modes et, si l'amplitude de la fluctuation des pertes est suffisante, des impulsions sont susceptibles d'être créées pour chacune de ces longueurs d'onde. Chacune des longueurs d'onde prédéfinies étant excitée successivement, on s'attend donc à obtenir un train multi-longueurs d'onde d'impulsions.

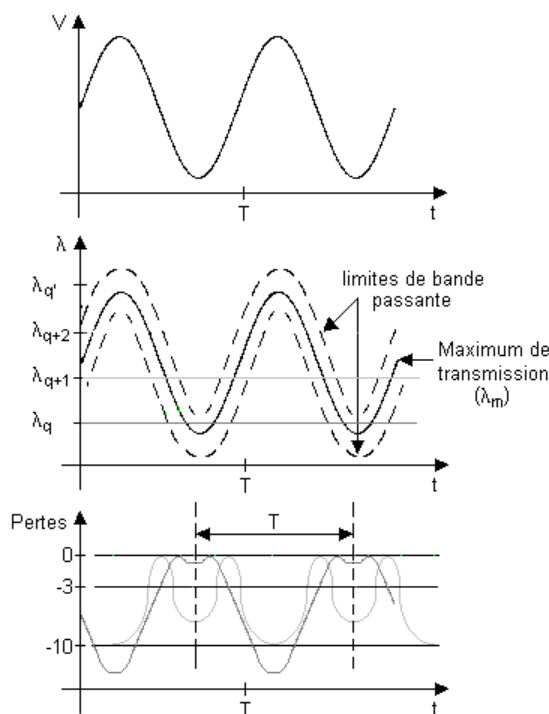


Figure 5 : Configuration laser pour la génération de trains multi-longueurs d'onde d'impulsions, avec contrôle des longueurs d'onde émises, à haute cadence de répétition.

2 Méthodes de caractérisation

Les principes de génération présentés, il nous faut maintenant penser à la caractérisation expérimentale. Cette dernière, contrairement à la majorité des études de lasers, présente la particularité de devoir traiter simultanément les variations de puissance et de longueur d'onde. Après un rappel des techniques classiques de détection et de leurs limites, nous introduisons les méthodes que nous avons utilisées. Ces dernières incorporent un fenêtrage temporel ou spectral des trains multi-longueurs d'onde d'impulsions pour permettre une meilleure caractérisation.

2.1 Les techniques classiques

Dans ce paragraphe, nous allons rappeler les méthodes conventionnelles de caractérisation des lasers. Toutefois, notre application demandant une mesure simultanée des évolutions temporelle et spectrale, nous insistons plus particulièrement sur les limitations du matériel telles que les durées d'impulsions détectables, la précision des mesures de longueur d'onde et les cadences maximales d'acquisition.

Comme nous avons pu le voir précédemment (voir chapitre III.), la détection des variations de puissance est généralement conduite grâce à une photodiode et un oscilloscope. Cet équipement permet de mesurer des impulsions de durée pouvant aller jusqu'à 10 ou 20 ps à des cadences de répétition de quelques gigahertz. Au delà, on a recours à des méthodes d'autocorrélation ou à l'enregistrement de spectres. Les variations temporelles de puissance sont alors reconstruites via une supposition sur l'allure des impulsions considérées (gaussienne, sech, etc...).

Au niveau spectral, la caractérisation consiste soit à déterminer la longueur d'onde centrale d'émission soit à relever d'autres paramètres (SMSR, allure d'ASE, etc...). Dans le premier cas, l'utilisation d'un lambdamètre est tout à fait appropriée. Cet appareil, dont un schéma de principe est donné en figure 6, comprend un interféromètre de Michelson dont un des bras est mobile et un

laser de référence (He-Ne doublé par exemple). La longueur d'onde du signal est évaluée en comparant l'interférogramme du laser étudié à celui du laser de référence. La précision de la mesure est typiquement de $\pm 0,2$ pm mais la cadence de répétition est limitée à quelques hertz [1].

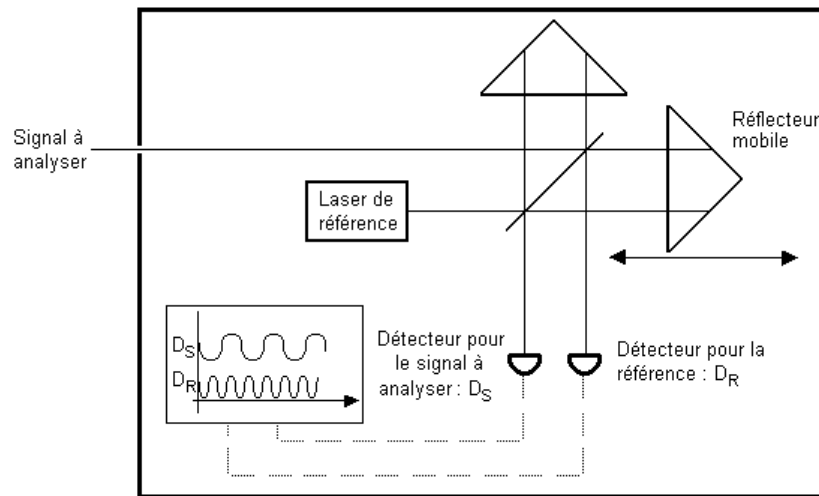


Figure 6 : Schéma de fonctionnement d'un lambda-mètre.

Lorsque de l'enregistrement de spectres est nécessaire, l'outil privilégié est l'analyseur de spectres optiques. Deux technologies peuvent alors être mises en œuvre. La première (cf. figure 7(a)) consiste à disperser les différentes composantes spectrales du signal incident grâce à un réseau et à enregistrer la puissance pour chacune de ces composantes grâce à une barrette CCD. Les limites de ce dispositif sont sa résolution spectrale (résolution du réseau et séparation physique des cellules CCD – typiquement 0,2 nm [2]) et le temps d'acquisition d'un spectre. Ce dernier est limité par le temps d'intégration de chaque détecteur (CCD) et par la vitesse de transfert de la matrice CCD. La seconde technologie comporte un réseau, et un unique photodétecteur placé après un diaphragme (fente de sortie). La rotation du réseau permet de reconstruire le spectre par détection successive de la puissance de chaque composante spectrale. La résolution est alors dictée par les caractéristiques du réseau et les tailles des fentes d'entrée et de sortie. Pour notre analyseur (Anritsu AN9710B), elle est de 0,07 nm [3]. Quant à la vitesse d'acquisition des spectres, elle dépend de la vitesse de rotation du réseau, de la gamme spectrale à balayer et du temps d'intégration du détecteur. On remarque que, quel que soit l'analyseur de spectres optiques choisi, la cadence d'enregistrement des spectres est limitée par la durée d'intégration du détecteur et un temps d'acquisition (transfert de la matrice CCD ou rotation du réseau). En ce qui concerne la durée d'intégration, plus elle est faible, plus le spectre est enregistré rapidement mais plus le seuil de détection (puissance minimale d'une composante spectrale enregistrable) est élevé. Un compromis s'avère donc nécessaire. Dans notre cas, la détection de composantes spectrales de puissance supérieure à -60 dBm fixe la durée de chaque mesure à 0,5 ms (limité par la rotation du réseau (temps d'intégration supérieur à 10kHz)).

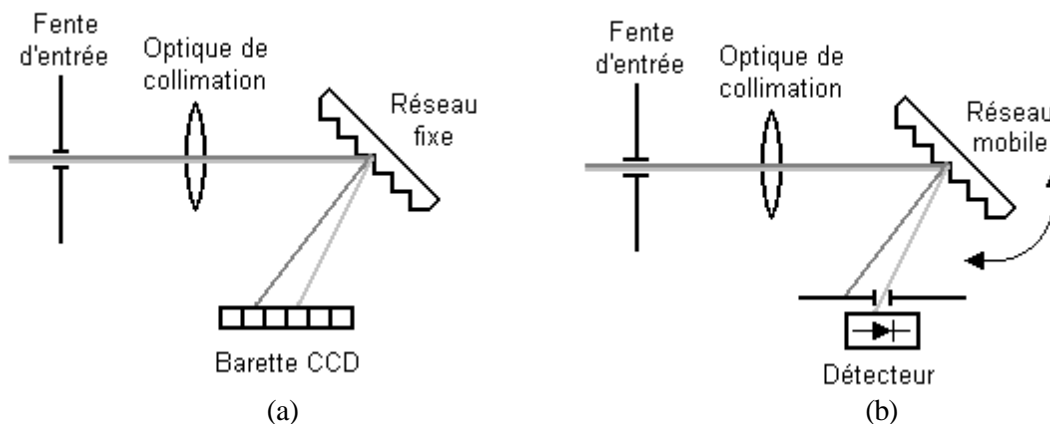


Figure 7 : Diagramme de constitution d'analyseurs de spectres optiques :
 (a) analyseur à barrette CCD,
 (b) analyseur à un seul détecteur.

En résumé, les méthodes conventionnelles de détection permettent d'enregistrer des fluctuations de spectres de fréquence inférieure à 2 kHz et des évolutions temporelles de durée supérieure à quelques dizaines de picosecondes, à des cadences de quelques gigahertz.

Les études de la commutation en longueur d'onde (cf. paragraphe III.2.3.) et du régime de synchronisation de modes (cf. paragraphe III.3.2.), développées au chapitre III., nous indiquent que la caractérisation temporelle des trains multi-longueurs d'onde d'impulsions peut être conduite de façon traditionnelle. Cependant, d'après le paragraphe III.2.3., la fréquence des impulsions de relaxation, créées lors d'un changement de longueur d'onde d'émission, est d'environ 50 kHz. Si la fluctuation de longueur d'onde survient d'une impulsion à l'autre, comme souhaité, les appareils habituels de caractérisation spectrale ne présentent pas une vitesse d'acquisition suffisante pour parvenir à suivre l'évolution en longueur d'onde du signal émis. Le résultat donné par l'instrument de mesure correspond alors à la moyenne spectrale de la sortie laser sur son temps d'acquisition.

2.2 Les méthodes avec fenêtrage

Comme nous l'avons indiqué à la fin du paragraphe précédent, les appareils de caractérisation spectrale ne permettent pas de réaliser l'analyse complète des trains multi-longueurs d'onde impulsions. Les méthodes introduites, ici, cherchent à combler cette lacune.

Sachant que notre objectif est de générer des trains d'impulsions dont chacune a sa propre longueur d'onde, une première caractérisation consiste à valider ce fonctionnement. Une méthode simple vise à enregistrer séparément le spectre de chacune des impulsions qui constitue le train. Il s'agit, pour cela, d'être capable de sélectionner temporellement, à la fréquence du train, une impulsion donnée comme illustré en figure 8. Expérimentalement, ce fenêtrage temporel peut être réalisé en insérant un commutateur contrôlé en tension entre le laser et le système de détection. La tension de commande du commutateur, synchronisée sur le train d'impulsions, sert alors de moyen de sélection. L'acquisition du spectre est effectuée par accumulation du signal sortant du commutateur sur plusieurs périodes. On note que, pour un fonctionnement optimal, le commutateur doit être opéré à la cadence de répétition du train d'impulsions et ne pas modifier les allures temporelles. Cette dernière condition nous indique que la réponse temporelle du commutateur doit lui permettre de se stabiliser avant le passage de l'impulsion et constitue la limite de cette technique. Cependant, si le commutateur est assez rapide, on peut rétrécir la fenêtre temporelle et observer comment varie la longueur d'onde au cours d'une impulsion.

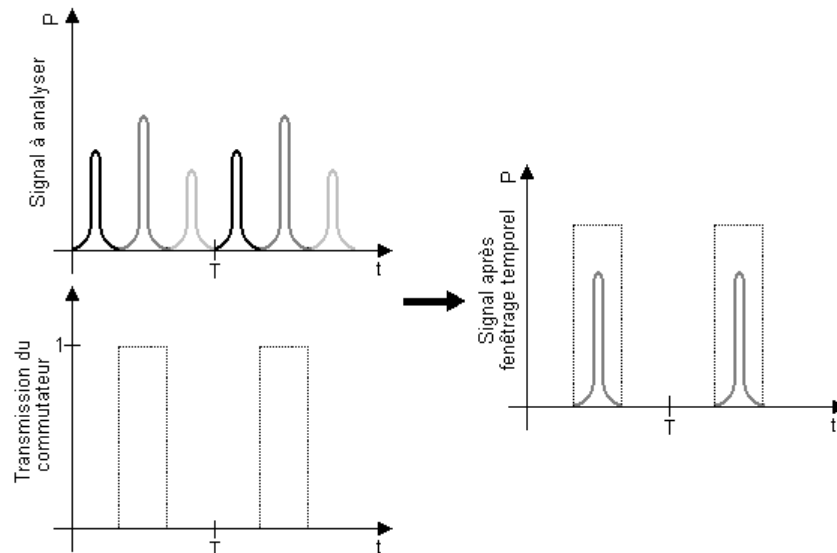


Figure 8 : Principe de la caractérisation par fenêtrage temporel
(Les différents niveaux de gris représentent les longueurs d'onde).

En pratique, le commutateur retenu est un commutateur acousto-optique fibré (Gooch and Housego model M040-8J-F25 – pertes d'insertion 1,8 dB). Il possède un temps de montée (et de descente) inférieur à 300 ns et un taux d'extinction de 57 dB entre ses états passants et bloqués. Le déclenchement de la commutation est contrôlé par un générateur d'impulsions (Wavetek model 191 – 20 MHz) synchronisé sur le signal appliqué aux électrodes. Nous sommes donc à même d'isoler des impulsions d'une durée supérieure à 300 ns. L'inconvénient d'utiliser ce composant est qu'un décalage en fréquence de 40 MHz est introduit quand le signal le traverse. Cet artefact n'est cependant pas observé à l'analyseur de spectre du fait de sa résolution de 10 GHz (0,07 nm). La figure 9 illustre le montage décrit ci-dessus.

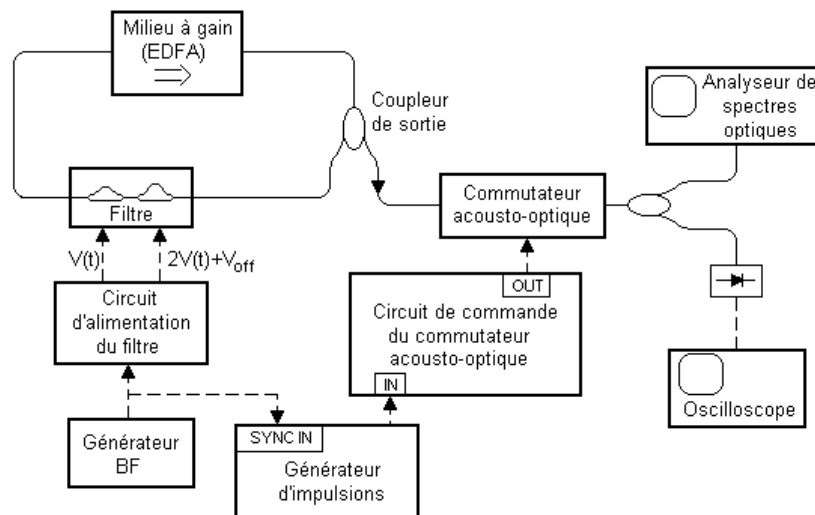


Figure 9 : Montage utilisé pour la caractérisation par fenêtrage temporel.

Le fenêtrage spectral, pendant de la technique précédente dans le domaine fréquentiel, constitue une seconde méthode envisageable pour établir qu'à chaque impulsion correspond une longueur d'onde. Comme représenté en figure 10, cette caractérisation utilise un filtre spectral pour sélectionner une partie du spectre du train d'impulsions conduisant à une modification du profil temporel. Cette approche possède l'avantage de pouvoir être employée quelle que soit la durée et l'intervalle temporel entre les impulsions, tant qu'une détection directe de variation de puissance est possible. Les limites sont donc le seuil de détection des détecteurs et leur temps de réponse. Cependant, l'analyse des résultats est moins aisée que dans le cas précédent car l'allure temporelle,

relevée après filtrage, dépend à la fois de la distribution spectrale des impulsions et du spectre de transmission du filtre. En particulier, si nous supposons que la correspondance impulsion – longueur d'onde est vérifiée, à la sortie d'un filtre peu sélectif, au lieu de ne détecter qu'une seule impulsion (cas (a) de la figure 10) nous détectons une série d'impulsions dont certaines sont plus atténuées (cas (b) de la figure 10). Si le spectre de l'impulsion est plus large que celui du filtre, nous n'observons qu'une impulsion dont la durée est modifiée ((cas (c) de la figure 10)). Enfin, si deux impulsions ont une partie de leur spectre en commun (cas (d) de la figure 10), l'action du filtre affecte les allures temporelles des deux impulsions privilégiant l'impulsion dont la longueur d'onde moyenne sera la plus proche du maximum de transmission du filtre.

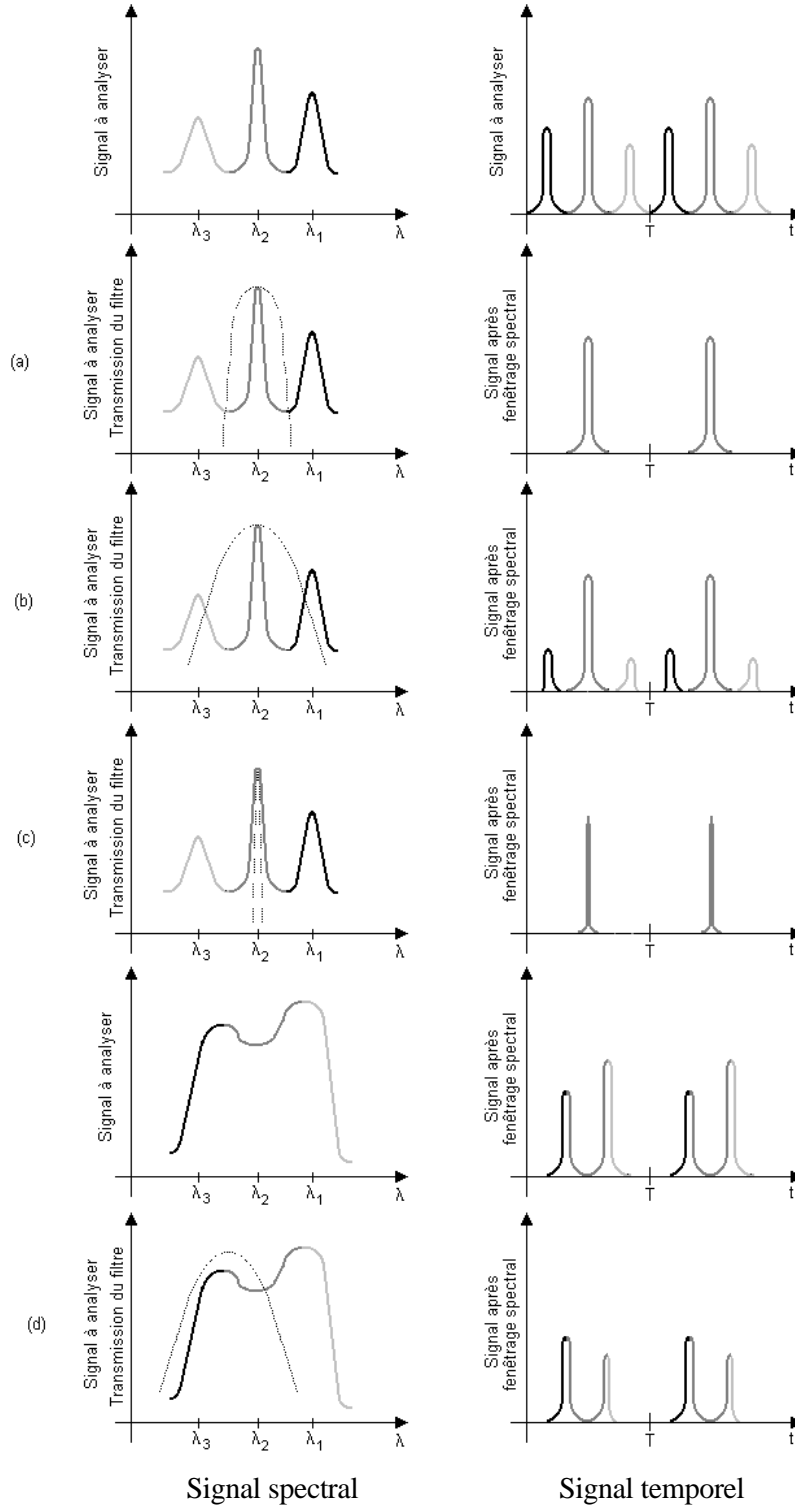


Figure 10 : Caractérisation par fenêtrage spectral : Principe et analyse.

L'analyse générale de la caractérisation par fenêtrage spectral est relativement complexe. Néanmoins, elle se simplifie si le filtre présente une réponse linéaire en fonction de la longueur d'onde sur l'intervalle d'émission. Dans ce cas, l'effet du filtre est de convertir linéairement toute variation de longueur d'onde en une variation de puissance. L'enregistrement temporel simultané du signal et du signal filtré permet alors de retrouver les variations de puissance et de longueur d'onde de façon "instantanée". Comme démontré au paragraphe III.1.1.3., le spectre de transmission d'un interféromètre de Mach Zehnder déséquilibré (à un seul étage) suit une loi en cosinus. Il existe donc une partie de l'ISL où la transmission peut être approximée par une relation linéaire en fonction de la longueur d'onde. Cette zone est d'autant plus grande que l'ISL est important. Physiquement, cet interféromètre peut être réalisé en optique intégrée [4] ou en optique massive [5] (cristal biréfringent uniaxe placé entre deux polariseurs croisés avec un angle de 45° par rapport aux axes définis par les polariseurs). L'inconvénient majeur de cette réalisation pratique est un niveau de pertes intrinsèques en transmission de l'ordre de 10 dB fibre à fibre.

En pratique, l'analyse par fenêtrage spectral est conduite à l'aide du montage de la figure 11 où le filtre est un filtre diélectrique fibré (DICON). Sa bande passante est de 1,8 nm et la longueur d'onde centrale de transmission est choisie par l'orientation du filtre par rapport à l'axe optique imposé par les fibres d'entrée et de sortie (au moyen d'un système à vis).

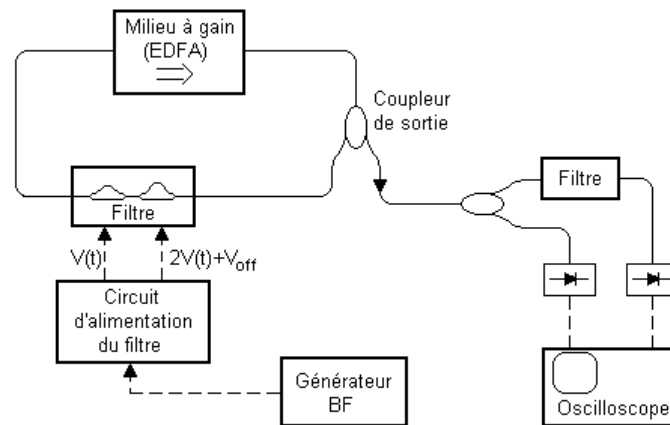


Figure 11 : Montage expérimental du fenêtrage spectral.

Les deux méthodes ci-dessus apportent de nouvelles options pour raffiner notre analyse de la génération de trains multi-longueurs d'onde d'impulsions. Néanmoins, tant que l'analyse par fenêtrage temporel est possible, nous la privilégions pour sa simplicité d'interprétation.

3 Résultats expérimentaux

Connaissant le principe pour générer des trains multi-longueurs d'onde d'impulsions et comment les caractériser, il nous faut maintenant passer à la pratique. L'origine des séquences d'impulsions de longueur d'onde distincte dépendant de leur cadence de répétition, nous scindons notre étude expérimentale en deux parties : basse et haute fréquences.

3.1 Comportement à faible fréquence

Nous commençons notre étude pratique de la génération de trains multi-longueurs d'onde d'impulsions en observant le comportement à faible cadence de répétition. Cette approche apparaît, en fait, comme la suite logique de notre analyse sur la commutation en longueur d'onde. En particulier, dans le premier paragraphe, nous reprenons à l'identique la configuration du laser accordable en longueur d'onde du chapitre III. et décrivons les comportements engendrés lorsque différents types de signaux de commande, variables dans le temps, sont appliqués au filtre. Dans le

second paragraphe, une variante de l'architecture laser est proposée afin d'améliorer le contrôle de l'émission laser.

3.1.1 Fonctionnement impulsionnel multi-longueurs d'onde sans filtre fixe

Dans cette partie, nous utilisons le laser accordable en longueur d'onde décrit au chapitre III. (configuration laser de la figure III. 12.). Le réglage du laser est effectué de façon à opérer le filtre en configuration de Lyot ($V_1=V_2/2+V_{off}$; $V_{off}\approx 0,85V$) selon le mode TM. Nous cherchons à obtenir des trains multi-longueurs d'onde d'impulsions en appliquant des signaux variables dans le temps aux électrodes du filtre électro-optique. En particulier, nous étudions les différents comportements obtenus lorsque les signaux de commande ont la forme d'un "escalier" ou d'une "dent de scie".

3.1.1.1 Signal de commande "en escalier"

Dans un premier temps, nous envisageons la génération de trains multi-longueurs d'onde d'impulsions comme une extension de l'étude de la commutation en longueur d'onde. En particulier, nous nous intéressons à la réponse du laser, dont le schéma est repris ci-dessous, lorsque nous appliquons des signaux de commande "en escalier".

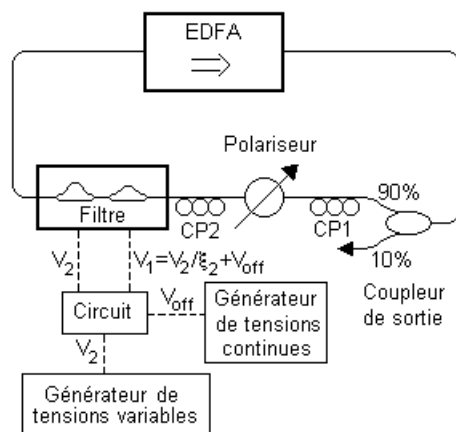


Figure 12 : Architecture du laser multi-longueurs d'onde impulsionnel utilisant le laser à fibre accordable continûment par voie électro-optique.

Expérimentalement, la création d'un tel signal de commande est obtenue par programmation d'un générateur de tensions HP33120A. Les limites de cette méthode sont :

- la cadence maximale de répétition du signal. Celle-ci dépend de la complexité du signal électrique à émettre mais, de façon générale, décroît linéairement avec le nombre de plateaux.
- l'allure des fronts montants ou descendants entre les différents paliers. En fait, temporellement, chaque période est subdivisée en 1024 points. Pour obtenir des escaliers, la durée entre deux points consécutifs (transition) doit être bien plus courte (facteur 120 au minimum) que celle entre les deux extrémités de chaque palier. Dans ces conditions, le signal de commande ne peut comporter au maximum que huit paliers.
- la précision de la tension de sortie pour chaque niveau. L'excursion en tension entre le palier le plus bas et le palier le plus haut étant codée sur 8 bits, la définition de chaque plateau est effectuée avec une précision meilleure que 0,019V ($2(V_{1,max}-V_{1,min})=20,4V$) ce qui correspond à une précision en longueur d'onde de 0,017nm approximativement (accordabilité de 18,8nm pour une variation de $2V_1$ égale à $4V_{\pi,z,1}=20,4V$).

Pour rendre plus visuel l'expérience, nous incluons ci-après une photographie du montage incluant le système d'analyse par fenêtrage temporel.

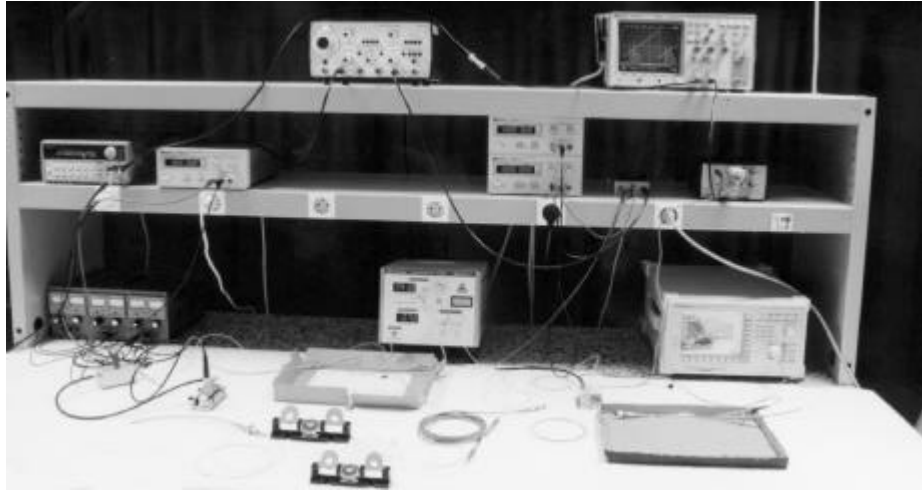


Figure 13 : Photographie du montage expérimental de génération et d'analyse par fenêtrage temporel de trains multi-longueurs d'onde d'impulsions.

Nous commençons notre étude en excitant le filtre avec un signal à trois niveaux. Comme le montre la figure 14 (haut, $V_1=5,6V$, $6,1V$ et $6,6V$ à $f=1,67$ kHz), lorsque les paliers sont suffisamment longs (durée supérieure à $150 \mu s$, ici), nous observons, pour chaque plateau, une série d'oscillations avant une stabilisation de la puissance à un niveau correspondant à celui de l'émission continue. La caractérisation du signal émis par fenêtrage temporel démontre que le changement de longueur d'onde est quasi instantané (cf. figure 14 bas). Ce comportement est en fait l'extension directe des observations et explications données pour la commutation en longueur d'onde à $M_p=3$ niveaux (cf. paragraphe III.2.3.).

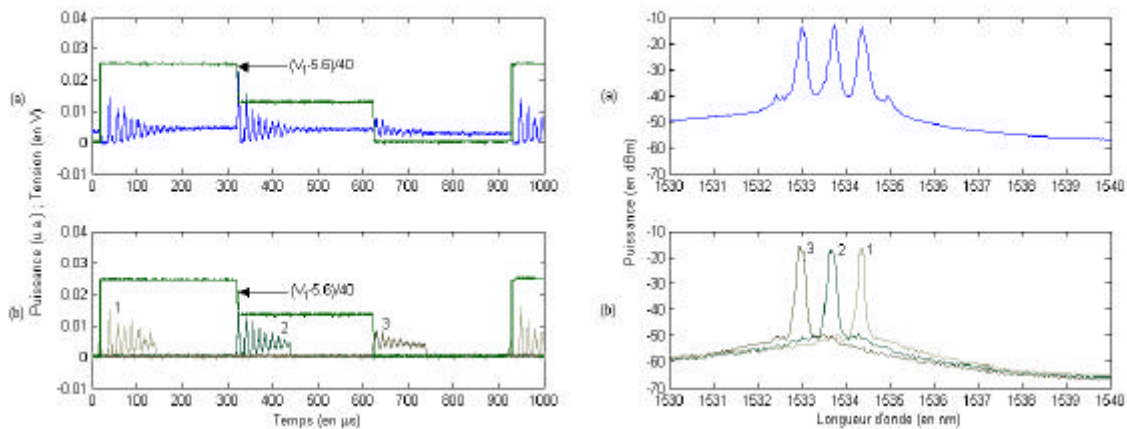


Figure 14 : Commutation en longueur d'onde entre trois niveaux
 ($V_1=5,6V$, $6,1V$ et $6,6V$, $f=1,67$ kHz ; $P_p=60mW$)
 (a) Allure générale (b) Superposition de différents fenêtrages.

Si l'on souhaite n'avoir plus qu'une seule impulsion par longueur d'onde, l'augmentation de la cadence de répétition apparaît comme un moyen d'y parvenir. On démontre ce fait en figure 15 en conservant les mêmes trois niveaux mais augmentant la fréquence du signal de commande jusqu'à $19,2$ kHz. Comme l'atteste l'analyse par fenêtrage temporel, nous avons bien la correspondance entre une longueur d'onde et une impulsion.

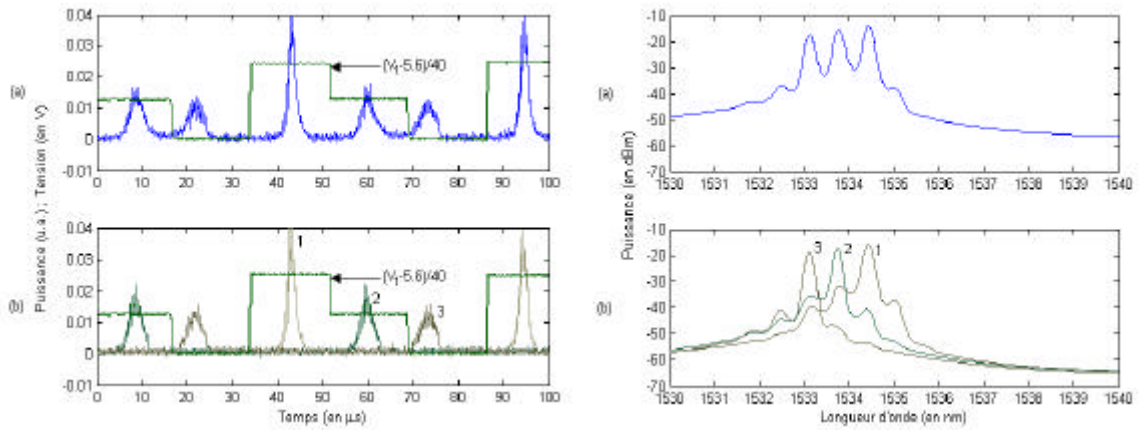


Figure 15 : Génération d'un train de trois impulsions de longueur d'onde distincte ($f=19,2$ kHz ; $P_p=40mW$)
 (a) Allure générale (b) Superposition de différents fenêtrage.

L'étape suivante de notre étude consiste à augmenter le nombre de plateaux tout en conservant un pas de transition en longueur d'onde constant (pas en tension approximativement constant). On parvient ainsi à obtenir des trains comportant jusqu'à huit impulsions de longueur d'onde différente (cf. figure 16(a)).

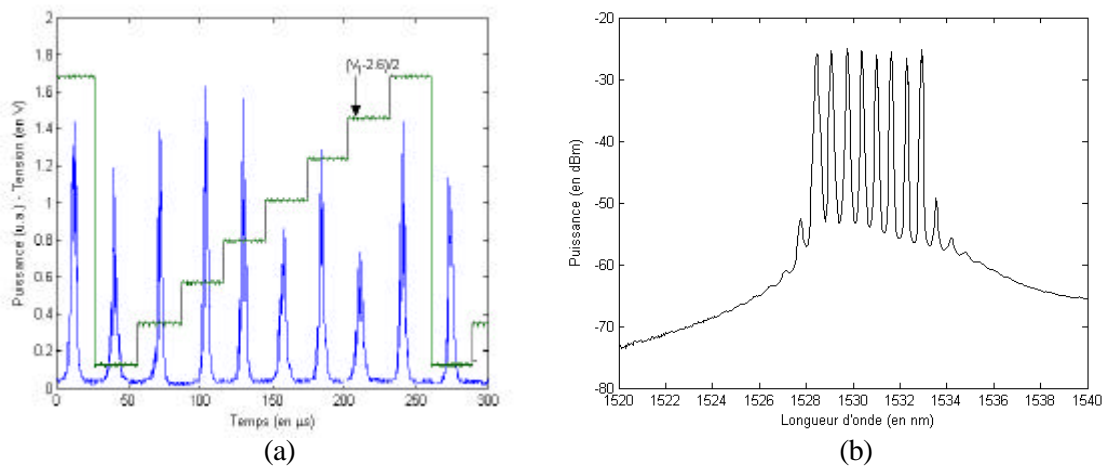


Figure 16 : Allures temporelle (a) et spectrale (b) du train présentant le plus d'impulsions de longueur d'onde distincte ($f=4,25$ kHz ; $P_p=40mW$).

Au cours de cette recherche du maximum d'impulsions de longueur d'onde différente, nous remarquons aussi que la fréquence à laquelle nous avons le même nombre d'impulsions que de longueurs d'onde croît linéairement avec le nombre de paliers. La figure suivante rend compte de cette constatation.

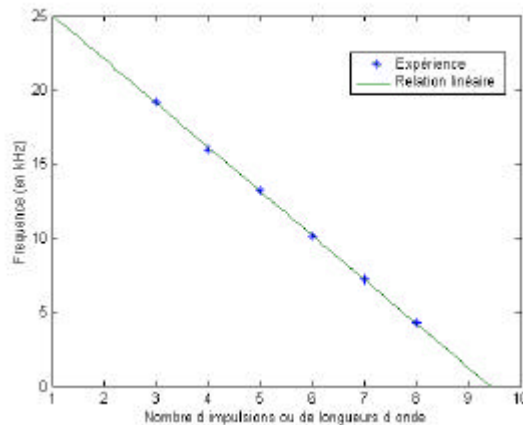


Figure 17 : Fréquence pour laquelle on a égalité du nombre d'impulsions et de longueurs d'onde ($P_p=40mW$).

Dans les cas précédents, le saut en longueur d'onde entre les différents paliers est toujours le même. Cette condition n'est pas nécessaire comme le prouvent les résultats de la figure 18 lorsqu'on applique un signal "en escalier" à quatre niveaux irrégulièrement espacés ($V_1=1,75V$, $2,55V$, $3,31V$ et $6,30V$). Là encore, l'enregistrement du spectre de chaque impulsion (cf. figure 18 bas) montre la correspondance impulsion – longueur d'onde comme désirée. Néanmoins, la fréquence du signal appliqué ($f=12,5$ kHz) est différente de celle nécessaire pour obtenir des sauts en longueur d'onde constants ($f=16,1$ kHz). L'ordre d'émission joue donc un rôle significatif dans le procédé de génération. En effet, au cours de chaque période, toute modification des tensions de commande provoque une variation de la distribution des pertes (induites par le filtre) qui, à son tour, introduit un changement de la réponse dynamique de l'amplificateur à fibre. Comme la réaction de l'amplificateur dépend de la stimulation imposée (voir paragraphe II.2.5.2.), le signal émis par le laser dépend de l'excitation exercée donc, en particulier, de l'enchaînement des tensions utilisé.

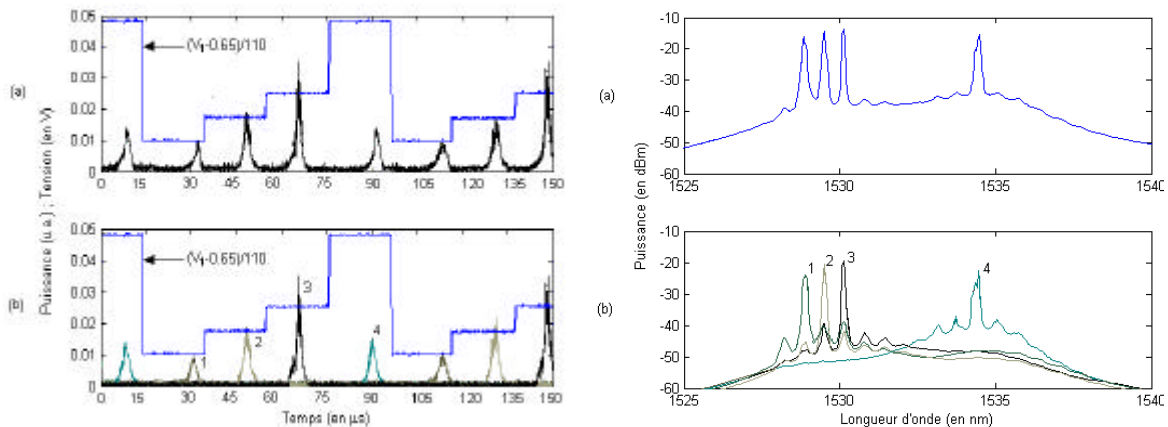


Figure 18 : Génération d'un train de quatre impulsions de longueur d'onde distincte et d'écart en longueur d'onde non constant ($V_1=1,75V$, $2,55V$, $3,31V$ et $6,30V$, $f=12,5$ kHz ; $P_p=40mW$)
 (a) Allure générale (b) Superposition de différents fenêtrage.

Nous venons de démontrer que, en utilisant le laser accordable en longueur d'onde décrit au chapitre précédent, il est possible de générer des trains multi-longueurs d'impulsions appliquant un signal de commande "en escalier" au filtre électro-optique. On contrôle les longueurs d'onde émises via les valeurs des tensions appliquées pour chaque plateau, et la correspondance longueur d'onde/impulsion via la fréquence du signal de commande. Néanmoins, nous constatons aussi que

la fréquence appropriée dépend de l'enchaînement entre les différents plateaux et que le nombre d'impulsions de longueurs d'onde distinctes est limité par le générateur de tensions employé.

3.1.1.2 Signal de commande "en dent de scie"

Le nombre de longueurs d'onde distinctes au sein d'un train multi-longueurs d'onde d'impulsions est, jusqu'ici, limité à huit du fait des performances du générateur utilisé pour créer le signal de commande. Pour dépasser cette restriction, employer un signal de commande plus simple apparaît plus judicieux. Le signal en "dent de scie", utilisé pour l'explication du fonctionnement (cf. paragraphe IV.1.1.), semble alors tout à fait approprié. Malheureusement, sa génération électronique n'est pas réalisable en pratique. La meilleure approximation du signal "en dent de scie" que nous pouvons créer est un signal triangulaire de rapport cyclique 1/10. Nous retenons donc, pour le reste de l'étude, cette nouvelle allure pour les tensions de commande.

D'après la partie précédente, l'émission laser dépend du signal appliqué aux électrodes du filtre. Afin de mieux appréhender le fonctionnement du laser dans ce mode opérationnel, nous étudions séparément l'influence de chacun des paramètres contrôlant le laser, autrement dit, l'effet engendré par un changement de :

- la fréquence du signal triangulaire appliqué,
- sa tension moyenne,
- son extension,
- et pour finir celui de la puissance de pompe.

Nous considérons tout d'abord l'impact de la fréquence du signal de commande. Nous illustrons les phénomènes observés à l'aide du cas où la puissance de pompe fournie à l'amplificateur à fibre dopée est de 40 mW, l'excursion du signal de commande ΔV_1 de 1,825V (\approx) autour de la tension moyenne $V_{dc,1}=7V$ ($\approx 1,3V_{\pi,z,1}$). Comme le montre le cas (a) de la figure 19, aux très faibles fréquences ($f \approx 407$ Hz), le décalage spectral du filtre se fait lentement et le milieu à gain à tout le temps de s'adapter à la nouvelle distribution des pertes. Les variations de puissance du laser sont donc minimales (inférieures à 10%) et proviennent de la non-uniformité spectrale du gain de l'amplificateur. Spectralement, on observe un "plateau" sur la gamme de longueurs d'onde balayée. Pour des fréquences plus élevées (cas (b) à (d) de la figure 19 $f \approx 7,7, 9,6$ et $16,125$ kHz), le changement de longueur d'onde le plus bref (partie du signal de commande de plus forte pente ; front descendant ici) devient trop rapide par rapport au temps de réaction du milieu à gain. Dès lors, comme dans le cas de la commutation en longueur d'onde, le laser se met à émettre des impulsions de relaxation. La longueur d'onde varie d'une impulsion à l'autre du fait de la forme du signal de commande appliqué. On constate que le spectre enregistré présente des fluctuations là où il était uniforme auparavant, rendant compte de l'évolution combinée de la puissance et de la longueur d'onde. On remarque de plus que, la fréquence de relaxation du milieu à gain dépendant peu de la longueur d'onde, l'augmentation de la fréquence du signal de commande diminue le nombre d'impulsions enregistrées au cours du front montant. Dans le même temps, on observe qu'une impulsion apparaît au cours du front descendant et voit sa puissance augmenter. Spectralement, cette impulsion se place au maximum du gain net sur la plage balayée et correspond, ici, au pic central. La présence de cette impulsion s'apparente à celle de l'impulsion *Q-switch* observée lors de la commutation en longueur d'onde. Au delà de 20 kHz (cf. cas (e) de la figure 19 ; $f \approx 50$ kHz), la puissance de l'impulsion émise lors du front descendant se met à décroître et le spectre d'émission se réduit jusqu'à extinction complète. Cette limitation en fréquence vient du fait que le milieu amplificateur ne répond dynamiquement qu'à des sollicitations de fréquence inférieure à quelques kilohertz (cf. paragraphe II.2.5.2.).

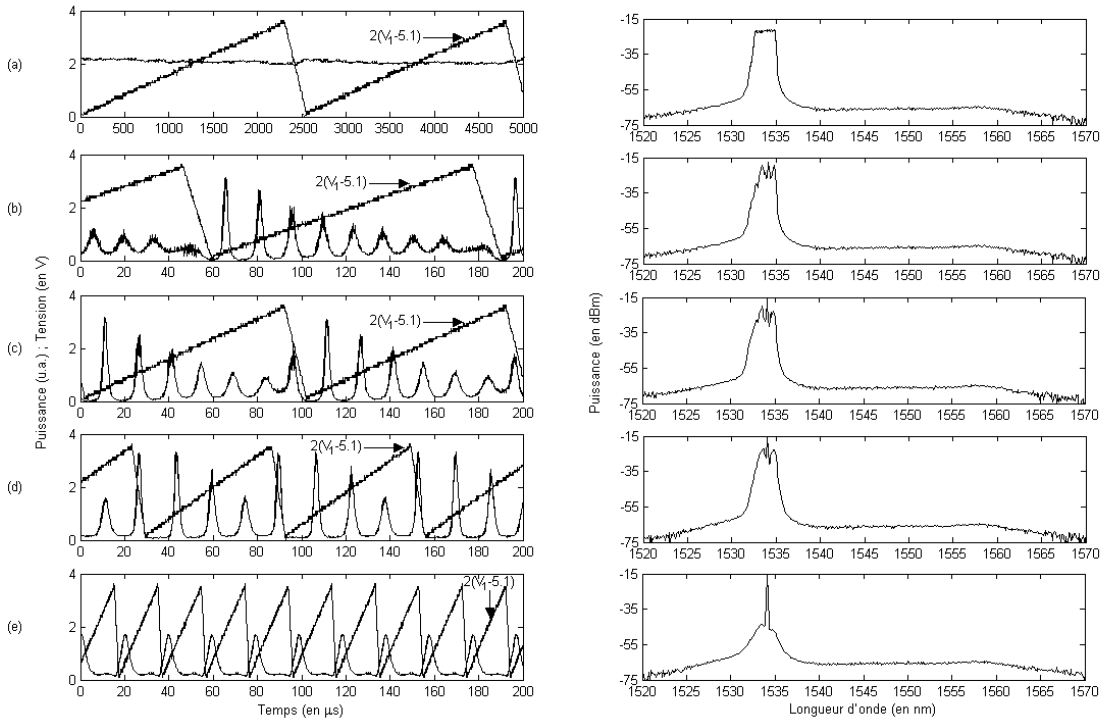


Figure 19 : Effet de la fréquence de la rampe de tension de commande
 $(V_{dc,1} = 7 \text{ V} \gg 1,3 V_{p,z,1}$; $DV_1 = 1,825 \text{ V} \gg 0,36 V_{p,z,1}$; $P_p = 40 \text{ mW}$).
 (a) $f \gg 407 \text{ Hz}$; (b) $f \gg 7,7 \text{ kHz}$; (c) $f \gg 9,6 \text{ kHz}$; (d) $f \gg 16,125 \text{ kHz}$; (e) $f \gg 50 \text{ kHz}$

Le deuxième paramètre étudié est l'effet de la tension moyenne du signal de commande. Expérimentalement, on impose, par exemple, un signal de commande d'excursion de 1,875 V ($\approx 0,37 V_{p,z,1}$), de fréquence de $f \approx 10 \text{ kHz}$ et une puissance de pompe de l'amplificateur de 40 mW. Comme on peut le voir en figure 20, la tension moyenne du signal de commande règle la longueur d'onde moyenne autour de laquelle l'émission laser a lieu. Cependant, en dépit du choix d'une excursion en tension identique, la gamme de longueur d'onde émise n'est pas la même dans les trois cas présentés. Les non-linéarités de la courbe d'accordabilité (cf. figure 14 du chapitre III) expliquent ce phénomène. Le déplacement en longueur d'onde n'étant pas le même, la réponse de l'amplificateur est aussi différente d'un cas à l'autre ce qui explique le nombre distinct d'impulsions observées.

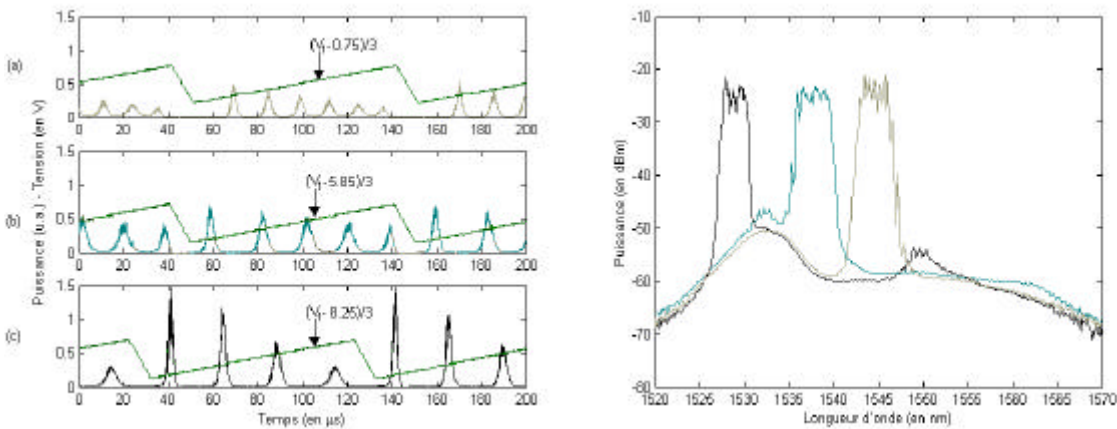


Figure 20 : Effet de la tension moyenne de la rampe de tension de commande
 $(DV_1 \gg 1,875 \text{ V} \gg 0,36 V_{p,z,1}$; $f \gg 10 \text{ kHz}$; $P_p = 40 \text{ mW}$)
 (a) $V_{dc,1} \gg 2,25 \text{ V} \gg 0,44 V_{p,z,1}$; (b) $V_{dc,1} \gg 8,45 \text{ V} \gg 1,66 V_{p,z,1}$; (c) $V_{dc,1} \gg 9,75 \text{ V} \gg 1,91 V_{p,z,1}$.

Maintenant, nous nous intéressons à l'influence de l'excursion en tension. A titre d'exemple, on fixe la tension moyenne à 9,2 V ($1,8 V_{p,z,1}$), la fréquence f à 6,1 kHz et on maintient la puissance de la pompe à 40 mW. La figure 21 démontre que, à mesure que l'excursion en tension augmente, le laser émet sur une plus large gamme spectrale. Simultanément, la variation de l'excursion en tension accroît le balayage en longueur d'onde du filtre. Il en résulte que les fluctuations du gain s'accroissent avec l'excursion en tension, changeant les allures des fluctuations de puissance, en particulier, le nombre d'impulsions par période.

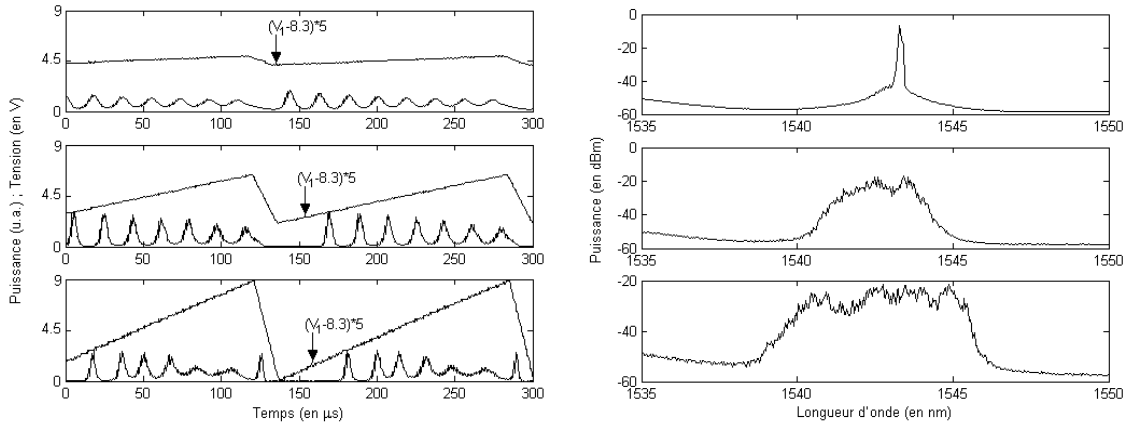


Figure 21 : Effet de l'excursion en tension de la rampe de tension de commande ($V_{dc,1} \gg 9,2 V \gg 1,8 V_{p,z,1}$; $f \gg 6,1 \text{ kHz}$; $P_p = 40 \text{ mW}$).

Pour compléter cette étude, nous analysons comment varie la longueur d'onde émise au cours d'une période en faisant l'analyse par fenêtrage temporel d'un signal laser typique. Tout d'abord, on constate que la longueur d'onde moyenne de chaque impulsion se décale vers les plus grandes longueurs d'onde à mesure que la tension de commande augmente, en accord avec la courbe d'accordabilité en longueur d'onde du laser (cf. figure 14 du chapitre III). Néanmoins, même si les impulsions sont temporellement complètement distinctes, il existe un recouvrement spectral d'une impulsion sur l'autre. L'origine de ce dernier vient de la large bande passante de notre filtre. En effet, pour une tension donnée, la faible sélectivité du filtre n'empêche pas le signal d'être amplifié à des longueurs d'onde avoisinantes (distantes de quelques nanomètres du pic de transmission) contribuant ainsi à la formation de l'impulsion suivante.

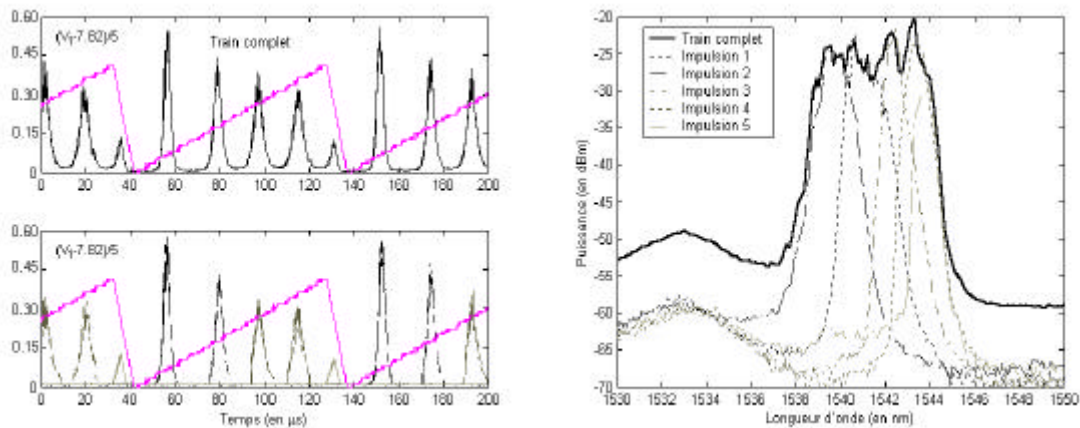


Figure 22 : Analyse par filtrage temporel de l'émission multi-longueurs d'onde pour un signal de commande en forme de rampe. ($\Delta V_1 \gg 1,875 V \gg 0,36 V_{p,z,1}$; $f \gg 10 \text{ kHz}$; $P_p = 40 \text{ mW}$).

Enfin, on termine en regardant l'effet de la puissance de pompe sur la génération des trains multi-longueurs d'onde d'impulsions par excitation triangulaire. Comme le démontre la figure ci-dessous, aux faibles puissances de pompe (inférieures à $P_p=50$ mW), toute augmentation de la puissance de pompe se traduit par un gain plus important et donc un élargissement de la zone d'accordabilité possible (passage du cas (a) à (b)). Dès que le gain est suffisant pour couvrir la gamme de longueur d'onde sollicitée par la commande du filtre (cas (b) et (c)), l'inversion de population tend à augmenter avec la puissance de pompe et les changements de distribution spectrale imposés par le filtre altèrent de façon plus importante le gain, conduisant à l'émission de plus d'impulsions. Enfin, aux fortes puissances de pompe (cas (d)), une impulsion apparaît lors du changement de longueur d'onde le plus rapide. Comme auparavant, cette impulsion correspond à l'impulsion *Q-switch* déjà observée lors de la commutation de longueur d'onde.

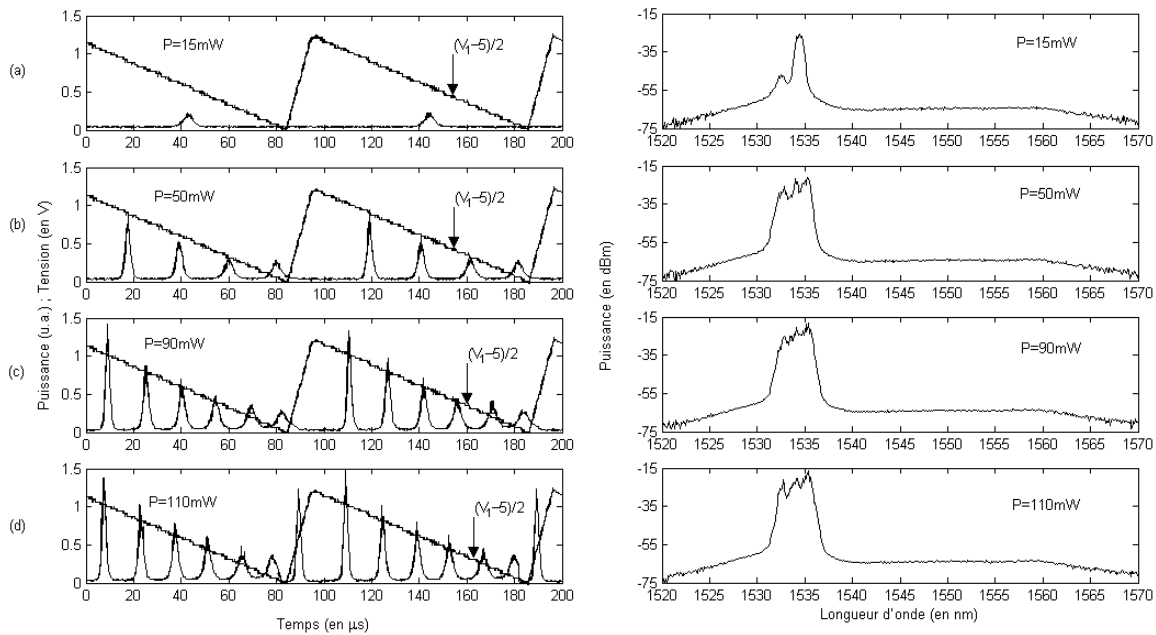


Figure 23 : Effet de la puissance de pompe
 $(V_{dc,1} \gg 6,125 \text{ V} \gg 1,2 V_{p,z,1} ; DV_1 \gg 2,25 \text{ V} \gg 0,44 V_{p,z,1} ; f \gg 10 \text{ kHz})$.
 (a) $P=15\text{mW}$; (b) $P=50\text{mW}$; (c) $P=90\text{mW}$; (d) $P=110\text{mW}$.

Dans ce paragraphe, une commande en tension triangulaire est imposée au laser accordable par voie électro-optique, comme décrit au chapitre III. Aux faibles fréquences (inférieures à 500 Hz), l'application d'un tel signal de commande permet d'enregistrer dynamiquement tout ou partie de la courbe d'accordabilité du laser ainsi que les variations de puissance associées. Pour les fréquences supérieures à 500 Hz et inférieures à quelques kilohertz, le même type de signaux de commande provoque une modulation de la distribution du gain du laser qui conduit à la création de trains multi-longueurs d'onde d'impulsions. La gamme spectrale d'émission est fixée alors par la tension moyenne et l'excursion en tension du signal de commande tandis que le nombre d'impulsions est lié à la fréquence du signal triangulaire et à la puissance de pompe injectée dans l'amplificateur à fibre dopée erbium. Néanmoins, la longueur d'onde de chaque impulsion n'est plus contrôlée.

3.1.2 Fonctionnement impulsif multi-longueurs d'onde avec filtre fixe

Dans la partie précédente, on a appliqué des tensions de commande non-continues au laser accordable en longueur d'onde par voie électro-optique décrit au chapitre précédent. Pour des fréquences de l'ordre de un à quelques dizaines de kilohertz, le laser émet des trains multi-longueurs d'onde d'impulsions. Cependant, quel que soit le signal utilisé ("en escalier" ou "en dent de scie"), les performances obtenues sont limitées par le générateur de tensions (commande "en

escalier") ou par le manque de contrôle de la longueur d'onde de chacune des impulsions (commande "en dent de scie").

Pour être adaptée aux télécommunications WDM, notre source multi-longueurs d'onde doit pouvoir générer le plus grand nombre de canaux possible tout en maîtrisant les longueurs d'onde émises et en maintenant égale la puissance des différents canaux.

Poursuivant cet objectif, cette sous-partie vise, dans un premier temps, à générer des trains comportant plus d'impulsions de longueur d'onde distincte tout en assurant le contrôle des longueurs d'onde émises. Le principe sous-jacent à ces expériences s'appuie sur la réalisation d'un laser à fibre commuté en longueur d'onde comprenant un filtre effectuant la présélection des canaux possibles et un filtre accordable par voie électro-optique pour choisir la longueur d'onde émise (cf. figure 4). L'application de tensions variables aux électrodes du filtre accordable force alors le laser à opérer en mode déclenché sur plusieurs longueurs d'onde générant des séquences multi-longueurs d'onde d'impulsions bien maîtrisées. Techniquement, pour la fabrication de la source commutée en longueur d'onde, nous exerçons la présélection spectrale en insérant un filtre de Fabry Pérot ou un filtre biréfringent dans la cavité. Les comportements et performances obtenus pour les deux types de filtre sont rapportés dans les deux paragraphes suivants.

Le contrôle des longueurs d'onde maîtrisé, l'égalisation de la puissance entre les différents canaux devient un impératif. Pour assurer cette répartition, on introduit, dans le dernier paragraphe de cette sous-partie, un système externe de nivelage de la puissance de sortie du laser.

3.1.2.1 Système à filtre Fabry-Pérot

Comme nous venons de le mentionner, la manière la plus simple de réaliser un laser à fibre commuté en longueur d'onde repose sur l'utilisation d'un filtre possédant plusieurs longueurs d'onde de transmission (ou de réflexion) au sein de la bande d'émission de l'amplificateur à fibre. Les filtres vérifiant cette condition les plus couramment utilisés sont les filtres Fabry-Pérot [6] et les phasars ou AWG (pour *Arrayed Waveguide Grating*) [7]. Nous sélectionnons un filtre Fabry-Pérot en optique massive pour mener notre étude pour la possibilité de modifier l'espace inter-canal et sa disponibilité au sein du laboratoire.

La première partie de l'expérience consiste à aligner le filtre Fabry-Pérot. Le montage utilisé est indiqué en figure 24 et fait appel à une diode laser monomode (DFB ici). On commence par positionner l'objectif de microscope d'entrée de manière à avoir un faisceau collimaté. Puis, on optimise la détection en l'absence du filtre de Fabry-Pérot. Suit alors un alignement grossier des faces des deux miroirs du filtre Fabry-Pérot jusqu'à obtention de pics d'intensité par autocollimation d'un laser He-Ne. On place ensuite le Fabry-Pérot entre les deux objectifs en essayant faire coïncider l'axe optique inter-objectif avec celui du filtre. On applique alors une tension aux éléments piézo-électriques contrôlant la position d'un des miroirs du filtre Fabry-Pérot. Cette tension variable provoque la variation la longueur d'onde du pic de transmission tout en maintenant l'ISL approximativement constant. Le signal détecté comporte des pics d'intensité qui correspondent aux positions où la longueur d'onde du maximum de transmission du filtre Fabry-Pérot est identique à celle d'émission de la diode laser. On cherche alors à maximiser l'intensité et minimiser la durée des pics enregistrés en tournant les vis ajustant l'orientation du miroir de sortie. Une fois le filtre Fabry Pérot réglé, on applique une tension constante aux éléments piézo-électriques, fixant ainsi la position spectrale des maxima de transmission du filtre.

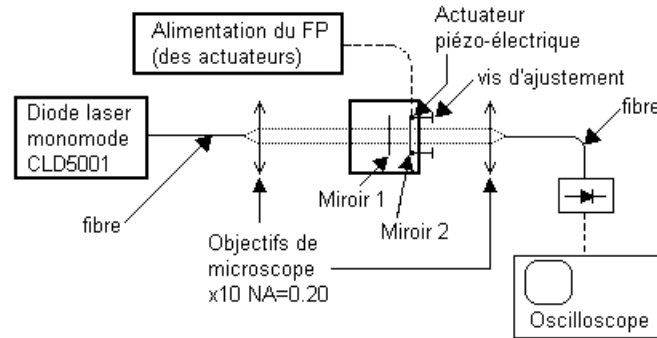


Figure 24 : Montage d'alignement du filtre Fabry-Pérot (FP).

L'ISL du filtre de Fabry-Pérot dictant la séparation entre deux longueurs d'onde successives possibles d'émission, une mesure de ce paramètre apparaît indispensable. Pour y parvenir, deux techniques peuvent être utilisées et sont schématisées en figure 25. La première remplace la source monomode par un amplificateur à fibre et obtient la mesure par enregistrement spectral de la transmission de l'ASE à l'aide d'un analyseur de spectres optiques. Cette méthode est limitée par la résolution de l'analyseur de spectres optiques. La seconde solution fait appel à la modulation sinusoidale externe du signal émis par la source monomode au moyen d'un modulateur d'intensité. Cette modulation produit, pour les faibles profondeurs de modulation, des bandes latérales dont l'écart en fréquence par rapport à la porteuse est la fréquence de modulation. Si la fréquence de modulation est supérieure à la bande passante du filtre de Fabry-Pérot et inférieure à la moitié de son ISL, le signal détecté lors du balayage linéaire en longueur d'onde de la transmission du filtre de Fabry-Pérot sur plus d'un ISL comporte plusieurs pics principaux et secondaires. Une simple règle de trois (fréquence de modulation connue), nous donne alors une valeur précise de l'ISL. La précision de la mesure dépend du rapport entre la fréquence de modulation et la valeur de l'ISL.

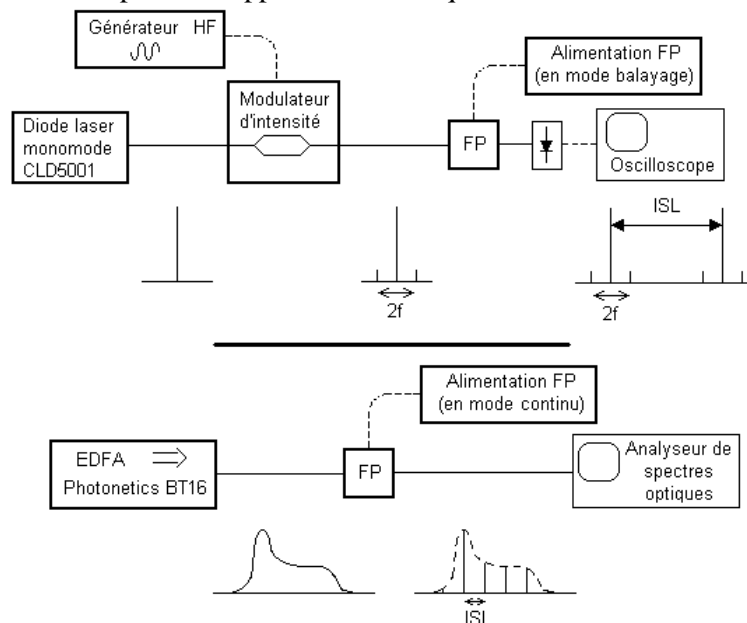


Figure 25 : Techniques de mesure de l'ISL d'un filtre Fabry-Pérot.(FP)

En suivant la procédure décrite ci-dessus, nous réglons le filtre de Fabry-Pérot pour avoir un ISL de 0,8 nm. La caractérisation nous donne que le niveau de pertes en transmission atteint 30dB essentiellement à cause de la médiocre qualité des miroirs disponibles. L'introduction de ce filtre comme élément intra-cavité d'un laser nécessite une compensation de ces pertes que nous effectuons en ajoutant un second amplificateur à fibre dopée erbium/ytterbium (Photonics BT-17) dans la cavité laser. Afin d'atteindre l'action laser (gain total sur la cavité >42dB), on choisit de

positionner des amplificateurs comme représenté en figure 26 (placés en cascade, la sortie du premier amplificateur conduit à une saturation du gain dans le second et donc un gain globalement inférieur). Pour le réglage de ce laser, on retrouve le problème de l'alignement de la polarisation évoqué au chapitre III. et on utilise les mêmes procédures (cf. paragraphe III.3.2.3.1.) pour le résoudre.

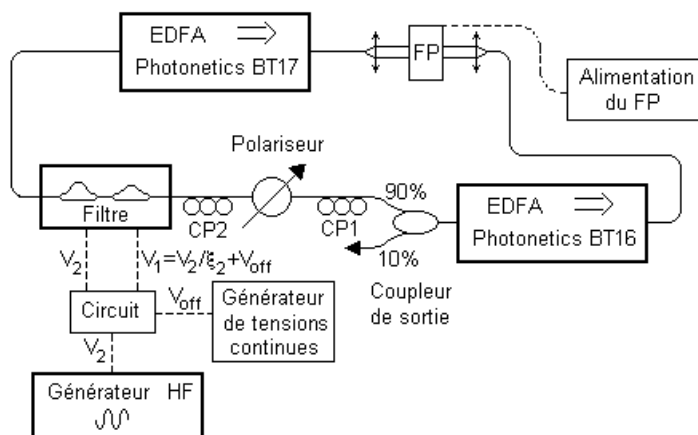


Figure 26 : Schéma du laser commuté en longueur d'onde (FP : Fabry-Pérot ; CP : Contrôleur de Polarisation).

On passe maintenant à la caractérisation de l'émission lorsque le filtre est commandé par des tensions continues. La figure 27 présente l'allure typique d'un spectre d'émission obtenu. L'émission n'a lieu qu'à une seule longueur d'onde du fait de la non-uniformité spectrale du gain produit par les deux amplificateurs à fibre et à cause de la présence du filtre accordable. Ceci dit, lorsque le gain net intra-cavité est uniforme, les seuls cas pour lesquels on observe une émission simultanée de plusieurs longueurs d'onde à température ambiante comportent soit un système d'égalisation des gains nets des différents canaux [8] soit des composants placés intra-cavité qui imposent un décalage fréquence (filtre acousto-optique [9] – effet Brillouin [10]). En effet, à température ambiante, la nature essentiellement homogène du gain des amplificateurs à fibre dopée erbium rend difficile l'émission simultanée de plusieurs longueurs d'onde [11].

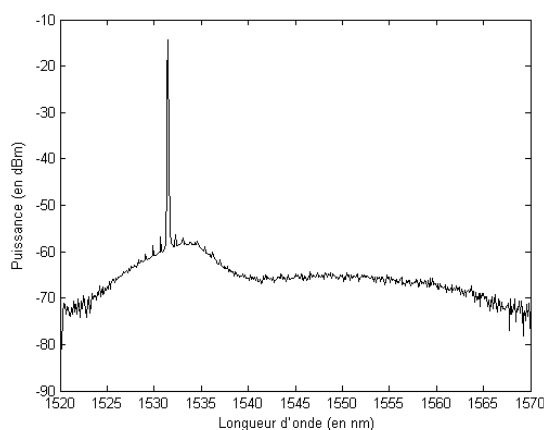


Figure 27 : Spectre typique d'émission du laser commuté en longueur d'onde. ($V_{1,dc}=1,5\text{ V} \gg 0,3\text{ V}_{p,z,1}$; $P_{p,BT16}=120\text{ mW}$; $P_{p,BT17}=70\text{ mW}$).

Le laser comportant deux milieux à gain, on choisit le niveau de pompage des deux amplificateurs afin d'obtenir la plage d'accordabilité la plus longue. On parvient ainsi à accorder le laser sur 6,4 nm (résultat optimal ; voir figure 28) pour les puissances de pompe injectées dans l'amplificateur PHOTONETICS BT-16 et BT-17 de 120 mW et 70 mW respectivement.

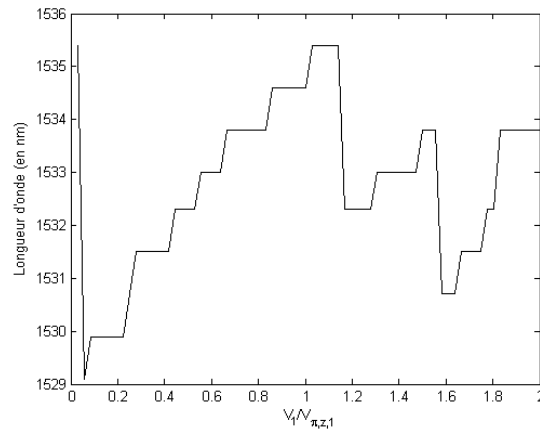


Figure 28 : Plage d'accordabilité du laser commuté en longueur d'onde
($P_{p,BT16}=120\text{ mW}$, $P_{p,BT17}=70\text{ mW}$).

Nous nous intéressons maintenant à l'émission laser provoquée par l'application de tensions de commande triangulaires (de rapport cyclique 1/10) aux électrodes du filtre électro-optique. Comme l'illustre la figure 29, lorsque la fréquence du signal est comprise entre un et quelques dizaines de kilohertz (ici, $f=10,4\text{ kHz}$), il est possible de générer des trains multi-longueurs d'onde d'impulsions. La différence majeure par rapport au cas précédent réside dans le fait que les longueurs d'onde d'émission sont celles autorisées par le filtre de Fabry-Pérot.

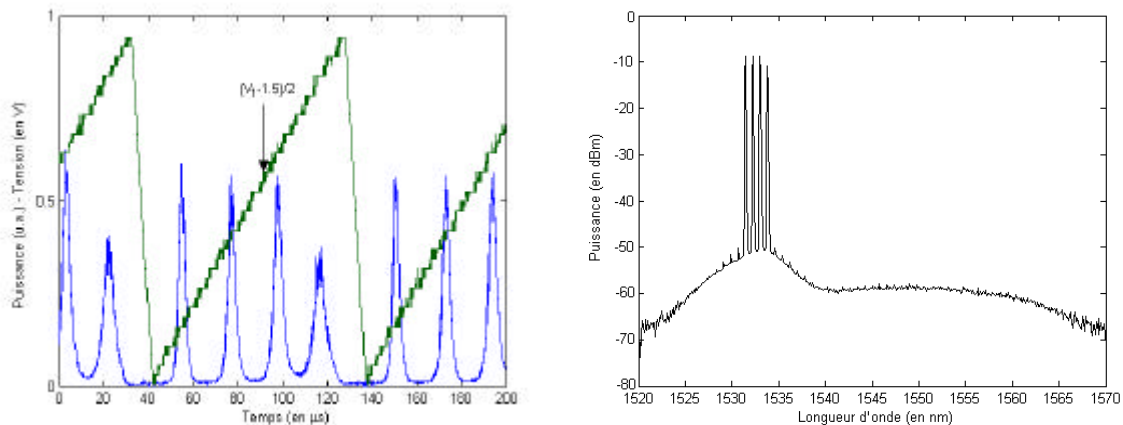


Figure 29 : Génération de trains multi-longueurs d'onde d'impulsions par le laser commuté en longueur d'onde incorporant un filtre Fabry Pérot

($V_{1,dc}=2,5V \gg 0,5 V_{p,z,1}$; $DV_1=2 V \gg 0,4 V_{p,z,1}$; $P_{p,BT16}=120\text{ mW}$, $P_{p,BT17}=70\text{ mW}$).

La réalisation d'un laser à fibre commuté en longueur d'onde incorporant un filtre Fabry Pérot et le filtre électro-optique décrit précédemment vient d'être démontrée. Le réglage du Fabry Pérot définit alors les longueurs d'onde susceptibles d'être émises tandis que les tensions continues appliquées au filtre permettent de sélectionner la longueur d'onde d'émission. Comme auparavant, si les tensions deviennent variables dans le temps (de fréquence de 1 à quelques kilohertz), le laser génère des trains multi-longueurs d'onde d'impulsions. La plage d'accordabilité du laser étant restreinte à sept canaux ITU, nous pouvons au mieux produire des trains comportant sept impulsions de longueur d'onde distincte. Toutefois, l'enregistrement du spectre émis sur une période présente une forme de "peigne" validant le concept du contrôle des longueurs d'onde émises.

3.1.2.2 Système à filtre biréfringent.

Comme on vient de le voir, utiliser un laser commuté en longueur d'onde offre la particularité de pouvoir générer de trains multi-longueurs d'onde d'impulsions tout en contrôlant les longueurs d'onde émises. Néanmoins, la réalisation pratique de ce laser en incluant un filtre Fabry Pérot comme filtre fixe ne permet pas d'émettre plus de huit canaux distincts. Nous ne pouvons pas dépasser les performances d'émission de trains multi-longueurs d'onde d'impulsions obtenues au paragraphe IV.3.1.1.1. . Envisager une autre architecture semble judicieux. Or, le laser accordable développé au chapitre III peut se transformer en un laser commuté en longueur d'onde lorsqu'il est utilisé dehors de ces conditions optimales (cf. III.3.1.3.2. et III.3.2.4.). L'étape suivante consiste donc à faire fonctionner ce laser pour générer des trains d'impulsions multi-longueurs d'onde.

En effet, comme nous l'avons vu au paragraphe III.3.2.4., quand la polarisation n'est bien alignée dans la cavité, la combinaison polariseur/filtre/polariseur forme un filtre biréfringent intra-cavité contraignant le laser à émettre à des longueurs d'onde bien définies et séparées de 0,65 nm. En reprenant l'architecture laser de la figure 12 mais sans aligner la polarisation, nous disposons d'un laser commuté en longueur d'onde dont l'utilisation est susceptible de produire des trains multi-longueurs d'onde d'impulsions comportant jusqu'à huit longueurs d'onde distinctes.

Comme expliqué en III.3.2.4., la rotation du contrôleur de polarisation 1 introduit des pertes supplémentaires dans la cavité réduisant la gamme d'accordabilité possible. Le désalignement du polariseur par rapport aux axes du filtre électro-optique (via une rotation du contrôleur de polarisation 2) provoque l'apparition d'un filtre biréfringent et se traduit par la mise en place d'un filtrage spectral de l'émission. Ainsi, si le laser est réglé pour être accordable continûment, l'application de tensions de commande de forme triangulaire crée, dans certaines conditions (de fréquence), une émission laser impulsionnelle dont le spectre accumulé sur une période est continu (voir figure 30(a) et explications du IV.1.1.). Si on conserve la même commande du filtre électro-optique mais qu'on tourne le contrôleur de polarisation 1, on observe (figure 30(b)) toujours la génération d'impulsions mais le spectre émis se réduit du fait de la plus petite plage d'accordabilité du laser. Partant de cette situation, lorsqu'on tourne le contrôleur de polarisation 2, on fait apparaître le filtre biréfringent dans la cavité. L'allure temporelle comprend alors toujours des impulsions mais un filtrage du spectre s'instaure, forçant l'émission à se faire aux longueurs d'onde fixées par ce "nouveau" filtre intra-cavité (cf. figure 30(c)). Le spectre enregistré sur plusieurs périodes est donc filtré par rapport aux précédents (cas 30(a) et (b)).

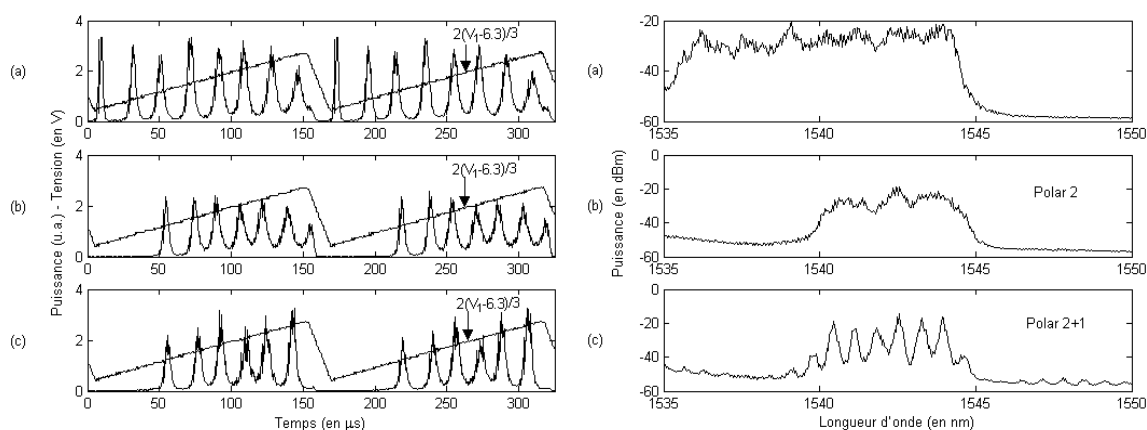


Figure 30 : Effet de la rotation de la polarisation intra-cavité sur la génération de trains multi-longueurs d'onde d'impulsions.

En résumé, lorsque le laser accordable génère des trains multi-longueurs d'onde d'impulsions, le désalignement de la polarisation dans la cavité crée un filtre biréfringent dont l'introduction influence peu les allures temporelles observées mais permet le contrôle des longueurs d'onde émises. Les résultats du paragraphe IV.3.1.1.2. sur l'effet de chacun des paramètres de commande du laser (fréquence, valeur moyenne et extension de la tension de commande triangulaire

appliquée et puissance de pompe de l'EDFA) sont donc directement transférables ici, hormis que le signal émis est maintenant filtré spectralement.

Cette constatation étant faite, il nous reste à établir quelles sont les conditions à remplir pour générer un nombre d'impulsions par train égal au nombre de longueurs d'onde autorisées. En fait, la génération des trains multi-longueurs d'onde d'impulsions peut être vue comme une commutation en longueur d'onde entretenue. Les impulsions émises correspondent donc à des oscillations de relaxation entretenues. Pour une puissance de pompe choisie et sur une plage de longueur d'onde relativement faible (gain uniforme), le temps d'une impulsion à une autre est donc identique. Pour obtenir l'égalité entre le nombre d'impulsions et le nombre de longueurs d'onde émises, il faut donc que, au cours de cet intervalle de temps, l'émission laser passe d'un maximum de transmission du filtre biréfringent à un autre. Ceci fixe la vitesse de décalage en longueur d'onde du filtre électro-optique. La variation de la longueur d'onde étant linéaire avec la tension et le changement de tension étant aussi linéaire dans le temps, cette condition est vérifiée pour une pente donnée du signal de commande. La figure 31 illustre ce phénomène en démontrant que, pour une puissance de pompe de 60 mW, la pente adéquate est de 15,6 kV/s.

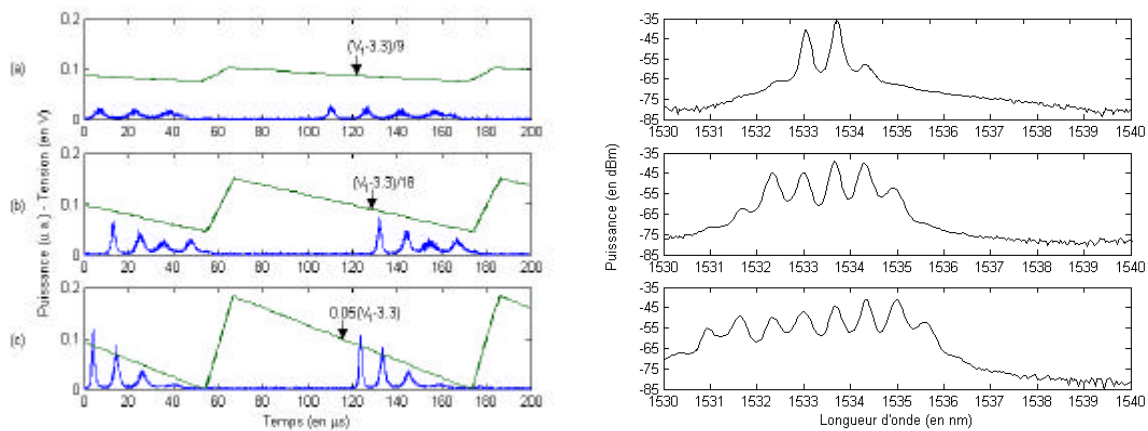


Figure 31 : Effet de la pente du signal de commande sur la correspondance entre le nombre d'impulsions et de longueurs d'onde émises.

(a) $\Delta V = 0,9 \text{ V} \gg 0,18 V_{p,z,1}$, $f = 8,7 \text{ kHz}$

(b) $\Delta V = 1,8 \text{ V} \gg 0,36 V_{p,z,1}$, $f = 8,7 \text{ kHz}$

(c) $\Delta V = 3,7 \text{ V} \gg 0,72 V_{p,z,1}$, $f = 8,7 \text{ kHz}$

Nous cherchons maintenant à générer un train multi-longueurs d'onde d'impulsions possédant un maximum de longueurs d'onde. Nous appliquons donc des signaux de commande de grande extension et de faible fréquence possédant une pente proche de 15,6 kV/s. Ce faisant, pour $f = 3,3 \text{ kHz}$, et $\Delta V = 4,8 \text{ V} \approx 0,95 V_{p,z,1}$, on parvient à générer un train de onze impulsions à onze longueurs d'onde (cf. figure 32) [12].

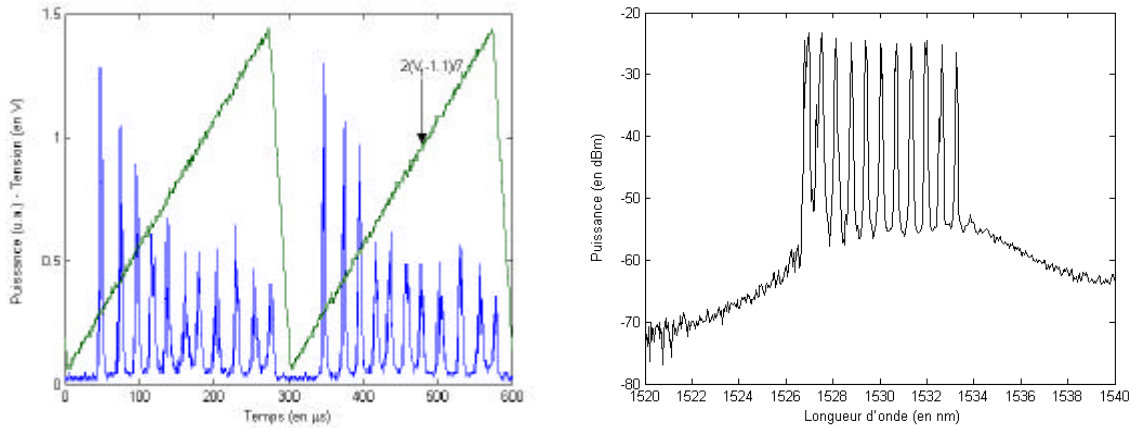


Figure 32 : Train multi-longueurs d'onde d'impulsions comportant le plus de longueurs d'onde distinctes ($V_{1,dc}=3,75 V \gg 0,73 V_{p,z,1}$, $DV=4,8V \gg 0,95 V_{p,z,1}$, $f=3,3 kHz$).

Si les résultats des figures 30(b) et 31 prouvent que, par période, le nombre d'impulsions est identique à celui de longueur d'onde, ils ne donnent aucune indication sur la pureté spectrale de chacune des impulsions. Pour combler cette lacune, on peut recourir à l'analyse des trains émis par fenêtrage temporel ou spectral. Dans les figures 33 et 34, on applique les deux analyses possibles à un même signal laser ($V_{dc,1}=6,9 V \approx 1,35 V_{p,z,1}$; $\Delta V_1=0,64 V \approx 0,12 V_{p,z,1}$; $P_p=70mW$, $f=9,5 kHz$). Les courbes présentées montrent la répartition du spectre entre les différentes impulsions. Les deux méthodes démontrent que chacune des impulsions possède sa propre longueur d'onde (avec un taux de réjection de plus de 20 dB (cf. figure 33)). Par ailleurs, la confrontation des deux techniques pour la caractérisation d'un même signal fournit aussi le moyen de souligner la plus grande complexité de l'analyse par fenêtrage spectral.

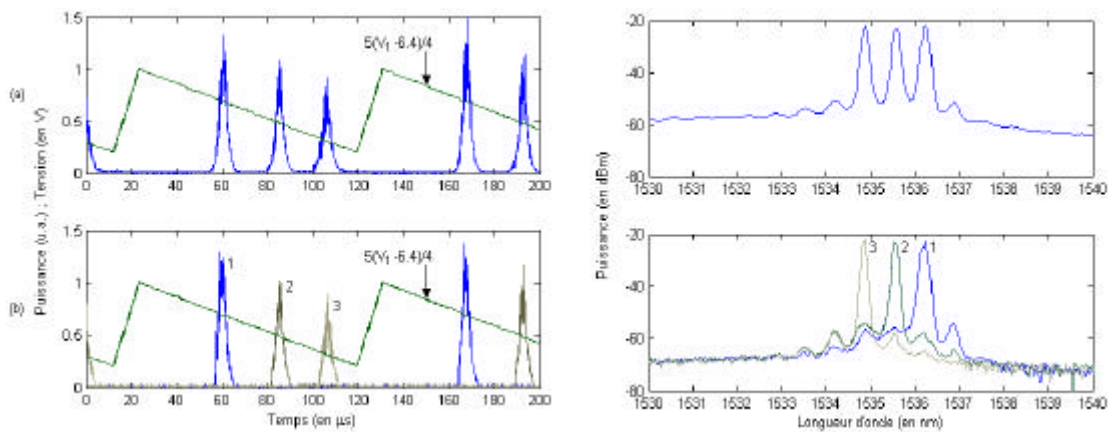


Figure 33 : Analyse par fenêtrage temporel d'un train multi-longueurs d'onde d'impulsions ($V_{dc,1}=6,9 V \approx 1,35 V_{p,z,1}$; $DV_1=0,64 V \approx 0,12 V_{p,z,1}$; $P_p=70mW$, $f=9,5 kHz$)
 (a) Allure générale (b) Superposition de différents fenêtrage.

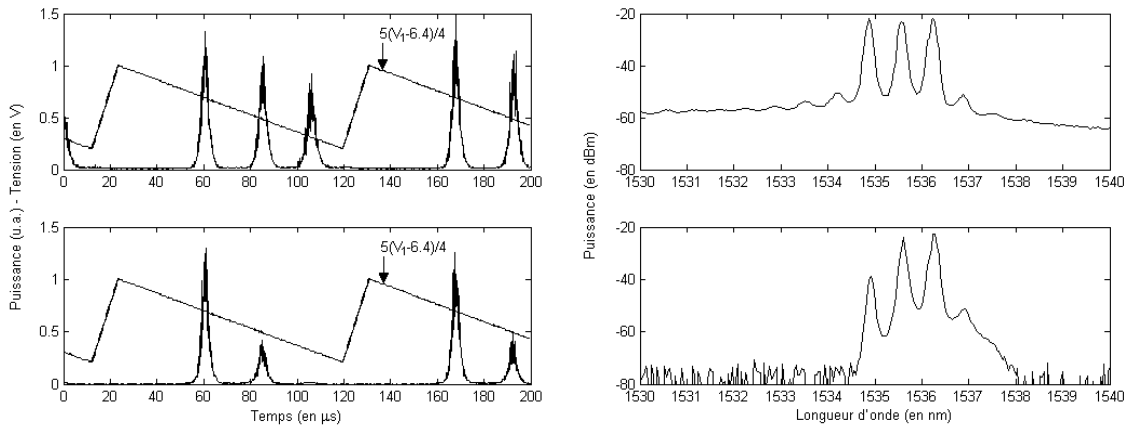


Figure 34 : Analyse par fenêtrage spectral d'un train multi-longueurs d'onde d'impulsions
 $(V_{dc,l}=6,9 \text{ V} \gg 1,35 \text{ V}_{p,z,l} ; DV_l=0,64 \text{ V} \gg 0,12 \text{ V}_{p,z,l} ; P_p=70 \text{ mW}, f=9,5 \text{ kHz})$.

Le principe de la création de trains multi-longueurs d'onde d'impulsions faisant appel à un laser à fibre commuté en longueur d'onde comportant un filtre fixe et un filtre accordable est à nouveau démontré. La plage d'accordabilité plus grande du laser incluant un filtre biréfringent permet de produire des trains comportant jusqu'à onze impulsions de longueur distincte mais contrôlée.

3.1.2.3 Système d'égalisation de puissance entre les canaux

D'après les deux paragraphes précédents, générer des trains multi-longueurs d'onde d'impulsions avec contrôle des longueurs d'onde émises est parfaitement réalisable en utilisant un laser commuté en longueur d'onde. Cependant, au sein de chaque train, les impulsions sont toutes de puissance différente rendant une détection directe difficile (choix du niveau seuil). Dans ce paragraphe nous proposons et démontrons une solution afin d'émettre une puissance identique pour chaque longueur d'onde.

Les canaux étant générés de manière séquentielle, le fondement de l'égalisation de la puissance vise à étêter les impulsions produites à un certain niveau de puissance. Le principe mis en œuvre, représenté en figure 35, consiste à imposer, de façon active, des pertes supplémentaires à tout signal dépassant la puissance seuil.

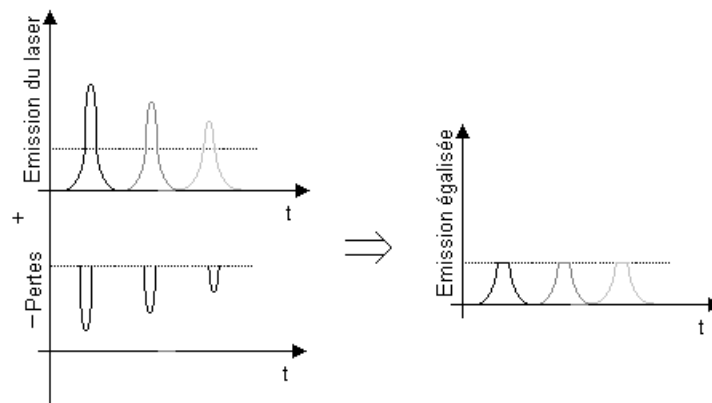


Figure 35 : Principe d'égalisation de la puissance des impulsions dans un train multi-longueurs d'onde.

Physiquement, on utilise un coupleur à fibre, un détecteur, deux lignes à retard (une optique, une électronique), un modulateur d'intensité rapide et un circuit électronique (cf. figure 36). Le coupleur à fibre dirige une partie du signal émis vers un détecteur rapide. Le signal électronique issu du détecteur entre alors dans le circuit électronique qui le compare à une tension de référence (fixant le seuil de puissance), et provoque l'application des pertes via la modification de la

transmission du modulateur d'intensité. Les deux lignes à retard (fibre optique de longueur fixe et ligne à retard électronique (de durée variable)) servent à faire coïncider temporellement l'application des pertes avec le passage des impulsions dans le modulateur. La ligne à retard optique n'est autre qu'un tronçon de fibre optique dont la longueur est choisie pour occasionner un retard supérieur à la durée de détection et traitement par le circuit électronique. Expérimentalement, on ajoute un contrôleur de polarisation juste avant le modulateur d'intensité, intégré sur niobate de lithium, car il présente une forte dépendance à la polarisation (coupe Z).

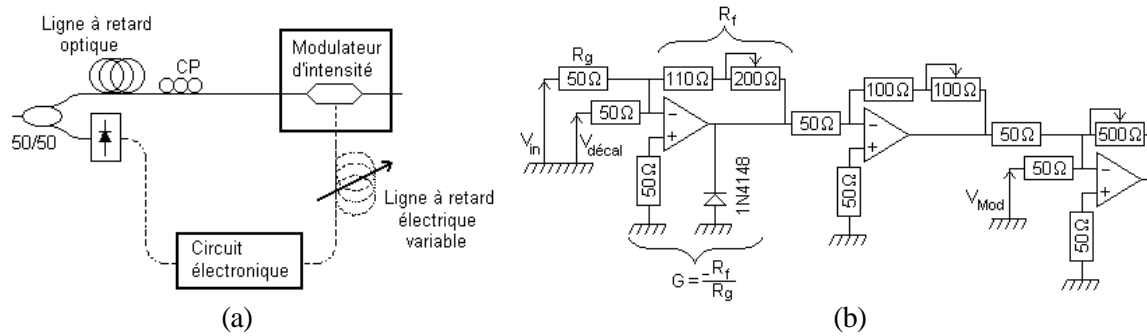


Figure 36 : Système d'égalisation de la puissance des impulsions dans un train multi-longueurs d'onde
 (a) Schéma complet (CP : contrôleur de polarisation).
 (b) Circuit électronique.

Le réglage de ce système utilise tout d'abord le laser lorsqu'il émet en continu. On commence par l'alignement de la polarisation du signal laser avec les axes du modulateur d'intensité en utilisant le contrôleur de polarisation. L'étape suivante consiste à fixer le seuil de puissance choisi et la tension continue appliquée au modulateur pour le faire fonctionner dans la zone linéaire de sa courbe de transmission (T(V)). Ensuite, on place le laser en régime de génération de trains multi-longueurs d'onde d'impulsion et on fait varier le retard (de la ligne électronique) de façon à ce que les pertes soient appliquées au bon moment. Enfin, on agit sur le gain du circuit électronique pour ajuster le niveau des pertes introduites jusqu'à ce qu'elles compensent les "sur-puissances" du signal incident. La figure 37 donne un exemple de l'égalisation de la puissance pour un signal comportant trois canaux et présentant une différence de puissance maximale de 5 dB.

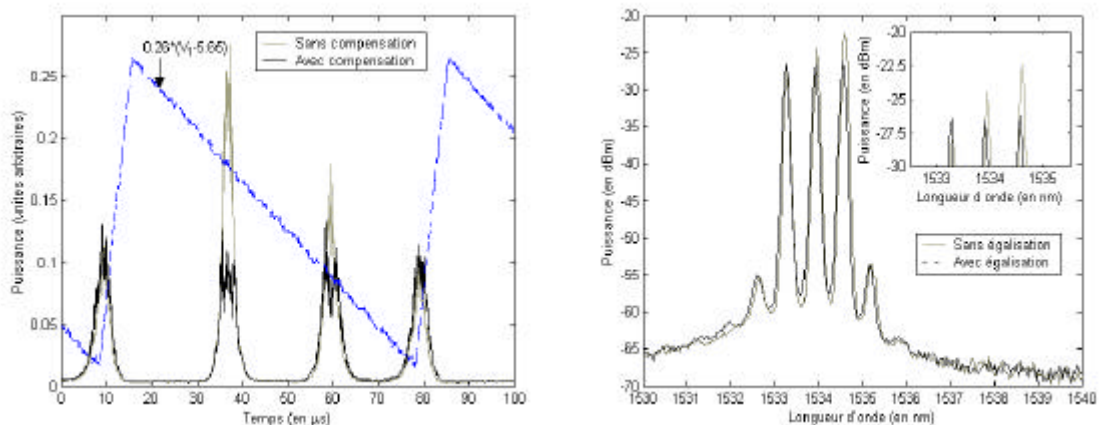


Figure 37 : Démonstration de l'égalisation de la puissance des impulsions dans un train multi-longueurs d'onde.

Cette méthode d'égalisation, bien qu'effective, présente les limitations suivantes :

- elle nécessite un modulateur dont les temps de transition sont au moins cinq fois inférieurs aux temps de montée et de descente des impulsions afin de pouvoir imposer les pertes de façon

appropriée. La bande passante du modulateur utilisé doit donc être importante (2,5 GHz dans l'expérience).

- le modulateur doit aussi avoir un taux d'extinction élevé pour permettre d'égaliser des trains multi-longueurs d'onde d'impulsions dont l'écart maximal de puissance est important. En effet, dans tous les cas, la dynamique de la correction correspond au maximum de pertes applicable c'est-à-dire au taux d'extinction du modulateur.
- le signal de commande (tension, V) du modulateur doit être adapté pour prendre en compte les non-linéarités de sa fonction de transmission ($T(V)$) et pouvoir compenser exactement les fluctuations de puissance. Par souci de simplicité, cette fonctionnalité n'est pas implémentée dans le circuit commande utilisé expérimentalement. Il en résulte que les plateaux de puissance ne sont pas rigoureusement de puissance constante (cf. figure 37).
- l'utilisation de cette technique est aussi limitée par le fait que l'écrêtage des impulsions produit des plateaux de durée distincte aux différentes longueurs d'onde rendant inefficace le multiplexage temporel de plusieurs de ces sources.

Toutefois, les impulsions étant relativement longues, on peut envisager d'utiliser chaque palier pour transmettre plus d'un bit d'information. Techniquement, il s'agit d'imposer une modulation intra-impulsion. Cette nouvelle fonctionnalité peut être implantée facilement en additionnant un signal de modulation au signal électrique d'égalisation puissance.

3.2 Comportement à haute fréquence

Notre étude, jusqu'ici, présente la génération de trains multi-longueurs d'onde d'impulsions basée sur la réponse dynamique de l'amplificateur à fibre dopée erbium. Les contrôles des longueurs d'onde d'émission et l'égalisation de la puissance entre les différents canaux démontrés sont autant de pas vers la réalisation d'une source adéquate pour les réseaux WDM. Cependant, les défauts majeurs du principe d'émission sollicité que sont les faibles cadences de répétition (limitées à quelques kilohertz) et les longues durées des impulsions (de l'ordre de la microseconde) demeurent.

Dans cette nouvelle partie, on cherche à exploiter les phénomènes de type synchronisation de modes pour dépasser ces limitations. L'idée consiste à moduler la transmission du filtre à la fréquence de la cavité afin de synchroniser différents modes de la cavité et éventuellement obtenir une génération multi-longueurs d'onde.

Or, à ce point, hormis en se référant aux travaux de J.M. Telle, C.L. Tsang et al [13][14] qui ont démontré la viabilité de cette technique pour la synchronisation de modes d'un laser à colorant, nous ignorons si nous sommes à même de parvenir à générer d'impulsions en imposant une modulation à haute fréquence de la transmission du filtre intra-cavité de notre laser. Cette partie vise donc à démontrer la faisabilité d'un tel fonctionnement dans notre cas et à déterminer un certaines caractéristiques de ce type d'émission.

Pour mettre toutes les chances de notre côté, nous reprenons la configuration laser présentant la plage d'accordabilité la plus large, soit l'architecture du laser accordable décrite au chapitre III. La différence majeure par rapport aux cas précédent réside dans le circuit de commande du filtre. Premièrement, pour la génération de signaux de fréquence de plusieurs mégahertz, nous utilisons un synthétiseur de fréquence HP E4422B. La commande du filtre électro-optique est donc dorénavant sinusoïdale. Les capacités du circuit électronique assurant le fonctionnement en configuration de Lyot du filtre étant dépassées, nous élaborons un nouveau montage dont la description détaillée figure en Appendice D.2.1. Le test de ce nouveau système de commande révèle un fonctionnement approprié (relation $V_1 = V_2/2 + V_{off}$ vérifiée sans déphasage) jusqu'à 37MHz. La bande passante des électrodes du filtre étant supérieure à 143 MHz (cf. III.1.2.), ce montage paraît être l'élément limitant de notre étude à haute fréquence.

Ce système de commande opérationnel et le réglage du laser réalisé comme au paragraphe IV.3.1.2.1., nous sommes prêts à étudier les effets de synchronisation de modes provoqués par

balayage en longueur d'onde. Nous évaluons tout d'abord la séparation entre les différents modes de la cavité à 4,8243 MHz en observant à l'analyseur de spectre électrique le signal reçu lorsque le laser fonctionne en régime continu (cf. paragraphe III.3.2.2.). Nous appliquons ensuite un signal de modulation aux électrodes du filtre électro-optique de moyenne $V_{1,dc}=4V$, d'excursion $\Delta V_1=6,625 V$ et de fréquence $f=9,6486 MHz$ afin de réaliser une synchronisation de modes à la seconde harmonique. Le laser émet alors un train d'impulsions à la fréquence de 9,6486 MHz (cf. figure intérieure de la figure 38) et dont les impulsions durent 2,9 ns et ont la forme représentée en figure 38.

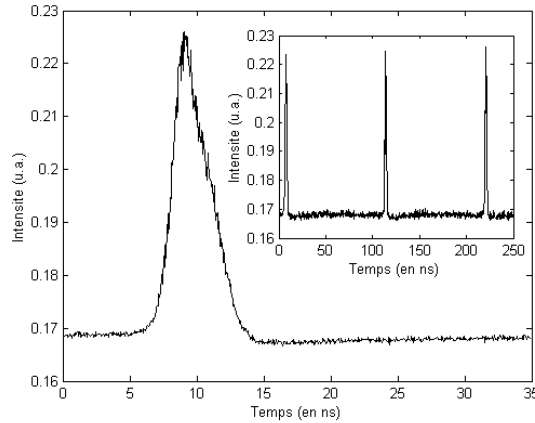


Figure 38 : Allures des impulsions et du train générés par synchronisation de modes provoquée par un balayage du filtre en longueur d'onde ($V_{1,dc}=4 V \gg 0,8 V_{p,z,1}$, $\Delta V_1=6,625 V \gg 1,3 V_{p,z,1}$, $f=9,6486 MHz$, $P_p=120mW$).

Cette démonstration de faisabilité réalisée, nous vérifions que ce type de fonctionnement peut être obtenu pour d'autres paramètres de commande. En particulier, nous appliquons différentes tensions moyennes tout en maintenant l'excursion en tension à $\Delta V_1=6,625 V$. Nous observons que, de façon générale, la longueur d'onde d'émission est fixée par la tension moyenne suivant la loi d'accordabilité trouvée en régime continu (cf. figure 39(a)). Cependant, un léger décalage par rapport à cette relation existe autour de 1537nm. L'enregistrement de la durée des impulsions produites en fonction de leur longueur d'onde d'émission est présentée en figure 39(b). On constate que la durée des impulsions semble dépendre inversement du gain net intra-cavité dans la mesure où les impulsions les plus longues correspondent aux longueurs d'onde où la puissance est la plus faible en régime continu (cf. figure 14 du chapitre III.).

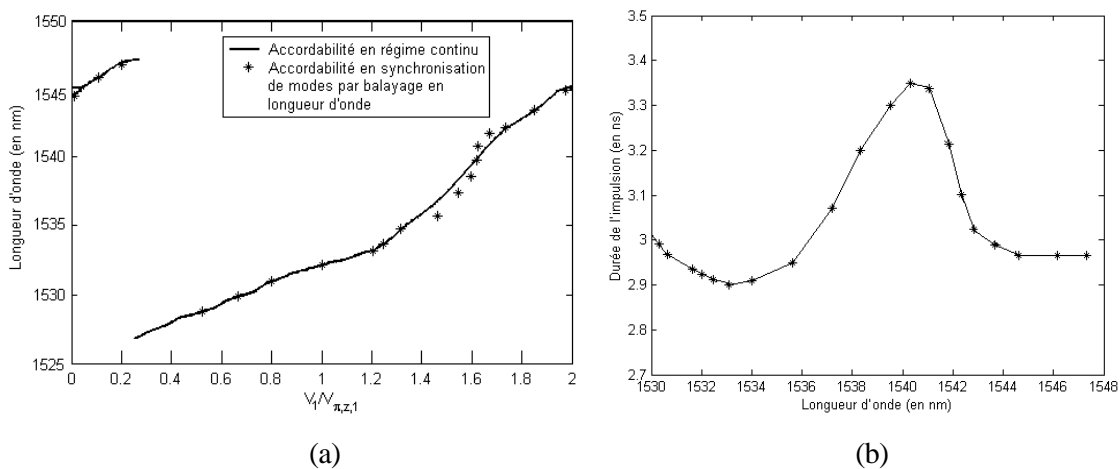


Figure 39 : Effet de la tension moyenne sur l'émission par synchronisation de modes provoquée par un balayage du filtre en longueur d'onde ($\Delta V_1=6,625 V \gg 1,3 V_{p,z,1}$, $f=9,6486 MHz$, $P_p=120mW$).
 (a) Courbe d'accordabilité ; (b) Dépendance à la longueur d'onde des impulsions.

Le second paramètre étudié est l'effet de l'excursion en tension. Deux comportements sont alors possibles. Si le gain est relativement uniforme (λ autour de 1532nm ou de 1543nm), si ΔV_1 est inférieure à 3,7V, aucune impulsion n'est générée car la variation des pertes introduites n'est pas suffisante pour coupler les différents modes du laser. Au delà, l'augmentation de l'excursion de la tension de commande fait changer la durée des impulsions (cf. figure 40(a)) et élargit le spectre d'émission (voir figure 40(b)). L'évolution du spectre apparaît assez intuitive du fait de la technique de génération mise en œuvre. Par contre, les variations de durée sont moins faciles à comprendre. Néanmoins, une clé pour appréhender le comportement observé consiste à remarquer que les trois points indiqués par des flèches sur la figure 40(a) sont les valeurs des extensions en tension pour lesquelles les bornes du balayage correspondent à une condition d'interférences destructives du filtre (points de forte atténuation). La forme de la transmission du filtre intervient donc de façon significative dans la durée des impulsions. Elle n'est toutefois pas le seul paramètre à entrer en compte car on ne peut expliquer les durées pour $\Delta V_1 > 15,2V$ avec ce paramètre unique.

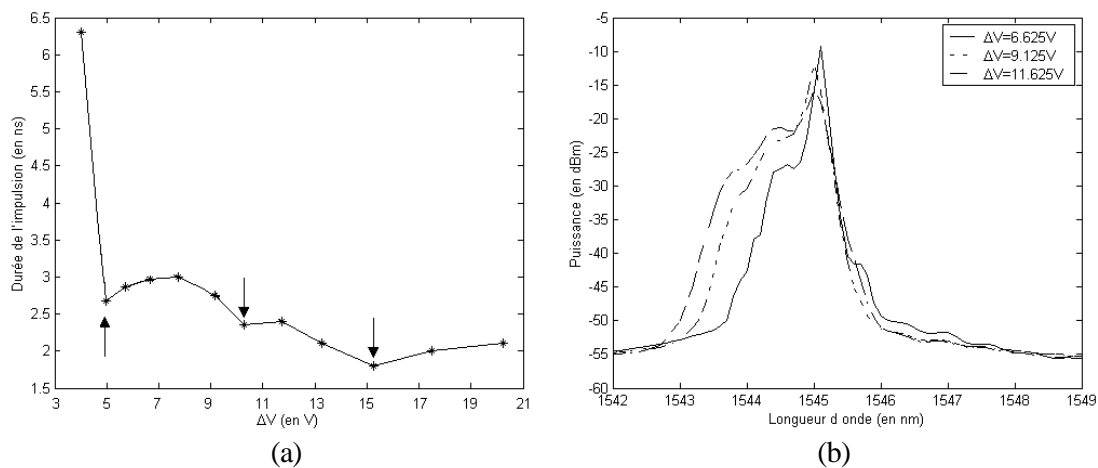


Figure 40 : Effet de l'excursion en tension sur l'émission par synchronisation de modes provoquée par un balayage du filtre en longueur d'onde pour une zone de gain relativement uniforme ($V_{l,dc} = 9,4 V \gg 1,85 V_{p,z,l}$, $f = 9,6486 MHz$, $P_p = 120mW$) :
(a) Durée des impulsions ; (b) Spectres d'émission.

Lorsque le gain n'est pas uniforme (autour de 1538 nm), le comportement n'est pas similaire à celui qu'on vient d'expliquer. En fait, au fur et à mesure que l'excursion en tension varie, la longueur d'onde centrale de l'émission change et la durée des impulsions se raccourcit, comme le montre la figure 41. L'émission se décale en fait vers la longueur d'onde accessible où le gain est le plus important. Ce phénomène explique aussi le changement observé dans la courbe d'accordabilité de la figure 39(a).

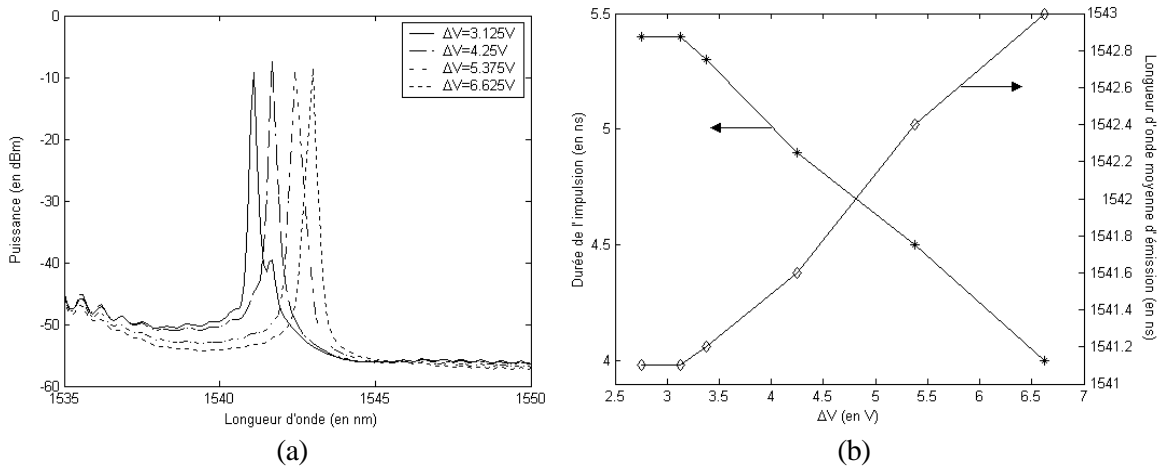


Figure 41 : Effet de l'excursion en tension sur l'émission par synchronisation de modes provoquée par un balayage du filtre en longueur d'onde pour une zone de gain non-uniforme ($V_{1,dc} = 8,3 V \gg 1,61 V_{p,z,1}$, $f = 9,6486 MHz$, $P_p = 120mW$) :
 (a) Spectres d'émission ; (b) Durée des impulsions.

Nous terminons cette étude par l'influence de la fréquence de modulation sur la durée des impulsions lorsque le gain est relativement uniforme. Les résultats présentés en figure 42, nous montre que la durée des impulsions varie de façon inversement proportionnelle à la fréquence de modulation et non plus en $1/\sqrt{f}$ comme dans le cas de la synchronisation de modes par modulation en intensité. Ce changement de profil de la dépendance à la fréquence nous indique que les phénomènes mis en cause dans la synchronisation de modes par modulation de la transmission ne sont pas entièrement dictés par la modulation d'intensité engendrée.

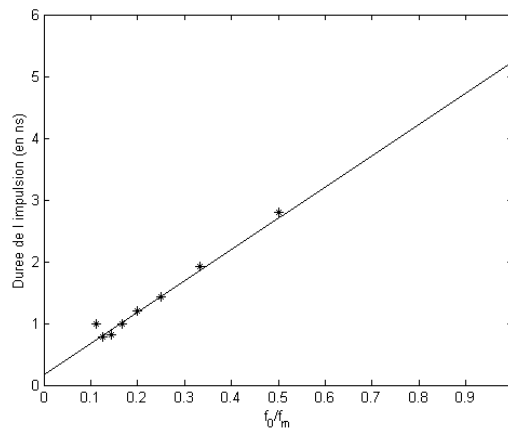


Figure 42 : Influence de la fréquence de modulation sur la durée des impulsions en synchronisation de modes par balayage de la transmission d'un filtre ($V_{1,dc} = 9,4 V \gg 1,85 V_{p,z,1}$, $\Delta V_1 = 6,625 V \gg 1,3 V_{p,z,1}$, $P_p = 120mW$).

La faisabilité de synchronisation de modes par balayage spectral de la transmission du filtre intracavité vérifiée, nous pouvons chercher à réaliser une émission multi-longueurs d'onde en incorporant un filtre de Fabry-Pérot dans la cavité, c'est-à-dire reprendre la cavité de la figure 26. Cette série d'expériences n'apportent malheureusement pas le résultat escompté dans la mesure où le filtre est trop peu sélectif. En effet, comme l'illustre la figure 43, lorsque la transmission du filtre accordable électro-optiquement varie entre les deux positions extrêmes de la gamme d'accordabilité du laser, la longueur d'onde au centre de la gamme d'accordabilité ne subit qu'une fluctuation de 2,4dB. Cette variation des pertes est insuffisante pour coupler les différents modes de la cavité les uns aux autres et générer des impulsions par synchronisation de modes.

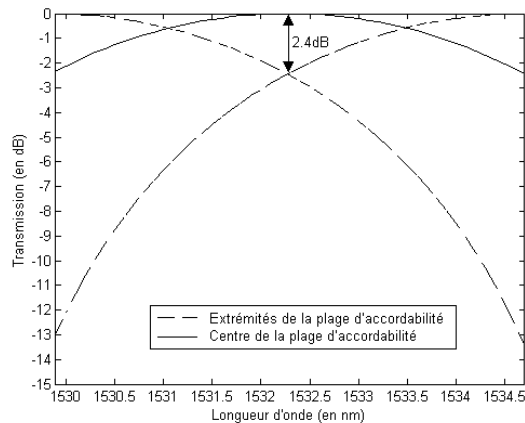


Figure 43 : Explication de l'absence de synchronisation de modes.

En bref, nous sommes capables de produire des impulsions par une nouvelle méthode de synchronisation de modes. Cette émission, bien que de principe fondamental analogue à celui d'une synchronisation de modes par modulation d'intensité ou de phase, présente des caractéristiques qui lui sont propres (comme la dépendance de la durée des impulsions avec la fréquence, la variation de la longueur d'onde avec l'excursion en tensions, etc...) et méritent un approfondissement. La génération multi-longueurs d'onde, non démontrée ici, reste possible mais requière un filtre de meilleure sélectivité et/ou une plage d'accordabilité supérieure à celle obtenue ici.

4 Conclusion

On vient d'exposer comment se réagissent différents lasers à fibre dopée erbium incluant un filtre faiblement sélectif lorsqu'on fait glisser, dans le temps, la réponse spectrale de ce dernier. Les comportements observés sont classifiés en fonction de la fréquence à laquelle la transmission du filtre est modifiée.

Aux très faibles fréquences ($f < 500$ Hz), la commande du filtre par des allures triangulaires induit le décalage du filtre sans influencer le milieu à gain. On parvient donc à faire un balayage en longueur d'onde de tout ou partie de la plage d'accordabilité de manière dynamique. Cette source apparaît donc parfaitement adaptée à la caractérisation rapide de composants passifs pour les réseaux WDM. Les vitesses de balayage sont au moins aussi rapides que celles déployées par les sources accordables à base de laser à semiconducteur actuellement utilisées. Elles peuvent être encore améliorées par l'insertion d'un absorbant saturable afin d'empêcher la réaction du milieu à gain. Malheureusement, le principe du balayage repose sur des sauts de mode et la gamme de longueur d'onde couverte est trop courte pour envisager son application directe.

Pour des fréquences de 1 à quelques dizaines de kilohertz, la modulation du filtre force le milieu à gain à répondre dynamiquement provoquant la génération de trains d'impulsions, chacune de durée de l'ordre de la microseconde. Expérimentalement, on constate que la formation des impulsions résulte principalement de l'oscillation entretenue du milieu à gain. Sur les gammes de longueurs d'onde balayées, le gain net, en fonctionnement continu, est relativement uniforme (moins de 6 dB de variation) et donc les impulsions sont émises régulièrement. L'obtention de trains dont chaque impulsion est de longueur d'onde distincte des autres impose une condition sur la vitesse de déplacement du filtre (i.e. sur la fréquence du signal de commande appliqué). Les quatre architectures lasers envisagées présentent un tel fonctionnement. Le tableau ci-dessous résume alors les motivations ayant mené à l'étude de chaque structure ainsi que les performances atteintes pour chaque configuration.

	Lasers accordables continûment		Lasers commutés en longueur d'onde	
	Commande "en escalier"	Commande triangulaire	Filtre Fabry-Pérot	Filtre biréfringent
Motivation	Poursuite de l'étude de la commutation en longueur d'onde	Extension à d'autres formes de commande de la commutation en longueur d'onde	Contrôle des longueurs d'onde émises	Contrôle des longueurs d'onde émises
Nombre maximal d'impulsions de longueurs d'onde distincte par train	8	Non applicable (émission continue en longueur d'onde)	4 (7 possibles)	11
Limitations	Génération de tensions de commande "en escalier"	Pas d'impulsions générées aux très faibles fréquences (<0,5 ou 1 kHz)	Accordabilité du laser réalisé	Pas d'impulsions générées aux très faibles fréquences (<0,5 ou 1 kHz)

Les phénomènes observés devraient être parfaitement à reproductibles avec des lasers incorporant d'autres types de milieux à gain tels que les amplificateurs Raman à fibre ou à semiconducteur. La gamme de fréquence produisant la génération de trains multi-longueurs d'onde d'impulsions se situe alors à d'autres fréquences (centaine de kilohertz pour les amplificateurs Raman, dizaines gigahertz pour les amplificateurs à semiconducteur) en relation avec la durée de leur état laser métastable.

On remarque cependant que, quelle que soit l'architecture considérée dans notre étude, les impulsions créées sont, en général, de faible puissance car de type oscillatoire plutôt que de commutation (Q-switch). Ceci résulte de la faible sélectivité de notre filtre qui, au cours du balayage, ne provoque pas de changements radicaux de la distribution de l'inversion de population lorsqu'il glisse. L'utilisation d'un filtre plus sélectif fournirait le moyen d'augmenter la puissance de chacune des impulsions comme démontré par l'emploi d'un filtre accordable Fabry-Pérot dans un laser commuté en longueur d'onde [15].

Par ailleurs, les impulsions n'étant pas de puissance identique tout au long du train, une méthode d'égalisation basée sur l'application de pertes supplémentaires (par l'intermédiaire d'un modulateur d'intensité) pour contrer les hautes puissances est présentée et validée expérimentalement.

Les applications possibles d'une telle source multi-longueurs d'onde sont :

- source de test de composants pour les réseau WDM,
- moyen de contrôle de la direction d'émission d'un réseau d'antennes [16],
- élément d'un système de spectroscopie.

Dans tous les cas, les trains comportant des impulsions de puissance faible et/ou inégale, des améliorations sont nécessaires avant de parvenir à une utilisation pratique. Pour parvenir à un tel résultat, la solution proposée en référence [15] qui consiste à réaliser un laser de gain uniforme incluant un filtre accordable plus sélectif semble être appropriée. En effet, l'aplanissement du gain de l'amplificateur permet d'obtenir de large bande d'accordabilité et le filtre plus sélectif la création d'impulsions de commutation. Comme déjà mentionné en III.5.2., la fabrication d'un filtre de Lyot à cinq étages en niobate de lithium constitue une alternative envisageable au filtre de Fabry-Pérot utilisé en référence [15] (il vérifie les mêmes spécifications) et offre, en plus, une plus grande bande passante d'opération.

Enfin, aux hautes fréquences, lorsque la fréquence de modulation de la transmission du filtre correspond à la fréquence de la cavité, on observe un nouveau type de synchronisation de modes

du laser. La démonstration expérimentale nous permet de générer que des impulsions de durée de l'ordre de la nanoseconde, limitée par le circuit de commande (et les électrodes du filtre) employé. On constate que les caractéristiques des impulsions diffèrent de celles obtenues par synchronisation de modes engendrée par une modulation d'intensité. En particulier, la longueur d'onde moyenne d'émission semble dépendre de la distribution spectrale du gain, l'élargissement spectral est plus important, et la durée des impulsions varie de manière inversement proportionnelle à la fréquence de modulation employée. Malheureusement, cette méthode ne permet pas encore de générer des trains multi-longueurs d'onde à plusieurs canaux. Dans le cas du laser commuté en longueur d'onde (filtre fixe de type Fabry-Pérot), la limitation pratique vient d'une modulation des pertes insuffisante dans la cavité due à la combinaison de la faible sélectivité du filtre avec une plage réduite d'accordabilité. De la même manière, dans le cas du laser continûment accordable, aucune émission multi-longueurs d'onde n'est observée contrairement aux travaux de Telle et al [14]. L'unidirectionnalité de la propagation dans le laser et la position du filtre sont peut être responsables de cet échec.

Ce type de synchronisation de modes étant peu étudié, tant les démonstrations expérimentales que la théorie sont à réaliser, rendant original tout succès. Les résultats mentionnés ci-dessus ne forment donc que le préambule d'une recherche plus approfondie dont les bénéfices potentiels sont importants de part leur originalité voire leur matérialisation en une technique de rupture. L'utilisation d'un filtre plus sélectif intra-cavité favorise ce type de génération (modulation plus forte et immédiate des pertes) et peut aussi faire partie d'une nouvelle série d'expériences sur ce genre de synchronisation de modes.

5 Bibliographie

- [1] : W.S. Gornall, "Extreme photonics," *Photonics Spectra*, N2, pp94–98, 2000.
- [2] : *Avantes product CDROM : Fiberoptic spectroscopy operating manual*, mai 2001.
- [3] : , "Anritsu manual," pp94–98, 2000.
- [4] : J. Hauden, "Transmissions bidirectionnelles sur fibre optique, indépendantes de la polarisation : Etude et réalisation de multiplexeur/démultiplexeurs de cohérence sur LiNbO_3 ," thèse de doctorat de l'université de Franche-Comté, 1995.
- [5] : J.B. Cuenot, "," thèse de doctorat de l'université de Franche-Comté, 2002.
- [6] : A. Bellemare, J.-F. Lemieux, M. Têtu, S. LaRoche, "Erbium-doped fiber ring lasers step-tunable to exact multiples of 100GHz (ITU-grid) using periodic filters," *European Conference on Optical Communications ECOC'98*, Madrid, pp153–154, 1998.
- [7] : T. Miyazaki, N. Edagawa, S. Yamamoto et S. Akiba, "A multiwavelength fiber ring-laser employing a pair of silica based arrayed-waveguide-gratings," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 9, N7, pp910–912, 1997.
- [8] : N. Park, J.W. Dawson et K.J. Vahala, "Multiple wavelength operation of an erbium doped fiber laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 4, N6, pp540–541, 1992.
- [9] : J.J. Veselka et S.K. Korotky, "A multiwavelength source having precise channel spacing for WDM systems," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 10, N7, pp958–960, 1997.
- [10] : N.S. Kim, "Multiwavelength operation of EDFA-enhanced Brillouin/erbium fibre lasers," *IEE Electronics Letters*, Vol. 34, N7, pp673–675, 1998.
- [11] : H.L. An, X.Z. Lin, E.Y.B. Pun, H. Liu, "Multi-wavelength operation of an erbium-doped fiber ring laser using a dual-pass Mach-Zehnder comb filter," *Optics Communications*, Vol. 169, pp159–165, 1999.
- [12] : S. Calvez, X. Rejeaunier, P. Mollier, J.-P. Goedgebuer, "Generation of multiwavelength pulses from an erbium doped fibre laser," Conference on Lasers and Electro-Optics, Poster CThE52, CLEO Europe 2000, Nice (France), 2000.
ou S. Calvez, P. Mollier, X. Rejeaunier et J.-P. Goedgebuer, "Génération d'impulsions multicolores par un laser à fibre dopée erbium", JNOG 1999, Limoges.
- [13] : C.L. Tang, J.M. Telle et C. Ghizoni, "Transient effects in wavelength-modulated dye lasers," *Applied Physics Letters*, Vol. 26, N9, pp534–537, 1975.
- [14] : J.M. Telle, C.L. Tang, "Very rapid tuning of cw dye laser," *Applied Physics Letters*, Vol. 26, N10, pp572–574, 1975.
- [15] : J.M. Sousa et O.G. Okhotnikov, "Multiple wavelength Q-switched fiber laser", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 11, N9, pp1117–1119, 1999.
- [16] : D.T.K. Tong et M.C. Wu, "Multiwavelength optically controlled phased-array antennas", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 46, N1, pp108–115, 1998.

CONCLUSION

Depuis le début des années 1990, une nouvelle ère de télécommunications par fibres optiques se développe. Elle repose sur l'utilisation des amplificateurs à fibre dopée erbium qui procurent non seulement l'amplification régulière des signaux optiques autour de $1,55\mu\text{m}$ mais offrent aussi la possibilité de mettre en place le multiplexage en longueur d'onde. Malgré le déploiement commercial de cette technique pour densifier l'exploitation de la bande passante de la fibre dans les liaisons point-à-point, de nombreux travaux de recherche sur les lasers restent d'actualité. Tout spécialement, au niveau des émetteurs, il s'agit de remplacer les sources à semiconducteur de longueur d'onde fixe soit par des émetteurs multi-longueurs d'onde pour effectuer des économies d'échelle soit par des lasers accordables en longueur d'onde afin de permettre la reconfiguration des réseaux au niveau optique et non plus électrique.

A ce titre, dans cette thèse, nous avons étudié une source impulsionnelle accordable et un laser émettant des trains multi-longueurs d'onde d'impulsions. L'architecture retenue est une configuration en anneau comportant un amplificateur à fibre dopée erbium et un filtre dont la transmission est contrôlée électriquement.

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés au milieu à gain des lasers étudiés. Les aspects traités tournent majoritairement autour de la modélisation des amplificateurs à fibre dopée erbium. Bien que cette mise en équations, dont les paramètres fondamentaux sont les sections efficaces, soit tout à fait classique, nous y avons incorporé deux aspects nouveaux. Tout d'abord, nous avons développé et validé une méthode originale pour obtenir les sections efficaces. Il s'agit de minimiser l'erreur entre des courbes expérimentales et numériques par variation des paramètres de modélisation (sections efficaces). La seconde spécificité de notre modèle se situe au niveau de l'implantation informatique. Après avoir effectué une série d'approximations, nous avons acquis une meilleure compréhension des phénomènes d'amplification ainsi qu'un algorithme simple de simulation de ces amplificateurs. Le résultat final de cette modélisation est une adéquation remarquable entre les comportements expérimentaux et numériques de l'amplificateur utilisé dans cette étude, et ce, dans divers régimes de fonctionnement (continu, dynamique, et dans une cavité laser). La disponibilité d'un seul amplificateur n'a cependant pas permis de généraliser la procédure d'obtention des sections efficaces.

Une fois le milieu à gain bien maîtrisé, notre attention s'est portée sur le filtre accordable. La conception de ce composant s'appuie sur le principe du filtre de Lyot où l'on cascade plusieurs filtres pour obtenir un filtre de grande plage d'accordabilité et de grande sélectivité en longueur d'onde. En pratique, ce composant a été fabriqué en optique intégrée sur niobate de lithium de coupe Z et de propagation Y. La caractérisation de celui-ci, selon le mode TM, a permis de voir qu'il est accordable sans déformation sur $24,4\text{ nm}$ avec une bande passante à -3 dB de $6,1\text{ nm}$ et un taux de suppression des modes latéraux supérieur à 10 dB . Le décalage du spectre de transmission, obtenu par voie électro-optique pour des tensions de commande inférieures à $20,1\text{ V}$, est, en fait, limité en fréquence à la bande passante des électrodes capacitatives utilisées soit 143 MHz .

Lorsque nous insérons ce filtre dans la cavité laser et que nous l'utilisons en mode TM avec des tensions de commande continues, nous parvenons à accorder la longueur d'émission continûment sur $18,8\text{ nm}$ soit 24 canaux de la grille ITU (séparés $0,8\text{ nm}$). Ce faisant, la puissance atteint au maximum $-4,3\text{ dBm}$ et varie de moins de $5,7\text{ dB}$. De plus, la commutation entre deux longueurs d'onde quelconques prend toujours moins de $430\text{ }\mu\text{s}$ et est limitée par la réponse du gain de

l'amplificateur à fibre. Actuellement, en terme d'applications, seule une utilisation dans les systèmes WDM commuté par circuit est envisageable si le niveau de puissance et la pureté spectrale (taux de suppression des modes latéraux) sont améliorés. Néanmoins, pour un premier démonstrateur, ces résultats sont plutôt encourageants. L'intérêt se renforce en soulignant que l'ajout d'un modulateur en niobate de lithium intra-cavité a permis de générer des impulsions par mode déclenché ou par synchronisation de modes. Ce type d'opération a en fait le bon goût de ne constituer qu'une nouvelle fonctionnalité directement incorporable au niveau du filtre.

Pour terminer cette étude, nous nous sommes intéressés au comportement du laser lorsque la transmission du filtre est modulée. Nous avons vu que si nous appliquons des signaux "en escalier" (respectivement triangulaires) de faible fréquence nous pouvons générer des séquences comportant jusqu'à huit (respectivement onze) impulsions de longueur d'onde distincte. Pour vérifier ces assertions, il nous a fallu être capables de traiter des variations rapides et simultanées de la puissance et de la longueur d'onde. Pour cela, les techniques traditionnelles de caractérisation ne sont pas d'un grand secours. Nous avons donc eu recours à des analyses par fenêtrage temporel ou spectral qui se sont avérées parfaitement adaptées à cette situation. Par ailleurs, comme les trains ne présentent généralement pas des impulsions de puissance identique, un schéma d'égalisation a été conçu et mis en œuvre avec succès. Pour finir, nous avons établi que, lorsque la modulation de la transmission est effectuée à haute fréquence, un processus de type synchronisation de modes est sollicitable. Cette constatation ouvre la voie vers une génération multi-longueurs d'onde à haute fréquence d'un nouveau type mais qui reste cependant à démontrer.

Les performances des lasers proposés s'avèrent généralement limitées par les caractéristiques du filtre mis en œuvre. Les améliorations portent donc majoritairement sur ce composant. De façon générale, l'élément le plus restrictif est son manque de sélectivité. Le recours à des structures possédant un nombre de cascade plus élevé ($N_{MZ} > 2$) et/ou incluant des phasars est donc tout à fait indiqué. Si la fabrication d'un nouveau filtre vient à être envisagée, trois autres considérations peuvent être prises en compte. Tout d'abord, on peut éviter que le système dépende de la polarisation en utilisant un substrat de niobate de lithium de coupe X et de propagation Z. Ensuite, l'emploi de longueurs d'électrodes appropriées (rapport des retards statiques) donne la possibilité de simplifier le système de commande en tension. Enfin, l'inclusion d'un matériau semiconducteur entre la couche de silice et les électrodes est souhaitable pour réduire la dérive temporelle du filtre.

Finalement, deux nouveaux axes d'approfondissement de ce travail peuvent être donnés. Le premier, plutôt de type développement, se concentrerait sur le laser accordable et chercherait à le rendre applicable commercialement. Pour cela, il faudrait qu'il vérifie la norme IEEE 802.3 en particulier en matière de puissance de sortie, de taux de suppression des modes latéraux. Toujours dans le même cadre, la démonstration d'une commutation en longueur d'onde de durée inférieure à quelques nanosecondes lui assurerait un meilleur avenir. L'insertion d'un absorbant saturable dans la cavité semble le moyen le plus plausible pour y parvenir. Le second thème de recherche, quant à lui, est plus fondamental et s'appuie sur la démonstration de la synchronisation de modes par modulation de la transmission du filtre intra-cavité. Ce genre de phénomène ayant reçu peu d'attention jusqu'à présent, tant la théorie que l'expérimentation sont à effectuer. La contribution de cette thèse n'est qu'un premier pas, certes chargé de potentiel, mais encore trop exploratoire pour pouvoir en mesurer toute la portée.

APPENDICE A

LES RESEAUX DE TELECOMMUNICATIONS

Cet appendice vise à introduire les différents concepts liés à l'organisation des réseaux de télécommunication et, en particulier, à l'utilisation du multiplexage en longueur d'onde.

Après un rappel succinct sur les techniques de multiplexage, nous présentons une vue générale des réseaux de télécommunications. Par la suite, nous introduisons les différentes architectures utilisées ou envisagées en matière de réseaux WDM. Parallèlement, nous indiquons l'incidence du choix de tel ou tel type de réseau sur les caractéristiques des sources optiques à mettre en œuvre. Ces données nous permettent de mieux évaluer les applications potentielles des lasers développés dans cette étude.

1 Techniques de multiplexage

Jusqu'ici nous ne sommes préoccupés que de la transmission entre un émetteur et un récepteur. Pour mieux coller à la réalité, il nous faut maintenant considérer une pluralité de ces émetteurs et récepteurs et voir comment nous pouvons organiser le transfert des informations entre eux.

La technique prédominant cet acheminement des données est le multiplexage car il intervient dès qu'on souhaite transmettre plusieurs flux d'information indépendants (canaux) en utilisant le même support (une fibre). Deux techniques de multiplexage sont utilisées dans les systèmes de communications optiques : le multiplexage temporel (TDM pour *Time Division Multiplexing*) et le multiplexage en longueur d'onde (WDM pour *Wavelength Division Multiplexing*).

1.1 Le multiplexage temporel

A partir de N canaux de débit D , le multiplexage temporel constitue une chaîne de bits de débit NxD en prenant successivement les premiers bits de chacun des canaux, puis les seconds, etc...

En pratique, le signal résultat, aussi appelé agrégat, est la combinaison des différents canaux codés individuellement et décalés temporellement au moyen de lignes à retard optiques. On souligne que l'utilisation du format RZ est recommandée afin d'éviter les recouvrements lors du multiplexage.

Cette technique est limitée par la difficulté de générer des impulsions de plus en plus courtes, de les transmettre correctement (effets de la dispersion) et de récupérer le signal d'horloge au démultiplexeur.

1.2 Le multiplexage en longueur d'onde

Le multiplexage en longueur d'onde vise à transmettre les N canaux en utilisant N porteuses optiques de longueurs d'onde différentes.

L'espace minimal entre deux porteuses est fixé par le taux de diaphonie (*crosstalk*) entre deux canaux voisins. Il tient compte du fait que les spectres générés par la modulation des canaux ne doivent pas se recouvrir et des tolérances au niveau du démultiplexeur (taux de réjection des canaux avoisinants, précision sur la longueur d'onde des porteuses, interactions entre canaux induites par les effets non linéaires dans les fibres, ...).

Les facteurs qui limitent cette technique sont la capacité de générer les porteuses optiques adéquates, la possibilité de véhiculer des informations correctes (taux d'erreur binaire $BER < 10^{-9}$) sur des distances acceptables, le débit requis pour chaque canal et le système de modulation utilisé. Commercialement, le développement de cette technique est lié à la gamme de longueurs d'onde où les amplificateurs optiques à fibre présentent un gain suffisant et spectralement uniforme. Lorsque la technologie permet d'accéder à la totalité du spectre de gain, l'utilisation de nouveaux types de modulation comme la modulation à bande atténuée fournit un nouveau moyen d'augmenter la capacité d'une liaison [1].

2 Généralités sur les réseaux

Maintenant que nous savons comment véhiculer plusieurs canaux via un même support, il nous faut nous intéresser aux différentes organisations possibles de la communication entre plusieurs interlocuteurs c'est-à-dire nous préoccuper de la notion de réseaux.

Traditionnellement, les réseaux de communication sont classés en trois catégories en fonction de leur taille :

- les réseaux mondiaux (WAN pour *World Area Network*). Ils se caractérisent par des transmissions à haute capacité, sur de grandes distances et entre un faible nombre de points d'accès. Ils comprennent notamment les liaisons transocéaniques et privilégient la technologie WDM pour permettre l'acheminement rapide des informations.
- les réseaux locaux (LAN pour *Local Area Network*) qui couvrent une zone géographique beaucoup plus réduite comme un campus, une entreprise, et présentent de nombreux points d'accès. Ici, c'est le multiplexage temporel qui domine.
- les réseaux métropolitains (MAN pour *Metropolitan Area Network*) qui font la jonction entre les deux types de réseaux précédents. Les deux formes de multiplexage y sont utilisées mais le WDM prend de plus en plus d'importance au vu de l'accroissement de la demande et des nouvelles architectures proposées.

Notre étude s'inscrivant dans le cadre de la technologie WDM, nous en terminons avec les LAN en parlant de la hiérarchie numérique synchrone (SDH pour *Synchronous Digital Hierarchy*). Il s'agit d'une normalisation internationale qui permet de relier les différents réseaux locaux entre eux. Il faut savoir qu'en l'absence de standard, les Etats-Unis et le Japon ont choisi de constituer leur premier niveau de multiplexage temporel en combinant 24 signaux vocaux (soit un débit de 1,544 Mb/s) tandis que le reste du monde en combinait 30 pour un débit composite de 2,048 Mb/s. La couche SDH a donc été établie afin de pouvoir connecter ces deux types de réseaux locaux. Elle définit les débits utilisables pour les signaux agrégats formés par TDM, leur mise en forme au travers de trames standardisées, l'établissement des connexions tant au niveau temporel que spatial, la commutation rapide de protection en cas de panne des équipements ou de coupures des câbles optiques et, enfin, une gestion efficace des équipements du réseau. Un transfert entre deux réseaux est alors représenté par une liaison entre deux nœuds de la couche SDH et est physiquement réalisé grâce à des équipements électriques : les multiplexeurs à insertion/extraction plus connus sous le nom de ADM (pour *Add/Drop Multiplexer*) et des répartiteurs/brasseurs ou DXC (pour *Digital Cross Connects*). Cette opération de connexion est alors effectuée à un débit maximal des informations de 155 Mb/s (dit STM-1) car elle fait appel à l'électronique tant pour le traitement que pour l'aiguillage des données.

En ce qui concerne les réseaux de niveau supérieur, l'incorporation du multiplexage en longueur d'onde apparaît inévitable. Néanmoins, plusieurs architectures, plus ou moins sophistiquées, sont envisageables :

- les réseaux fixes. Dans ces réseaux, les émetteurs sont reliés à un certain nombre de récepteurs mais aucune modification des interconnexions établies n'est possible.
- les réseaux adressés en longueur d'onde. Ils cherchent à introduire une plus grande flexibilité au niveau des interconnexions en utilisant la longueur d'onde comme système d'adressage des informations.

3 Réseaux WDM fixes

Les réseaux WDM fixes sont les premières configurations qui ont été étudiées. De leur implantation résultent les caractéristiques requises pour toutes les sources optiques utilisées dans les réseaux WDM.

3.1 Liaison point-à-point

La première catégorie d'architectures WDM est la transmission WDM point-à-point. Elle consiste simplement à accroître la capacité de transmission d'une fibre en augmentant le nombre de porteuses optiques utilisées, comme dans le cas des fibres transocéaniques. Une telle architecture a notamment été installée dès 1996 pour sur le câble TAT-12/13 [2]. Pour bénéficier des atouts du multiplexage en longueur d'onde, il est souhaitable d'implémenter un maximum de canaux dans une bande d'amplification donnée (bande C par exemple). Cependant, la modulation des porteuses ainsi que les opérations de multiplexage/démultiplexage réalisées par les multiplexeurs/démultiplexeurs (ou MUX/DEMUX) imposent un écartement spectral minimal ($\Delta\lambda$) entre les porteuses optiques. De plus, afin de maintenir une bonne qualité de transmission, il est nécessaire d'obtenir un bon rapport signal-à-bruit en fin de transmission. Cette dernière condition se traduit par des contraintes en matière de pureté spectrale, de stabilité dans le temps et de puissance d'émission des sources optiques.

Depuis 1997, la norme ITU-T G692 [3] définit les règles d'utilisation du WDM dans ce type de liaison et, par extension, à tout système de communication WDM. En particulier, les longueurs d'onde des porteuses doivent faire partie du peigne ITU c'est-à-dire présenter un écart spectral intercanal minimal de 100 ou 200 GHz ($\Delta\lambda=0,8$ ou 1,6 nm) et être référencées par rapport à la raie d'absorption de l'acétylène ($\lambda=1553,524$ nm). Quant à la pureté spectrale des sources, elle est représentée par le taux de suppression des modes latéraux (SMSR pour *Side Mode Suppression Ratio*), rapport en décibels de la puissance de la porteuse souhaitée à celle du pic de bruit le plus important, et doit excéder 30 dB. De plus, pour permettre un démultiplexage de qualité, la variation de la fréquence d'émission de chaque émetteur doit rester inférieure à 10% de l'espace intercanal minimal $\Delta\lambda$. Enfin, le standard IEEE 802.3 [4] fixe la puissance minimale par canal à 1 mW. Pour finir, une faible variation de puissance d'un canal à l'autre est un paramètre attractif dans la mesure où cela simplifie la gestion de la puissance dans le réseau.

La satisfaction de l'ensemble de ces critères laisse cependant une grande liberté quant aux technologies et structures utilisables. Cependant, pour les transferts point-à-point, il est assez aisé de se rendre compte que la source optique idéale doit pouvoir émettre plusieurs longueurs d'onde et moduler chacune des porteuses indépendamment les unes des autres. Par ailleurs, la réalisation d'impulsions brèves est un plus car elle favorise l'obtention de plus hauts débits grâce à un multiplexage temporel de plus haut niveau. C'est pourquoi la réalisation de sources impulsives multi-longueurs d'onde a fait l'objet de nombreuses recherches (cf. paragraphe I.3.3.).

3.2 Réseaux optiques passifs

Contrairement au cas précédent, la seconde génération de réseaux optiques prend en compte la mise en place de connexions entre plusieurs nœuds du réseau. Elle est fondée sur l'existence des coupleurs, composants optiques capables de combiner ou d'extraire plusieurs faisceaux de lumière d'une fibre. Ce type d'installation étant fixe, on parle de réseaux optiques passifs ou PON (pour *Passive Optical Network*).

L'interconnexion, quant à elle, s'inspire du système *broadcast and select* déjà utilisé pour diffusion de la radio ou de la télévision : chaque nœud émet ses informations vers tous les autres nœuds à une longueur d'onde spécifique et reçoit les informations qu'il désire grâce à un filtrage fréquentiel adéquat. Ce type d'architectures peut être décliné selon les topologies "étoile" ou "bus" suivant la façon dont les coupleurs sont implantés. L'étude de l'influence des pertes introduites par les coupleurs et la gestion de la puissance optique émise dans tout le réseau montrent que la structure en étoile est la plus adaptée aux télécommunications optiques.

Plusieurs démonstrations de ce type de réseaux ont été rapportées. En 1990, le premier projet de ce type, *Lambdanet* [5], permettait d'obtenir une transmission sur 57 km entre 18 nœuds dont les émetteurs étaient modulés à 1,5 Gbit/s et les porteuses séparées de 2 nm. La réception comprenait un réseau et une barrette de 18 détecteurs pour chaque nœud. En 1993, les studios de télévision de la BBC [6] validaient l'approche précédente pour la distribution d'informations entre 16 centres locaux de routage avec un débit par canal de 2,5 Gbit/s (STM-16). Toujours en 1993, NTT présentait une simplification du système de réception [7] en incorporant, en amont d'un seul détecteur, un filtre interférentiel de type Mach-Zehnder accordable en longueur d'onde par variation de la température. A l'émission, cette configuration utilisait 100 longueurs d'onde séparées de 10 GHz et un débit de données par canal de 622 Mb/s. De 1990 à 1996, IBM a conçu, au cours des projets RAINBOW I [8] et II [9], un protocole, simple, capable de traiter l'interconnexion d'un système possédant jusqu'à 32 longueurs d'onde à 1 nm l'une de l'autre, avec un débit par canal atteignant jusqu'à 1 Gbit/s. Il est basé sur l'émission de messages de demande de connexion à la même longueur d'onde que le transfert d'informations et sur le balayage en longueur d'onde des filtres accordables des récepteurs tant qu'aucune communication n'est établie. Il présente l'avantage de ne requérir ni la connaissance des longueurs d'onde d'émission des autres nœuds, ni d'accorder le récepteur à une longueur d'onde spécifique. Cependant, il nécessite des capacités et durées de traitement extrêmement importantes.

Le déploiement à grande échelle de ces architectures n'a pas vu le jour car ce fonctionnement n'est pas adapté à des systèmes comportant plus de 32 nœuds. En effet, les puissances à fournir par les sources optiques pour la diffusion des informations vers tous les autres nœuds deviennent alors trop importantes. De plus, vu qu'il existe une relation linéaire entre le nombre de nœuds et nombre de longueurs d'onde, tout nouvel accès au réseau exige une modification de tous les systèmes de réception ou un changement complet de la distribution des informations.

4 Réseaux WDM adressés en longueur d'onde

L'intérêt des réseaux WDM fixes est de pouvoir exploiter de manière plus efficace la bande passante offerte par l'introduction des amplificateurs optiques dans le réseau. Néanmoins, le déploiement à grande échelle est limité (faible nombre de nœuds) et ne peut bénéficier de réorganisation.

La méthode présentée dans ce paragraphe, appelée routage en longueur d'onde, vise à combler ces deux lacunes. La flexibilité d'interconnexion obtenue dépend des technologies de routeurs et de sources optiques mises en place.

4.1 Généralités

Afin de s'affranchir des inconvénients majeurs des réseaux optiques passifs, tout en préservant la fonction d'interconnexion, il convient d'établir des liaisons spécifiques d'un nœud vers un autre. Le type de liens mis en place permet de distinguer les réseaux *singlehop*, où chaque nœud n'est connecté qu'à ses voisins directs, des systèmes *multihop* où les informations peuvent circuler via un ou plusieurs nœuds intermédiaires.

Dans les deux cas, la technique dite de routage en longueur d'onde est applicable. Elle consiste à envisager que la longueur d'onde, utilisée comme vecteur des informations, définisse aussi le chemin emprunté entre l'émetteur et le récepteur. Ainsi, si plusieurs signaux sont émis d'un même nœud, ils peuvent, chacun, rejoindre une destination différente. A un instant donné, le nombre de destinations est alors égal au nombre de longueurs d'onde émises en chaque nœud.

La mise en place du routage en longueur d'onde requiert l'installation, en plus des sources optiques de longueur d'onde précise, de composants sélectifs en longueur d'onde aux différents nœuds du réseau fibré :

- les multiplexeurs optiques à insertion/extraction (OADM pour *optical add-drop multiplexer*) qui prélèvent un signal à une longueur d'onde fixée et permettent l'insertion d'un nouveau message en employant la même longueur d'onde,
- les routeurs (OXC pour *optical cross connect*) ou répartiteurs/brasseurs, ils effectuent la commutation d'un signal de longueur d'onde donnée arrivant par une certaine fibre, vers une fibre de sortie. Leur architecture comprend des MUX/DEMUX positionnés dos-à-dos (voir figure 23).

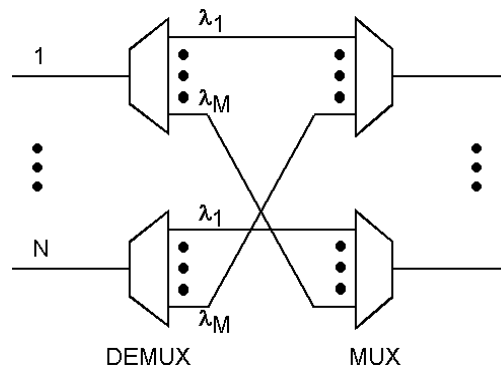


Figure 23 : Architecture simple d'un routeur optique.

A contrario des réseaux fixes, quel que soit le type de réseau utilisé (*multihop* ou *singlehop*), on peut réutiliser une longueur d'onde en plusieurs parties distinctes du réseau. Le système est donc toujours adaptable à grande échelle.

Par ailleurs, pour utiliser au mieux le potentiel d'un réseau, il est important de pouvoir modifier au gré du temps la mise en place des connexions. Cette flexibilité, aussi appelée reconfigurabilité, vise à optimiser l'allocation des longueurs d'onde au niveau de chaque nœud en fonction du trafic qui y passe.

Finalement, il est bon de souligner que les opérations de conversion en longueur d'onde comme celles de reconfiguration peuvent être réalisées soit directement au niveau optique soit par la couche SDH. Le type d'aiguillage mis en œuvre crée des modes de fonctionnement distincts et donc les deux classes de réseaux dont la présentation suit.

4.2 Réseaux statiques

Ces réseaux ont été élaborés dès l'année 1993 pour les télécommunications de niveau mondial (WAN). Les architectures présentent un nombre limité de points d'accès connectés de façon

définitive à une structure en anneau ou à une liaison en ligne (câble transatlantique par exemple). De plus, les trafics considérés sont de haut niveau et donc subissent de faibles variations de flux. En effet, l'agrégation d'un très grand nombre de signaux moyenne les fluctuations introduites par chacun d'entre eux. La reconfiguration du réseau n'apparaît donc pas comme un critère de première importance.

C'est pourquoi, dans un premier temps, les OXC et OADM installés ne possédaient aucune flexibilité au niveau optique. Les opérations d'extraction/insertion et de routage en longueur d'onde s'effectuent alors grâce au câblage physique et à des composants passifs (cf. figure 24.)

La technologie la plus populaire pour fabriquer ces OXC et OADM est basée sur les phasars ou AWG (pour *Arrayed Waveguide Grating*). Ces composants sont en fait des routeurs de M longueurs d'onde circulant sur N fibres. Comme représenté en figure 38(a), ils sont constitués de deux coupleurs en étoile passifs connectés via une série de guides de longueur distincte (incrément fixe d'un guide sur l'autre). Le premier coupleur présente N entrées et M sorties et le second M entrées et N sorties. Le principe du routage du signal de longueur d'onde λ_i arrivant par le port p et sortant par le port q est basé sur le phénomène d'interférence produit par la division du signal au coupleur d'entrée suivie de l'accumulation de différences de phase entre les différentes composantes dans les guides et se terminant par la recombinaison au coupleur de sortie. La séparation angulaire des entrées et sorties fait que les signaux de même longueur d'onde mais provenant de deux entrées distinctes ne se dirigent pas vers la même sortie. Au niveau de la fabrication, elle est généralement effectuée en optique intégrée sur silicium [10] ou sur semiconducteur InP [11] et peut permettre la connexion de 64×64 entrées sorties [10].

Les opérations de multiplexage/démultiplexage sont alors obtenues en utilisant un phasar avec une seule entrée et M sorties (monté de N vers 1 pour le multiplexage et dans l'autre sens pour le démultiplexage). C'est pourquoi, le phasar est aussi appelé multiplexeur/démultiplexeur à réseaux de guides. Obtenir un OADM fixe consiste alors à connecter les sorties d'un DEMUX aux entrées d'un MUX sauf pour les longueurs d'onde qu'on souhaite extraire/insérer comme on peut le voir en figure 24(b).

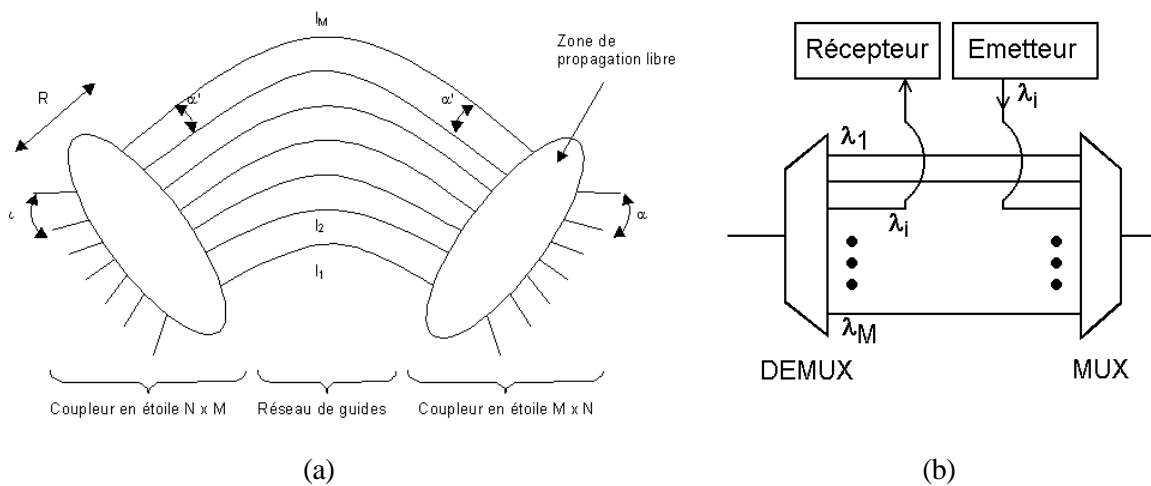


Figure 24 : Routeur fixe : phasar (a) et OADM fixe (b).

Par rapport aux réseaux passifs optiques, les architectures adressées en longueur d'onde statiques lèvent le problème de l'extension à grande échelle. Elles représentaient l'état de l'art commercialement disponible en matière de connexions en 1999 [12]. Néanmoins, elles présentent une connectivité relativement figée car la seule reconfiguration possible doit être faite dans le domaine électrique, ce qui requiert un lourd traitement (démultiplexage des signaux jusqu'à des débits inférieurs à STM-1). L'émetteur le mieux adapté reste la source multi-longueurs d'onde impulsionnelle comme dans le cas des transmissions point-à-point.

4.3 Systèmes de commutation optique

Les paragraphes qui suivent expliquent le fonctionnement des réseaux commutés optiquement. De plus, nous fournissons une description des composants incorporés dans ce type de réseaux. En particulier, nous nous intéressons à d'autres types de sources optiques et soulignerons les paramètres cruciaux à prendre en considération.

4.3.1 Introduction

Si l'on souhaite étendre l'utilisation de la technologie WDM aux réseaux d'échelle inférieure (MAN voire LAN), il faut prendre en compte le fait que les variations de trafic y sont plus importantes et de fréquence aléatoire. Afin d'optimiser le transfert des données, éviter les congestions et permettre un plus grand développement du WDM, il devient donc intéressant d'introduire une reconfigurabilité de la couche optique. De plus, cette flexibilité au niveau optique permet de s'affranchir des inconvénients de la reconfiguration électrique que présentent tous les réseaux décrits précédemment.

Pour évoluer dans ce sens, deux méthodes sont envisageables. La première, appelée commutation de circuit, consiste à modifier physiquement l'arrangement du réseau. Cependant, cette solution n'est viable que dans la mesure où les connexions restent établies pendant de longues périodes de temps. Cette contrainte est particulièrement bien vérifiée lorsque la majorité des informations à transmettre émanent, comme jusqu'à présent, de réseaux d'entreprises (vidéoconférence exclue). Lors d'une reconfiguration, seuls les canaux à réarranger sont interrompus et les nouvelles connexions établies. Le temps nécessaire à cette opération n'a que peu d'importance. Les durées typiques sont de l'ordre de quelques millisecondes.

Le second type de commutation, dit commutation de paquets optiques, découle du développement d'internet et des ses nouvelles perspectives (voix, vidéo). En effet, dans le protocole internet (IP pour *Internet Protocol*), les informations parviennent au destinataire en plusieurs blocs séparés par des intervalles de temps aléatoires où rien n'est transmis. L'utilisation d'un réseau à commutation de circuits oblige alors fréquemment à maintenir la connexion même si aucun transfert n'est effectué. Ceci se traduit par une perte de capacité d'autant plus importante que, même si les débits requis sont faibles, le système doit allouer une large bande passante pour faire face aux pics de communication. Pour palier à ce problème, la commutation de paquets optiques envisage d'allier une reconfiguration rapide du réseau au transfert des données sous forme de paquets. Un paquet comprend alors un en-tête, qui contient les informations d'acheminement et de synchronisation, l'information à transporter ainsi que des bandes de garde permettant d'absorber les temps de commutation et les défauts de synchronisation. D'après les simulations numériques du projet HORNET (pour *Hybrid Optoelectronic Ring NETWORK*) [13], le temps du réarrangement ne doit pas excéder 10% de la durée d'un paquet soit quelques dizaines de nanosecondes.

La mise en service d'une commutation optique peut être effectuée de deux manières. Dans la première méthode, on ajoute une nouvelle fonctionnalité au sein des multiplexeurs à insertion/extraction et des routeurs. Pour le second type d'implantation, on prend des émetteurs ou des récepteurs capables de changer de longueur d'onde. Deux catégories d'émetteurs entrent en lice: les sources accordables et les sources commutées en longueur d'onde. Dans le cas des lasers accordables, ils sont dits continûment accordables (respectivement accordables par sauts) si la longueur d'onde d'émission peut prendre toutes les (resp. certaines) valeurs sur une gamme de longueurs d'onde, appelée la plage d'accordabilité. Les sources commutées en longueurs d'onde, quant à elles, comportent un nombre défini de longueurs d'onde d'émission qu'on peut allumer ou éteindre en fonction des besoins. Le type de commutation obtenu dépend alors uniquement de la vitesse à laquelle on peut changer l'interconnexion du réseau.

4.3.2 Commutation au sein des routeurs

Pour réorganiser le réseau au niveau physique, trois sortes de commutation sont envisageables : la commutation de fibres, la commutation de longueurs d'onde et la conversion de longueurs d'onde. La figure 25 illustre ces trois méthodes.

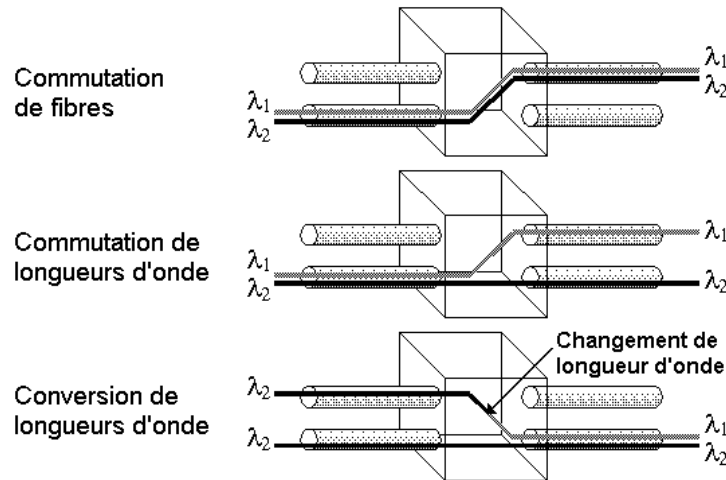


Figure 25 : Les trois sortes de commutation envisageables dans les réseaux WDM.

La commutation de fibres connecte une fibre d'entrée à une ou plusieurs fibres de sortie sans modifier le contenu de chaque fibre. Elle est physiquement réalisée par des commutateurs ou *switches* placés au sein des routeurs. Ces derniers peuvent être fabriqués en optique intégrée [14], à partir de systèmes micro-optiques et électro-mécaniques (MOEMS pour *Micro-Optics Electro-Mecanic System*) [15] ou à l'aide d'amplificateurs à semiconducteur (fonctionnement tout ou rien – *gate switch* [16]).

La commutation de longueurs d'onde ajoute une plus grande flexibilité car elle intervient sur les signaux optiques au niveau de la longueur d'onde elle-même. Il s'agit d'adresser un signal de n'importe quelle fibre d'entrée vers n'importe quelle fibre de sortie tout en préservant sa longueur d'onde tout au long de l'interconnexion. Circulateurs et filtres constituent l'arsenal de ce genre de commutation [17].

La conversion de longueur d'onde améliore la technique précédente car elle permet une gestion plus efficace de la bande passante optique. Si deux signaux véhiculés par la même longueur d'onde arrivent sur deux fibres d'entrées différentes, on change la longueur d'onde de l'un d'entre eux pour les aiguiller vers une même fibre de sortie. En pratique, elle fait souvent appel aux effets non linéaires (mélange à quatre ondes et la génération de fréquence différence) dans les amplificateurs à semiconducteur et requière une source optique continue [12]. L'utilisation d'une source accordable ou commutée en longueur d'onde s'avère avantageuse car étend la gamme de conversion à plus d'une longueur d'onde de sortie. La vitesse d'accordabilité ou de commutation d'une longueur d'onde à une autre définit alors le temps de reconfiguration du convertisseur.

En bref, en elle-même, la commutation optique par les routeurs n'a besoin de sources optiques que dans le cas où la conversion en longueur d'onde est mise en application. Une source accordable ou commutée en longueur d'onde capable de changer de longueur d'onde d'émission rapidement sur une grande plage de longueur d'onde est alors la source la plus utile.

4.3.3 Commutation au niveau des émetteurs/récepteurs

Une autre façon de concevoir un réseau adressé en longueur d'onde est d'envisager qu'un émetteur et récepteur entrent en communication lorsqu'ils peuvent utiliser une longueur d'onde pour établir leur liaison. La commutation du réseau paraît alors naturelle. En effet, le maintien d'une connexion n'a lieu d'être que si les interlocuteurs ont des données à échanger. De plus, la longueur d'onde utilisée pour transmettre les informations vers un certain récepteur n'a besoin, ni d'être fixée définitivement, ni même d'être identique tout au long du trajet. Ceci ne restreint pas un émetteur à dialoguer avec au plus M interlocuteurs si M est le nombre de longueurs d'onde d'émission qu'il possède. Cela accroît aussi la flexibilité d'interconnexion en permettant la commutation de longueur d'onde en cours de trajet. Par ailleurs, la possible réutilisation d'une longueur d'onde permet, en un nœud donné, de mieux gérer les capacités de transmission et, au niveau global, de déployer de cette solution pour des réseaux à grand nombre de nœuds. Enfin, le routage des informations en transit dans un nœud peut être effectué par n'importe quel type de routeurs. En particulier, dans un souci de simplification des architectures au niveau des nœuds, il est judicieux d'installer des routeurs et OADM fixes.

Pour mettre en place un tel concept, plusieurs méthodes sont possibles. La première envisage d'avoir des émetteurs et des récepteurs à des longueurs d'onde fixes. L'établissement des connexions comme la reconfigurabilité reposent alors entièrement sur la conversion en longueur d'onde. Les facteurs limitants sont donc le degré de conversion, les débits de conversion et la rapidité de changement de longueur d'onde la source continue employée pour la conversion.

Les autres implantations ont recours à des sources et/ou des récepteurs pouvant modifier leur longueur d'onde. La solution la plus simple vise à installer une matrice de sources ou de récepteurs dont la longueur d'onde est fixe. Le choix de la longueur d'onde de communication active les émetteur et récepteur adéquats. Cependant, le coût de cette approche n'est justifié que si l'ensemble des émetteurs/récepteurs est utilisé simultanément. Comme c'est rarement le cas, l'installation de sources et/ou de récepteurs accordables en longueur d'onde est souvent favorisée. En particulier, le projet AON (pour *All Optical Network*) a démontré la faisabilité de la commutation au niveau des sources et détecteurs en faisant appel à des diodes DBR, à des filtres Fabry-Pérot fibrés et des routeurs passifs à base de phasars. Le projet HORNET, incorporant des diodes accordables GCSR et des détecteurs fixes, a, quant à lui, validé ce même concept pour la commutation de paquets optiques entre cent nœuds, au moyen de dix longueurs d'onde et à des débits de 2,5 Gbits/s. Les paramètres d'importance pour les sources optiques sont alors :

- le nombre de canaux utilisables,
- la précision des longueurs d'onde émises (absence d'hystérésis),
- la stabilité de la longueur d'onde et de la puissance dans le temps (pendant le transfert des informations),
- la vitesse de commutation,
- une faible variation de la puissance sur l'ensemble du spectre adressable (<3dB) et, enfin,
- la durée, le temps de répétition et la stabilité des impulsions produites si tel est le cas.

On remarque que les sources commutées en longueur d'onde peuvent aussi répondre à ces critères.

5 Protection - test des composants et des réseaux

Ce paragraphe est en peu en décalage par rapport aux précédents dans la mesure où il ne concerne pas à proprement parler d'une architecture particulière de réseau WDM. Néanmoins, vu la quantité d'informations circulant dans les réseaux, les systèmes mis en place doivent être prémunis contre les défaillances techniques. Deux méthodologies complémentaires sont adoptées pour traiter ces aléas : une méthode préventive, les tests pré-installation qui permettent aux équipementiers de qualifier leurs composants pour cette application (Normes Telecordia G468) et, ensuite, de s'assurer de la qualité de leurs produits et un remède, le système de protection du réseau. Il s'agit d'une série d'équipements dédiés au traitement des pannes.

Dans le cadre de la caractérisation de composants, il est parfois avantageux de remplacer un arsenal de lasers fixes par une seule source accordable. Néanmoins, pour cette utilisation, d'autres spécifications sont exigées :

- large gamme d'accordabilité,
- faible fluctuations de la puissance de sortie,
- absence de saut de mode (pour éviter les fluctuations de puissance et temps de stabilisation),
- niveau du bruit le plus faible possible (RIN le plus faible),
- vitesse d'accordabilité rapide pour permettre une bonne efficacité du test.

Au niveau de la protection des réseaux, l'approche la plus simple consiste à doubler tous les équipements, en particulier, les sources optiques [19]. Seulement, la probabilité des pannes étant faible, le dupliqué de l'ensemble des émetteurs n'apparaît pas forcément nécessaire. L'installation d'une unique source accordable ou commutée en longueur d'onde (impulsionnelle si besoin est) avec un modulateur semble mieux adaptée pour mettre en place une solution de secours si besoin est. Cette unique source doit alors pouvoir remplacer n'importe quel autre laser i.e. posséder une large gamme d'accordabilité. De plus, le temps d'une défaillance devant durer moins de 2 ms, de nouvelles contraintes sur la vitesse de positionnement et de stabilisation de la source apparaissent.

6 Bibliographie

- [1] : S. Bigo, "Transmission WDM à 5,12 téraoctets/s sur 3*100 km," *Journées Nationales de l'Optique Guidée, JNOG 2000*, p8, 2000.
- [2] : J. Feggeler et al, "WDM transmission measurements on installed optical amplifier undersea cable systems," *Proceeding of Optical Fiber Communications 1997*, pp-, 1997.
- [3] : ITU-T G692, "Optical interfaces for multichannel systems with optical amplifiers," 1997.
- [4] : Standard IEEE 802.3, voir page web <http://www.ieee.org>
- [5] : M.S. Goodman, H. Kobrinski, M. Vecchi, R.M. Bulley et J.M. Gimlett, "The LAMBDANET multi-wavelength network : Architecture, applications and demonstrations," *IEEE Journal on Selected Topics in Communications*, Vol. 8, N6, pp995–1004, 1990.
- [6] : J.K. Hood et al, "Optical distribution systems for television studio applications," *IEEE/JOSA Journal on Lightwave and Technology*, Vol. 11, N5/6, pp680–687, 1993.
- [7] : K. Nosu, H. Toba, K. Inoue et K. Oda, "100 channel optical FDM technology and its application to FDM channel-based network," *IEEE/JOSA Journal of Lightwave and Technology*, Vol. 11, N5/6, pp777–782, 1993.
- [8] : F.J. Janniello, R. Ramaswani et D.G. Steinberg, "A prototype circuit-switched multi-wavelength optical metropolitan-area network," *IEEE/JOSA Journal of Lightwave and Technology*, Vol. 11, N5/6, pp764–776, 1993.
- [9] : W. Hall et al, "The Rainbow-II gigabit optical network," *IEEE/JOSA Journal of Lightwave and Technology, Special issue on optical networks*, Vol. 14, N6, pp814–823, 1993.
- [10] : K. Okamoto, K. Moriwaki et S. Suzuki, "Flat response arrayed-waveguide grating multiplexeur on silicon," *IEE Electronics Letters*, Vol. 31, N, pp1661–1662, 1996.
- [11] : M. Zirngibl, C. Dragone et C.H. Joyner, "Demonstration of a 15*15 arrayed waveguide grating multiplexer in InP," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 4, N11, pp1250–1253, 1992.
- [12] : C.R. Giles et M. Spector, "The wavelength add/drop multiplexer for lightwave technology," *Bell Labs Technical Journal*, N1, pp207–229, 1999.
- [13] : S.M. Gemelos, I.M. White, D. Wonglumsom, K. Shrikhande, T. Ono et L.G. Kazovsky, "WDM metropolitan area network based on CSMA/Ca packet switching," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 11, N11, pp1512–1514, 1999.
- [14] : S. Toyoda, N. Ooba, Y. Katoh, T. Kurihara et T. Maruno, "Low cross-talk and low loss 2*2 thermo-optic digital optical switch using silicone resin waveguides," *IEE Electronics Letters*, Vol. 36, N21, pp1803–1804, 2000.
- [15] : A. Neukermans et R. Ramaswami, "MEMS technology for optical networking," *IEEE Communications Magazine*, N1, pp62–69, 2001.
- [16] : F. Dorgueille, B. Lavigne, J.Y. Emery, M. Dimaggio, J. Le Bris, D. Chiaroni, M. Renaud, R. Baucknecht, H.P. Schneibel, C. Graf et H. Melchior, "Fast optical amplifier gate array for WDM routing switching applications," *Optical Fiber Communication conference, OFC'98*, pp42–44, 1998.
- [17] : D.A. Smith, R.S. Chakravarthy, Z. Bao, J.E. Baran, J.L. Jackel, A. d'Alessandro, D.J. Fritz, S.H. Huang, X.Y. Zou, S.-M. Hwang, A.E. Willner et K.D. Li, "Evolution of the acousto-optic wavelength routing switch," *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, Vol. 14, N6, pp1005–1019, 1996.
- [18] : T. Durrhus, B. Mikkenlsen, C. Joergensen, S.L. Danielson, K. Stubkjaer, "All-optical wavelength conversion by semiconductor optical amplifiers," *IEEE Journal of Lightwave and Technology*, Vol. 14, N6, pp942–954, 1996.
- [19] : F.W. Kerfoot et W.C. Marra, "Undersea fiber optic networks : past, present, future," *IEEE Journal of Selected Areas in Communications*, Vol. 16, N7, pp1220–1225, 1998.

APPENDICE B

SECTIONS EFFICACES

Au chapitre II, nous avons vu que la modélisation de l'amplificateur à fibre dopée erbium repose essentiellement sur les sections efficaces d'absorption et d'émission.

Du point de vue numérique, on génère les allures des sections efficaces grâce à une somme de gaussiennes :

$$\frac{\sigma(\lambda)}{\sigma_{\max}} = \sum_{ng=1}^8 d_{ng} \exp \left[-4 \ln(2) \left(\frac{\lambda - \lambda_{ng}}{\Delta \lambda_{ng}} \right)^2 \right]. \quad (I.70)$$

Notre méthode d'évaluation des sections efficaces (cf. II.2.3.5.) permet de déterminer les paramètres de la formule précédente. Ils sont regroupés dans le tableau suivant :

Section efficace d'émission			Section efficace d'absorption		
λ_{ng}	d_{ng}	$\Delta \lambda_{ng}$	λ_{ng}	d_{ng}	$\Delta \lambda_{ng}$
1470,0	0,1291	50,00	1440,0	0,0327	0,62
1499,9	0,0729	40,00	1481,9	0,2706	40,00
1518,5	0,2398	17,91	1491,9	0,1010	49,95
1530,8	0,8387	12,24	1514,8	0,4830	29,00
1543,6	0,4124	15,95	1530,4	0,7054	28,67
1558,7	0,4320	22,22	1543,9	0,2726	13,61
1575,1	0,0105	25,05	1555,1	0,2821	16,13
1590,1	0,0763	60,00	1597,2	0,0671	36,91

De plus, le programme nous donne pour les valeurs des maxima des sections efficaces $\sigma_{a,\max} \approx 9,31 \cdot 10^{-25} \text{ m}^2$, $\sigma_{e,\max} \approx 7,09 \cdot 10^{-25} \text{ m}^2$. De même, la section efficace d'absorption de la pompe vaut $\sigma_{a,p} \approx 2 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2$, la densité d'ions erbium $\rho_0 \approx 4,9 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$ et le coefficient d'absorption de la fibre $\alpha_{dB} \approx 0,2 \text{ dB}$.

APPENDICE C

PARAMETRES DE SIMULATION DES LASERS

Cet appendice résume les paramètres utilisés pour les simulations numériques de l'amplificateur et des lasers étudiés.

1 L'amplificateur à fibre dopée erbium

Nous avons vu au chapitre II. comment modéliser l'amplificateur à fibre dopée erbium. Nous fournissons ici un rappel des paramètres utilisés pour nos programmes informatiques. Parmi les éléments les plus importants figurent les sections efficaces dont les caractéristiques se trouvent en Appendice A.

En régime continu:

Paramètres	Description	Valeurs	Unités
Δz	Pas d'intégration le long de la fibre dopée	50	cm
M	Nombre de points calcul des spectres	1001	-
$\Delta\lambda$	Séparation entre deux points du spectre	0,1	nm
	Condition d'arrêt	2%	

En régime dynamique, les calculs reprennent les paramètres ci-dessus mais ajoutent la durée dt utilisée pour retracer l'évolution du spectres dans le temps : $dt=5 \mu s$. La mise en place d'une valeur plus courte a été testée. Elle conduit aux mêmes évolutions mais requiert un nombre d'opérations (temps de calcul) plus élevé.

2 Les lasers

Les différents lasers ont aussi fait l'objet de simulations numériques dont les paramètres sont regroupés dans les sections suivantes.

2.1 Le laser "vide" en régime continu

Il s'agit du laser simulé au paragraphe II. dont le seul élément outre l'amplificateur est le coupleur de sortie.

Les composants sont indépendants de la longueur d'onde et donc requièrent une seule valeur. Pour le coupleur de sortie est de $\kappa=90\%$ sauf mention contraire. Les pertes encourues par les signaux se propageant dans la même direction que le signal de pompe, correspondent aux connexions FC/PC et sont évaluées à $\epsilon_1^+(\lambda_s) = \epsilon_2^+(\lambda_s) = -1\text{dB}$. Dans l'autre sens, afin de tenir compte des isolateurs inclus dans l'amplificateur, nous fixons $\epsilon_1^-(\lambda_s) = \epsilon_2^-(\lambda_s) = -26\text{dB}$.

2.2 Laser continu accordable

La suite de notre étude s'intéresse à l'impact de l'insertion de notre filtre sur le comportement du laser, en particulier, sur l'accordabilité en longueur d'onde.

Les simulations numériques sont essentiellement présentées pour démontrer la validité des modèles développés, tout spécialement, celui incluant les deux polarisations. Elles fournissent aussi l'explication des différents phénomènes observés expérimentalement.

Les paramètres mis en jeu dans les calculs informatiques sont issus des mesures effectuées sur les divers composants impliqués. Pour le filtre, son comportement est indépendant de la direction de propagation du signal et les valeurs utilisées sont regroupées dans les tables 1 et 2 du chapitre III. La caractérisation du polariseur ainsi que la prise en compte des pertes aux connexions et des facteurs d'isolation conduisent aux paramètres suivants (cf. modèle au paragraphe III.):

Paramètres	Description	Valeurs	Unités
κ	Coefficient de couplage de sortie	10	%
ϵ_1	Pertes introduites par le polariseur et connecteurs selon les axes X et Z du substrat.	-2,3	dB
ϵ_2	Pertes introduites par le coupleur de sortie et la connexion selon les axes X et Z du substrat.	-1	dB
ϵ_{iso}	Facteur d'isolation	-50	dB
P	Taux d'extinction en puissance du polariseur	40	dB

APPENDICE D

CIRCUITS DE COMMANDE DU FILTRE

Nous indiquons ici les diagrammes des circuits de commande électroniques utilisés pour opérer le filtre en configuration de Lyot qui diffèrent en fonction du domaine de fréquences envisagées.

1 Circuit basse fréquence

Dans cette partie, nous présentons le circuit utilisé pour commander le filtre en basse fréquence ainsi que sa caractérisation.

1.1 Montage

De manière à étudier le fonctionnement du laser lorsque celui-ci comprend le filtre accordable, il est important de fabriquer un circuit capable de commander le filtre en configuration de Lyot pour les deux modes TM et TE. Comme les tensions demi-onde $V_{\pi,x,1} \approx V_{\pi,x,2}$ et que $V_{\pi,z,1} \approx V_{\pi,z,2}$, les tensions appliquées V_1 et V_2 doivent vérifier $V_1 = V_2 \xi_2 + V_{\text{off}}$ où $\xi_2 = 2$ ou 3 selon que l'on choisit l'axe X ou Z du substrat.

Le montage réalisé est le montage représenté sur la figure suivante :

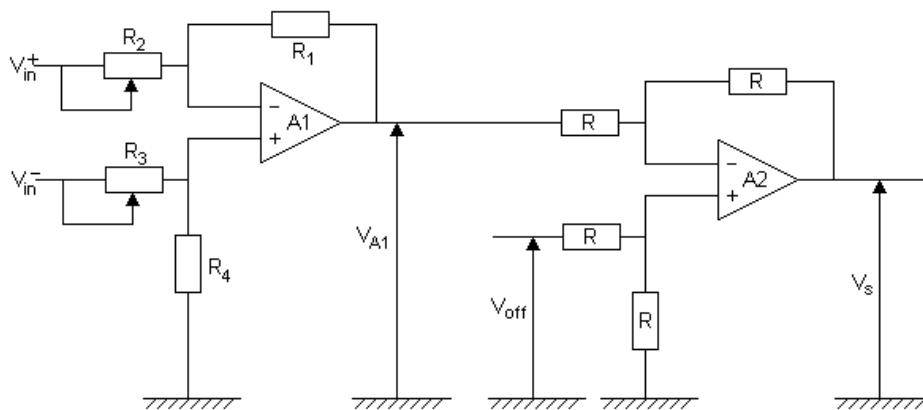


Figure 1 : Montage basse fréquence.

Le théorème de Kirchoff nous donne que la tension V_{A1} s'écrit :

$$V_{A1} = \frac{-R_2}{R_1} V_{in}^+ + \frac{1 + \frac{R_2}{R_1}}{1 + \frac{R_3}{R_4}} V_{in}^- \quad (I.1)$$

La même formule s'applique pour V_s mais, cette fois, tous les résistors ayant la même valeur, on obtient :

$$V_s = -V_{A1} + V_{off} \quad (I.2)$$

D'après l'équation (I.1), si $V_2 = V_{in}^- - V_{in}^+$ et $V_s = V_1$ et, si $R_1 = R_2$ et $R_1 = R_3 = R_2/2$ (respectivement $R_4 = R_2$ et $R_1 = R_3 = R_2/3$), le circuit est ajusté pour délivrer les tensions pour opérer le filtre en configuration de Lyot selon l'axe Z (respectivement X).

En pratique, les composants retenus sont :

Nomenclature	Descriptif	Valeur/Composant
R	Résistor 1/4W	10 kΩ
R ₂ , R ₄	Résistor 1/4W	33 kΩ
R ₁ , R ₃	Ajustables	100 kΩ
A ₁ , A ₂	Amplificateur Opérationnel	OP-27

De plus, on découple les alimentations du circuit grâce à deux capacités (montées en parallèle et de valeur 1μF et 10nF) afin d'éviter l'entrée de parasites par les alimentations et l'oscillation spontanée du circuit.

1.2 Caractérisation

La caractérisation du circuit cherche essentiellement à connaître quelles sont les limites d'utilisation du circuit présenté au paragraphe précédent.

Tout d'abord, les amplificateurs opérationnels retenus présentent un produit gain-bande passante de 80 MHz et un *slew rate* de 2,8V/μs. Ces caractéristiques vont restreindre les capacités de notre circuit de commande. Notre gain étant de 0,5, la bande passante théorique des amplificateurs atteint 160 MHz (pour un signal sinusoïdal). En ce qui concerne le second paramètre (*slew rate*), dès que le signal entrant demande une fluctuation plus rapide que la valeur du *slew rate*, le signal en sortie ne reproduit plus la forme du signal d'entrée mais devient une rampe. Cet effet est, en particulier, visible lorsque le circuit commute d'un état à un autre (cf. figure 20 au paragraphe III.2.3.). Ainsi, de façon théorique, si la tension V_1 doit changer de 10,1V ($2V_{\pi,z,1}$), le temps d'établissement du nouvel état est au moins de 3,6 μs. Ce résultat est en parfait accord avec l'exemple de commutation donné au chapitre III (changement de 6,5V pour un temps d'établissement de 2,3μs). Ces dernières valeurs montrent que notre circuit est essentiellement limité par son *slew rate*. De façon pratique, la fréquence maximale utilisable est de 277 kHz pour un signal triangulaire symétrique. Pour les autres formes de signaux, tout dépend de l'adéquation désirée entre les formes d'entrée et de sortie.

De plus, comme ces amplificateurs opérationnels peuvent être alimentés en $\pm 22V$, on peut faire varier la tension V_2 sur une plage de 40V. De toute manière, appliquer une différence de potentiel supérieure aux bornes des électrodes n'est pas souhaitable car celle-ci est susceptible de dépasser la tension de claquage (d'endommager le composant).

2 Circuit haute fréquence

Cette section s'intéresse au circuit de commande du filtre pour les hautes fréquences afin d'étudier la synchronisation de modes par modulation du filtre.

2.1 Montage

Nous avons vu que le mode TM du filtre (axe du polariseur selon Z) permet d'obtenir des plages d'accordabilité plus importantes, nous nous sommes donc restreint à ce cas pour la commande du filtre à haute fréquence ($f > 2$ MHz). Les synthétiseurs ne génèrent alors plus que des signaux sinusoidaux.

A ce niveau, l'utilisation du circuit de commande vise à moduler les tensions V_1 et V_2 de façon synchrone autour d'une position donnée (fixée par le couple de valeur de tensions continues $V_{1,dc}$, $V_{2,dc}$ où $V_{1,dc} = V_{2,dc}/2 + V_{off}$). Pour parvenir au résultat escompté, nous réalisons le circuit de la figure suivante :

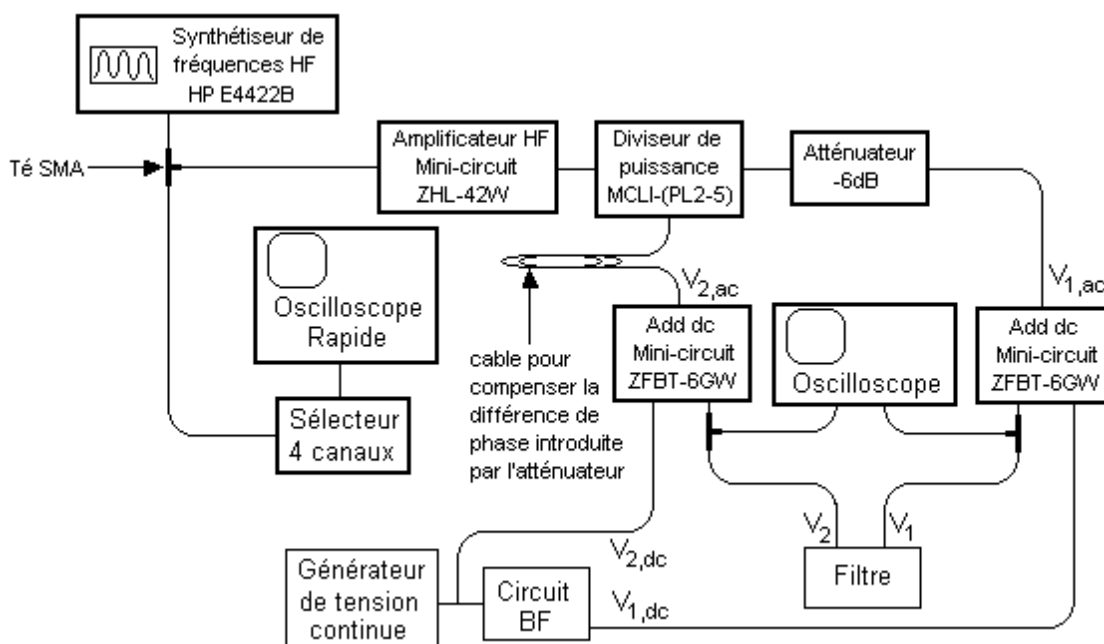


Figure 2 : Montage haute fréquence.

2.2 Caractérisation

La caractérisation traditionnelle d'un circuit électronique est l'évaluation de sa bande passante. Ici, ce paramètre nous apporte relativement peu d'information sur le comportement du circuit pour notre application. En effet, il nous faut non seulement avoir $V_{2,ac} = 2V_{1,ac}$ mais aussi que ces deux tensions soient délivrées en phase. Physiquement, nous obtenons des signaux en phase grâce à une ligne à retard analogique de fortune formée par des câbles de dimension appropriée (notamment pour compenser la différence introduite par l'atténuateur).

Les enregistrements des signaux à l'oscilloscope BF (à droite sur la figure 2) nous permettent de nous assurer du bon fonctionnement du filtre. En fait, jusqu'à $f = 37$ MHz, les signaux sont en phase et d'amplitude adéquate, comme on peut le voir en figure (a) (fréquence $f = 30$ MHz). Au delà, le circuit ne produit plus les amplitudes souhaitées et s'écarte du synchronisme requis. A titre d'exemple, la figure (b), nous montre les allures des tensions à $f = 40$ MHz.

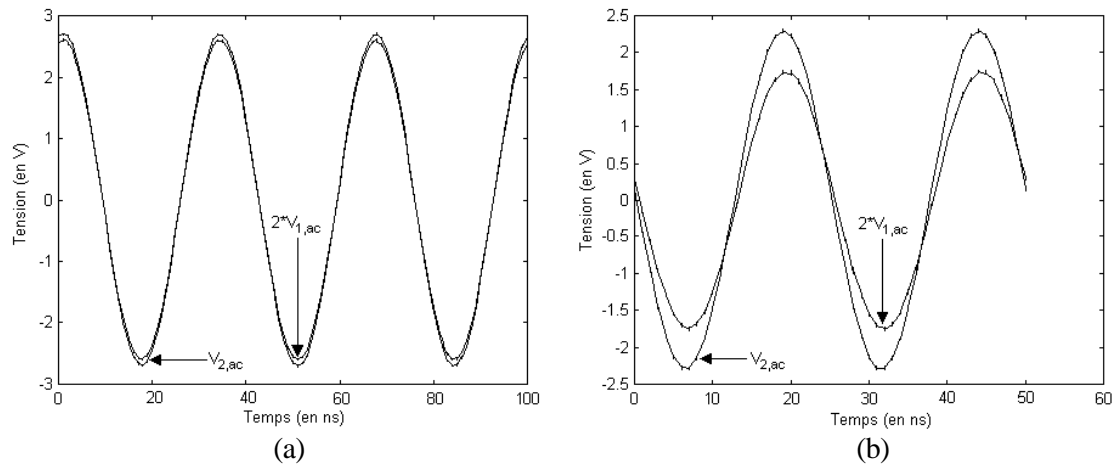


Figure 3 : Signaux issus du montage HF

(a) $f=30$ MHz.

(b) $f=40$ MHz.

RESUME

Le développement de sources multi-longueurs d'onde et accordables en longueur d'onde offre l'opportunité de faciliter le déploiement de systèmes de télécommunications par fibres optiques multiplexés en longueur d'onde et d'implanter une reconfiguration des réseaux au niveau optique.

Dans ce contexte, le travail proposé étudie un laser à fibre en anneau incluant un amplificateur à fibre dopée erbium, comme milieu à gain, et un filtre de Lyot intégré sur niobate de lithium et accordable par voie électro-optique.

Lorsque la commande du filtre est continue, on démontre, expérimentalement et numériquement, que la longueur d'onde d'émission de la source optique peut varier sur 18,8 nm avec des fluctuations de puissance inférieures à 5,7 dB. Par ailleurs, nous observons que la commutation de longueur d'onde est limitée par la réponse du milieu à gain. De plus, nous vérifions que l'emploi intra-cavité d'un modulateur en niobate de lithium permet de créer d'impulsions par mode déclenché ou synchronisation de modes et ne constitue qu'une nouvelle fonctionnalité intégrable sur la puce du filtre.

Finalement, nous analysons le comportement du laser lorsque la commande du filtre varie. On parvient ainsi à générer des trains d'impulsions dont chacune possède sa propre longueur d'onde en appliquant des signaux "en escaliers" ou triangulaires de fréquence inférieure à quelques kilohertz. A plus haute fréquence, la modulation de la transmission du filtre par des signaux sinusoïdaux permet de créer des impulsions par un nouveau type de synchronisation de modes.

MOTS CLES

Laser accordable, laser à fibre, amplificateur à fibre dopée erbium, EDFA, niobate de lithium, Multiplexage en longueur d'onde, WDM, commutation de longueur d'onde, synchronisation de modes, mode déclenché.

ABSTRACT

The development of multi-wavelength and tunable sources could give the opportunity to facilitate the installation of fibre-optic wavelength-division-multiplexed systems of telecommunications and could also enable the reconfiguration of the network at the optical level.

In that frame, the proposed work studies a ring fibre laser, which includes an erbium-doped fibre amplifier as gain medium and an electro-optically-tunable Lyot filter integrated on lithium niobate.

When a continuous control is applied to the filter, we experimentally and numerically demonstrate that the wavelength of emission can be tuned over 18.8 nm with power fluctuations not greater than 5.7 dB. Furthermore, we observe that the switching of the laser wavelength is limited by the gain medium response. It is also shown that pulse generation can be achieved by use of an intracavity lithium niobate modulator and could be integrated as a new function on the filter chip.

Finally, we investigate the behaviour of the laser when the filter transmission varies. When a "staircase" or saw-tooth signal is applied to the filter with a frequency lower than a few kilohertz, generation of sequences of pulses with different wavelength is demonstrated. At higher frequencies, sine-wave modulation of the filter transmission allows to create pulses via a new type of mode-locking technique.

KEYWORDS

Tunable laser, fibre laser, erbium-doped fibre amplifier, EDFA, lithium niobate, Wavelength-Division-Multiplexing, WDM, wavelength switching, mode-locking, Q-switching.