



HAL
open science

Étude théorique et expérimentale des impulsions optiques générées par un amplificateur optique à semi-conducteurs (SOA) en blocage de modes.

Arnaud Fernandez

► To cite this version:

Arnaud Fernandez. Étude théorique et expérimentale des impulsions optiques générées par un amplificateur optique à semi-conducteurs (SOA) en blocage de modes.. Physique [physics]. Université de Bretagne occidentale - Brest, 2009. Français. NNT : . tel-00453926

HAL Id: tel-00453926

<https://theses.hal.science/tel-00453926>

Submitted on 6 Feb 2010

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.

THÈSE

Présentée devant

l'Université de Bretagne Occidentale

pour obtenir le grade de :

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE
Mention OPTOÉLECTRONIQUE - TÉLÉCOMMUNICATIONS OPTIQUES

par

Arnaud FERNANDEZ

Équipe d'accueil : Laboratoire RESO

École Doctorale : Sciences de la Matière, de l'Information et de la Santé [ED 0373]

Titre de la thèse :

*Étude théorique et expérimentale des impulsions optiques
générées par un amplificateur optique à semi-conducteurs (SOA)
en blocage de modes*

Soutenue le 17 Mars 2009 devant la commission d'examen :

MM. :	Pascal	BESNARD	Rapporteurs
	Laurent	CHUSSEAU	
MM. :	Didier	DECOSTER	Examineurs
	Chao	LU	
	Ammar	SHARAIHA	
M. :	Jacques	CHI	Directeur de thèse

À la mémoire de mon grand-père Yves Maraval

Remerciements

Je remercie très sincèrement Monsieur Didier DECOSTER, Professeur des Universités à l'IEMN, Université de Lille 1, qui m'a fait l'honneur de présider le jury de cette thèse. J'exprime également ma sincère gratitude à Monsieur Pascal BESNARD, Professeur des Universités à l'ENSSAT de Lannion, et à Monsieur Laurent CHUSSEAU, Professeur des Universités, Directeur de Recherche CNRS à l'IES, Université de Montpellier 2, pour avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse. Je tiens aussi à remercier M. Ammar SHARAIHA, Professeur à l'École Nationale d'Ingénieurs de Brest, pour avoir accepté d'examiner ce travail.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à M. Chao LU, Professeur à l'Université Polytechnique de Hong-Kong, pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire EIE et apporté de précieux conseils autant théoriques que techniques. Je le remercie d'avoir su partager un peu de son expérience avec moi et d'avoir pris le temps de venir assister à ma soutenance.

Je remercie très sincèrement M. Jean LE BIHAN, Directeur du laboratoire RESO, de m'avoir permis d'effectuer cette thèse dans son laboratoire, et Jacques CHI d'avoir accepté la responsabilité de la diriger. Je tiens tout particulièrement à remercier ce dernier pour son soutien, ses encouragements et son esprit critique aiguisé qui m'ont permis de progresser à chacune des étapes de mon doctorat. Je sais que j'ai exigé beaucoup de lui et je le remercie pour sa patience et sa disponibilité.

J'adresse mes profonds remerciements à Yann BOUCHER pour avoir investi de son temps à relire et contribuer à l'amélioration de ce manuscrit.

J'exprime également ma gratitude à Pascal MOREL pour les nombreuses conversations que nous avons eues, et qui m'ont permis de surmonter bon nombre de questions au cours de mes travaux de thèse.

J'exprime ma profonde gratitude à tous les membres du laboratoire RESO pour leur particulière disponibilité et leur soutien. Je remercie plus généralement les membres de l'ENIB et de l'Université Polytechnique de Hong-Kong que j'ai côtoyés et qui ont participé à la réalisation de cette thèse.

Merci enfin à mes parents pour m'avoir soutenu jusqu'au bout, je leur dédie cette thèse.

Table des matières

Table des matières	1
Introduction générale	5
1 Généralités	7
1.1 Introduction du chapitre 1	8
1.2 Travaux des pionniers du laser à blocage de modes	9
1.3 Laser à blocage de modes	11
1.3.1 Présentation	11
1.3.2 Principe	11
1.4 Techniques de blocage de modes	16
1.4.1 Blocage de modes actif	16
1.4.2 Blocage de modes passif	17
1.4.3 Autres techniques	19
1.5 Progrès sur les lasers à blocage de modes à cavité fibrée	21
1.5.1 Historique	21
1.5.2 Taux de répétition	23
1.6 Applications des lasers pulsés	26
2 Physique des composants	29
2.1 Introduction du chapitre 2	30
2.2 Présentation du laser à cavité fibrée	31
2.2.1 Configuration	31
2.2.2 Principe d'opération	31
2.3 Modélisation du laser	35
2.4 La fibre optique	37
2.4.1 Introduction	37
2.4.2 Propagation dans les fibres optiques : Équation de Schrödinger non-linéaire (NLSE)	39
2.4.3 Simulation numérique de la NLSE	40
2.5 L'Amplificateur Optique à Semiconducteurs (SOA)	42
2.5.1 Structure	42
2.5.2 Propriétés du gain	42
2.5.3 Propagation dans le SOA	45

2.5.4	Simulation du SOA	47
2.5.5	Prise en compte de l'émission spontanée amplifiée (ESA)	52
2.6	Signal externe modulé	55
2.7	Pertes cavité	56
2.8	Filtrage	56
2.9	Algorithme de modélisation du laser	58
2.10	Conclusion du chapitre 2	59
3	Modélisation numérique	61
3.1	Introduction du chapitre 3	62
3.2	Propagation unidirectionnelle dans un SOA	63
3.2.1	Effets couplés de la SPM et de la saturation du gain	63
3.2.2	Modélisation initiale et résultats préliminaires	64
3.3	Collision entre impulsions contra-propagatrices	69
3.3.1	Présentation	69
3.3.2	Remise en forme temporelle et spectrale	69
3.3.3	Effet de la collision sur le chirp	73
3.3.4	Conclusion intermédiaire	74
3.4	Ajustement du modèle du SOA au SOA expérimental	76
3.4.1	Présentation du SOA conçu par CIP	76
3.4.2	Acquisition des données d'amplification en régime statique	77
3.4.3	Corrélation du modèle aux données expérimentales	78
3.5	Résultats de la modélisation du laser à blocage de modes actif	81
3.5.1	Cavité laser à faible dispersion positive	81
3.5.2	Avantages de la dispersion négative	93
3.5.3	Dispersion négative optimale	94
3.6	Conclusion du chapitre 3	99
4	Résultats expérimentaux	101
4.1	Introduction du chapitre 4	102
4.2	Caractérisation expérimentale d'un laser à blocage de modes	103
4.2.1	Profil de l'impulsion et largeur FWHM	103
4.2.2	Profil spectral et chirp	105
4.2.3	Gigue temporelle	106
4.2.4	Puissance	108
4.3	Gestion de la dispersion de la cavité fibrée	109
4.3.1	Fibre DCF	109
4.3.2	Optimisation des pertes de la soudure DCF-SMF	110
4.3.3	Estimation de la dispersion	112
4.4	Performances du laser constitué d'une cavité à dispersion positive	113
4.4.1	Caractéristiques du profil temporel et spectral des impulsions	114
4.4.2	Analyse du chirp	116
4.4.3	Comportement dans la bande C	119
4.4.4	Observation du blocage de modes rationnel harmonique	121

4.5	Performances du laser constitué d'une cavité à forte dispersion négative	122
4.5.1	Profil temporel et spectral	123
4.5.2	Tolérance à la longueur de la cavité	125
4.5.3	Synchronisation au flux de données	130
4.6	Application de notre laser à la récupération d'horloge	133
4.6.1	Présentation de la récupération d'horloge	133
4.6.2	Récupération d'horloge tout-optique et remise en forme d'impulsions	137
4.7	Conclusion du chapitre 4	146
	Conclusion	147
	Publications	149
	Glossaire	151
	A Split-step Fourier	153
	B Solution analytique gaussienne de la "Master Equation"	157
	C Mesure de la gigue d'un laser impulsionnel	163
	D Fiche technique de la DCF	167
	E Bibliographie de l'auteur	169
	Bibliographie	191
	Table des figures	197

Introduction générale

Les lasers impulsionnels sont des composants actifs générant des impulsions optiques à intervalles réguliers. Selon le domaine d'application, les impulsions ont généralement une puissance crête allant de quelques milliwatts à quelques kilowatts et une largeur mi-hauteur de l'ordre de la nanoseconde à la femtoseconde. De nos jours, ces lasers trouvent des applications dans des disciplines connexes ou même étrangères à l'optique. Fiables et performants, on leur attribue de multiples fonctions aussi bien dans la recherche fondamentale que pour des applications industrielles ou médicales. Leur essor continue, nombre de travaux sur des sujets variés tendent à les rendre le plus efficace possible, permettant un contrôle plus précis de certains de leurs paramètres comme la puissance, le taux de répétition, la largeur mi-hauteur et la phase des impulsions.

Durant la dernière décennie, leur commercialisation a accentué l'intérêt accordé à cette technologie, nous poussant inéluctablement à diminuer au maximum son encombrement et développer de nouvelles applications. Dans le domaine des télécommunications optiques, le déploiement commercial des systèmes optiques ultra-rapides a suivi de près les avancées de la recherche. Les progrès ont été rapides, entraînant durant ces 25 dernières années une multiplication par 100 000 du débit des données.

Cette thèse est basée sur l'étude des propriétés d'un laser fibré à blocage de modes actif. Par laser fibré nous entendons que la fibre optique fait partie intégrante de la cavité optique de notre laser. Elle joue le rôle de milieu de propagation du signal optique reliant chaque composant de la cavité laser. L'objectif de ces travaux consiste à proposer une méthode élégante, simple et bas coût, de génération tout-optique d'impulsions "propres" dédiées à la télécommunication optique. Par impulsions "propres", nous entendons une impulsion se rapprochant au mieux d'une forme mathématique reconnue intéressante à la propagation dans une fibre comme la fonction soliton ou la gaussienne.

Notre étude va porter sur une configuration de laser fibré tout-optique, à blocage de modes actif, opérant à un taux de répétition supérieur à 10 Gb/s . Ce laser comportera un amplificateur optique à semiconducteurs (SOA) comme milieu amplificateur, dont le gain sera modulé par un signal optique externe.

L'hypothèse qu'une forte dispersion négative de la cavité laser, produite par l'insertion d'une fibre à dispersion négative, pouvant largement contribuer à améliorer les propriétés de fonctionnement du laser et des impulsions générées, a constitué la motivation majeure à l'élaboration de ce projet de thèse.

Pour ce faire, nous nous devons d'étudier de manière analytique et numérique les

propriétés des différents composants optiques constituant le laser fibré. L'objectif est de prédire leur impact sur les caractéristiques de l'impulsion émise, notamment sa phase, sa forme temporelle, son amplitude et ses propriétés spectrales. La phase, et plus précisément le "chirp", vont présenter un intérêt tout particulier. Les composants majeurs du laser visés par cette étude sont le SOA et le milieu de propagation assuré par la fibre optique. Des travaux expérimentaux permettront non seulement de confirmer les résultats théoriques et numériques obtenus, mais aussi d'apporter de nouveaux concepts et informations.

Le chapitre 1 procède à un état de l'art. Les différentes techniques de blocage de modes y seront présentées. Par la suite, un historique des progrès de la recherche en matière de blocage de modes sera développé. Il s'en suivra une vue d'ensemble des diverses applications inhérentes à ce type de laser. Ce chapitre permet de situer nos travaux parmi les investigations menées jusqu'à ce jour et, par la même occasion, de justifier du type de laser étudié.

Le chapitre 2, intitulé "Physique des composants", présente les composants constitutifs de notre dispositif laser. Ce chapitre consistera à synthétiser les phénomènes physiques, jugés essentiels, mis en jeu dans notre laser. Pour chaque composant sera présentée la méthode numérique employée pour le décrire.

Le chapitre 3 est consacré à l'interprétation de nos résultats numériques. C'est par une approche progressive débutant par l'étude numérique des propriétés du SOA en régime dynamique que nous aboutirons à la présentation et à l'interprétation des résultats de la modélisation du laser à blocage de modes actif. L'impact de la valeur de la dispersion chromatique totale de la cavité sur les propriétés du train d'impulsions y sera détaillé et interprété théoriquement. La dispersion totale favorisant un train d'impulsions aux propriétés optimales selon nos critères sera présentée.

Dans le chapitre 4 nous présentons les résultats expérimentaux obtenus en collaboration avec le laboratoire E.I.E. (Electrical and Information Engineering) de l'Université Polytechnique de Hong-Kong où a été mise en œuvre notre configuration de laser à blocage de modes de 10 GHz à 40 GHz . Dans la continuité des travaux effectués au chapitre 3, nous confirmerons, par l'insertion d'une longueur définie de fibre DCF (Dispersion-Compensating Fiber), l'effet produit par une forte dispersion négative sur les propriétés de fonctionnement du laser. D'autres avantages inhérents à la forte dispersion intracavité comme l'auto-synchronisation et la remise en forme d'impulsions seront étudiés. Nous terminerons ce chapitre par la présentation de l'efficacité d'un tel laser pour la récupération d'horloge d'un signal optique à un débit quelconque compris entre 10 Gb/s et $12,5\text{ Gb/s}$, sans nécessité d'ajuster la cavité laser.

Dans la conclusion nous récapitulerons les réalisations et les nouveautés apportées par ce travail de thèse. Pour terminer, nous évoquerons les perspectives ouvertes par cette étude.

Chapitre 1

Généralités

Sommaire

1.1	Introduction du chapitre 1	8
1.2	Travaux des pionniers du laser à blocage de modes	9
1.3	Laser à blocage de modes	11
1.3.1	Présentation	11
1.3.2	Principe	11
1.4	Techniques de blocage de modes	16
1.4.1	Blocage de modes actif	16
1.4.2	Blocage de modes passif	17
1.4.3	Autres techniques	19
1.5	Progrès sur les lasers à blocage de modes à cavité fibrée . .	21
1.5.1	Historique	21
1.5.2	Taux de répétition	23
1.6	Applications des lasers pulsés	26

1.1 Introduction du chapitre 1

Cette thèse portant sur une configuration spécifique de laser fibré à blocage de modes actif à un taux de répétition élevé ($> 10\text{ GHz}$), nous devons avant toute chose faire un état de l'art.

Ce chapitre débutera par la description théorique du principe de blocage de modes et se poursuivra par la présentation de l'ensemble des dispositifs expérimentaux appartenant au groupe des lasers à blocage de modes.

Dans le but de positionner notre laser parmi l'abondante quantité de travaux réalisés en matière de blocage de modes, nous jugeons nécessaire de procéder à un rappel historique des avancées théoriques et expérimentales sur le laser à blocage de modes depuis son apparition. Ensuite, nous nous focaliserons sur la présentation des progrès en matière de lasers à blocage de modes fibrés. La partie liée aux rappels historiques se terminera par la présentation des progrès en termes de haut débit. Ces rappels historiques permettront de mieux discerner les points novateurs apportés par nos travaux de recherche.

À l'issue de ce chapitre, nous démontrerons l'utilité du laser étudié en présentant quelques applications illustrant la nécessité d'employer des lasers à blocage de modes à haute fréquence de répétition.

1.2 Travaux des pionniers du laser à blocage de modes

Le principe du laser à blocage de modes ayant été découvert il y a déjà plus de quarante ans par Gürs et Müller, tout juste après les premiers balbutiements du laser à rubis de Maiman [1], tout laisserait croire cette technique totalement connue voire maîtrisée. Cependant, le phénomène de blocage de modes est gouverné par des équations différentielles partielles non-linéaires, impliquant une abondante quantité d'effets loin d'être épuisés. D'abondants travaux théoriques ont mis à jour des solutions analytiques vérifiées uniquement dans des configurations restreintes. Durant ces vingt dernières années, d'importants travaux ont été focalisés sur la réalisation de sources optiques de plus en plus courtes, cependant la nouvelle tendance semble se rediriger vers l'élaboration de sources impulsionnelles haute puissance soulevant de nouvelles problématiques, issues de l'échauffement thermique par exemple, jusqu'à présent ignorées des sources de faible puissance. Plus récemment, les progrès en métrologie permettent la caractérisation totale de sources ultra-rapides jusqu'à des débits atteignant 160 Gb/s . Ces progrès ont ouvert la voie de la réalisation et de la caractérisation de nouvelles sources "propres" très intéressantes dans le domaine des télécommunications optiques.

Les pionniers du laser à blocage de modes sont Gürs et Müller en 1963 [2], bien que les premiers concepts mis en jeu eussent été établis par Lamb un an plus tôt, détaillant le blocage fréquentiel de trois modes [3].

Durant cette période l'investigation analytique de ces lasers se faisait dans le domaine fréquentiel, dans lequel il est bien connu qu'un laser présente de multiples modes longitudinaux, de manière similaire à un Fabry-Pérot étalon. C'est avec cette représentation en tête que Di Doménico a prédit le blocage de modes en stipulant que si plusieurs modes présentaient entre eux une relation de phase constante alors ils pouvaient ainsi se "verrouiller" mutuellement pour donner naissance à un blocage de modes ; par transformation de Fourier inverse un train d'impulsions pourrait ainsi être obtenu [4].

Indépendamment des travaux de Di Domenico, le premier laser à blocage de modes actif AM (modulation d'amplitude) fut expérimentalement prouvé en 1964 quand Hargrove, Fork et Pollack utilisèrent un modulateur acousto-optique pour moduler les pertes dans la cavité à une pulsation coïncidant avec la fréquence de répétition de la cavité, engendrant un mode pulsé [5]. Un modulateur de phase placé dans la cavité fut employé la même année par Harris et Targ afin de générer un blocage de modes actif FM [6]. Des travaux théoriques firent immédiatement suite au blocage de modes actif FM avec Harris et Mc Duff, fournissant une étude détaillée sur la question [7].

En 1965, Mocker et Collins démontrèrent le premier laser à blocage de modes passif quand ils découvrirent que le colorant saturable qu'ils utilisaient pour commuter "Q-switcher" leur laser à rubis pouvait aussi produire le blocage de modes de ce laser [8]. Dans ce travail, Mocker et Collins observèrent que l'impulsion "Q-switchée" se séparait en impulsions courtes séparées dans le temps par une durée égale au temps de parcours de la cavité. Cependant, ce blocage de modes était imprévisible et de nature transitoire.

Mc Clure étudia les performances du laser en fonction des dimensions de la cavité et de la position du modulateur dans la cavité, et fut très certainement l'un des premiers

à obtenir un blocage de modes à un nombre supérieur d'harmoniques [9].

Le blocage de modes à un nombre d'harmoniques supérieur au mode fondamental de la cavité fut étudié en détail par Hirano et Kimura [10] en 1968. Leurs travaux présentèrent les trois manières les plus efficaces d'augmenter la fréquence de répétition d'un laser :

- diminuer la longueur de cavité ;
- bâtir une cavité couplée ;
- augmenter la fréquence de modulation du modulateur à une fréquence multiple de la fréquence fondamentale de la cavité.

Finalement, sept ans plus tard, le premier laser à blocage de modes passif générant un train d'impulsions stables fut démontré (en 1972) par Ippen, Shank et Dienes [11]. Cependant, toutes les premières théories traitaient le blocage de modes dans le domaine fréquentiel. Bien que cette technique ait obtenu de bons résultats dans le passé, permettant ainsi à Lamb de prédire le brûlage de trous et l'élargissement Doppler dans le cas des lasers continus, de même pour les lasers à blocage de modes avec Di Domenico pour le laser à blocage de modes actif AM [4] et Harris, Mc Duff pour le blocage de modes actif FM [7], cette technique devait présenter un corollaire dans le domaine temporel.

En 1970, Kuizenga et Siegman présentèrent pour la première fois une analyse du blocage de modes dans le domaine temporel [12]. Leur approche leur permit d'obtenir, d'une manière simple et élégante, des informations sur la forme et la largeur mi-hauteur (Full Width at Half Maximum : FWHM) des impulsions obtenues, confirmées expérimentalement [13].

Utilisant l'approche temporelle de Kuizenga et Siegman, Kim, Marathe et Rabson montrèrent que les impulsions pouvaient être des fonctions hermito-gaussiennes [14], et ainsi la forme gaussienne démontrée par Kuizenga et Siegman n'était qu'une solution de la famille des solutions potentielles.

Plus tard (1975), Haus montra que les fonctions hermito-gaussiennes d'ordre supérieur étaient linéairement instables [15], concluant que seule l'impulsion gaussienne fondamentale était physiquement réalisable. Par la suite, Haus développa le premier traitement analytique du laser à blocage de modes passif en utilisant l'approche temporelle de Siegman. Plus tard dans la même année, Haus développa la première étude analytique de laser à blocage de modes passif à absorbant saturable en utilisant l'approche de Siegman dans le domaine temporel [16].

En 1991, des impulsions de 60 *fs* furent réalisées par un laser titane:saphir ($\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$), le cristal jouant à la fois le rôle de milieu amplificateur et de milieu bloqueur de modes [17]. Cette technique plus communément connue sous le nom de KLM (Kerr Lens Mode-locking) demeure la plus connue pour réaliser les impulsions les plus courtes connues de nos jours (5 *fs* à $\lambda = 780 \text{ nm}$ à un taux de répétition inférieur à 100 *MHz*) [18].

1.3 Laser à blocage de modes

1.3.1 Présentation

Le blocage de modes d'un laser se réfère au blocage de la relation de phase de nombreux modes longitudinaux de la cavité laser. Le blocage d'une telle relation de phase entraîne une variation périodique de l'intensité en sortie du laser, stable dans le temps, de périodicité liée à la durée de parcours de la cavité. Si une quantité suffisante de modes longitudinaux sont bloqués entre eux avec une différence de phase constante entre modes longitudinaux adjacents, il en résultera la formation d'une impulsion courte possédant un pic d'intensité de valeur significativement supérieure à la puissance moyenne du laser [19]. Le blocage de modes peut être aisément visualisé dans le domaine temporel. Un laser à modes bloqués dans son état stationnaire est comme un système à contre-réaction, où le gain relatif à un tour de cavité est compensé par les pertes. Si un élément non-linéaire (i.e. non-linéaire en termes de puissance optique), ayant pour but d'affecter de lourdes atténuations aux faibles intensités, est introduit dans la cavité, le laser pourrait favoriser la formation d'impulsions courtes de forts pics d'intensité. Cependant, pour obtenir un train d'impulsions stables (i.e. un régime stationnaire), il requiert que l'impulsion se reproduise à l'identique après chaque parcours de cavité. Les relations de phase entre les différents modes sont affectés d'effets tels que la dispersion, la bande passante du gain, les décalages non-linéaires de la phase, etc. Bien qu'un nombre infini d'impulsions différentes puisse être construit à l'issue de différentes superpositions de modes longitudinaux, par effet de compétition de modes la cavité ne peut supporter qu'une seule solution stable d'impulsion spécifiée par sa forme, sa durée, sa puissance crête et son "chirp". Les caractéristiques peuvent être contrôlées par la modification des paramètres physiques constitutifs de la cavité laser.

1.3.2 Principe

Un laser s'apparente à une cavité résonnante, délimitée par deux miroirs, comportant un milieu amplificateur. Comme l'indique la Fig. 1.1, cette cavité résonnante peut prendre deux configurations, l'une dite de type linéaire et l'autre de type circulaire plus communément connue sous le nom de cavité en anneau. Notons L_C la distance correspondant à un tour (cavité en anneau) ou un aller-retour (cavité linéaire). Lorsque le laser fonctionne en régime stationnaire, après chaque tour de cavité le champ électrique se répète à l'identique à un terme de phase près. Considérons un champ électrique, monochromatique, polarisé linéairement :

$$E(z, t) = \Re \left\{ E_0 e^{-j(\omega t - kz)} \right\} \quad (1.1)$$

Notons que nous avons volontairement choisi d'écrire le champ E dans la convention $\exp(-j\omega t)$, nous la conserverons dans toute expression analytique présente dans ce manuscrit.

La constante de propagation k dans le milieu d'indice de groupe n_g s'écrit

$$k = \frac{\omega}{c} n_g \quad (1.2)$$

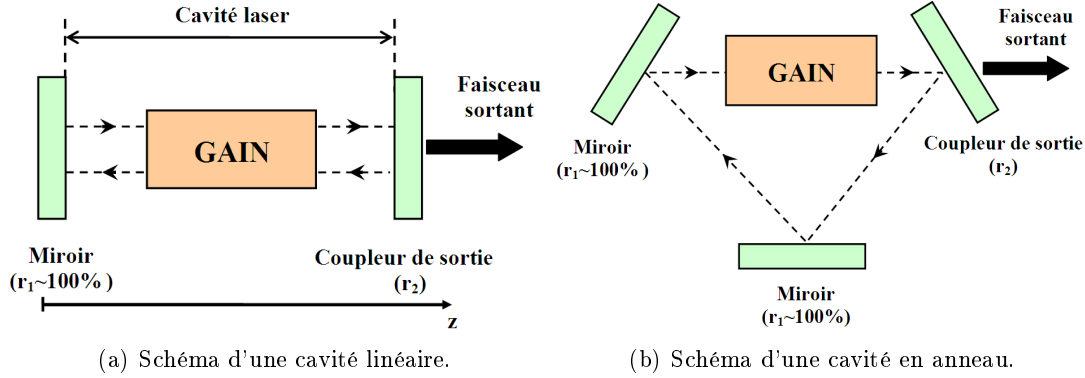


FIG. 1.1 – Configurations possibles d'une cavité laser.

avec c la vitesse de la lumière dans le vide. En écrivant la propagation équivalente à un tour de cavité tout en respectant la condition d'un gain équivalent aux pertes, nous obtenons la condition de phase. Celle-ci détermine la fréquence fondamentale de résonance de la cavité laser que nous noterons :

$$f_C = \frac{c}{n_g L_C} \quad (1.3)$$

L'espacement entre modes longitudinaux adjacents correspond à f_C :

$$f_C = f_m - f_{m-1} \quad (1.4)$$

Notons que ceci n'est rigoureux que si la dispersion n'est pas prise en compte, i.e. n_g est constant en fonction de λ .

Soit une cavité laser où les pertes sont indépendantes de la fréquence et comprenant un milieu à gain en forme de cloche (Fig. 1.2), les modes susceptibles d'osciller en régime permanent sont les modes longitudinaux séparés de manière équidistante. Comme le montre la Fig. 1.3, l'insertion d'un filtre permet le fonctionnement de ce laser sur certains de ces modes. Sous l'effet du champ circulant dans la cavité, le milieu amplificateur va se saturer et passer de sa valeur petit-signal G_0 à celle qu'il gardera en régime stationnaire.

C'est la saturation du gain qui est responsable d'un état stationnaire du gain. La valeur du gain saturé s'exprime communément sous la forme :

$$G = \frac{G_0}{1 + \frac{P}{P_{sat}}} \quad (1.5)$$

où P_{sat} représente la puissance de saturation du milieu amplificateur.

Pour générer des impulsions courtes, i.e. courtes par rapport à la durée de parcours de la cavité, nous souhaitons avoir plusieurs modes longitudinaux évoluant simultanément en mode stationnaire.

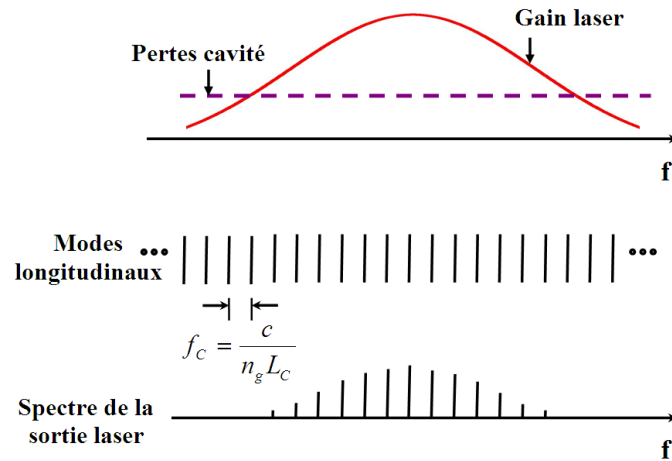


FIG. 1.2 – Spectres du gain et des pertes de la cavité laser, emplacement des modes longitudinaux et sortie du laser en fonctionnement multimode fréquentiel.

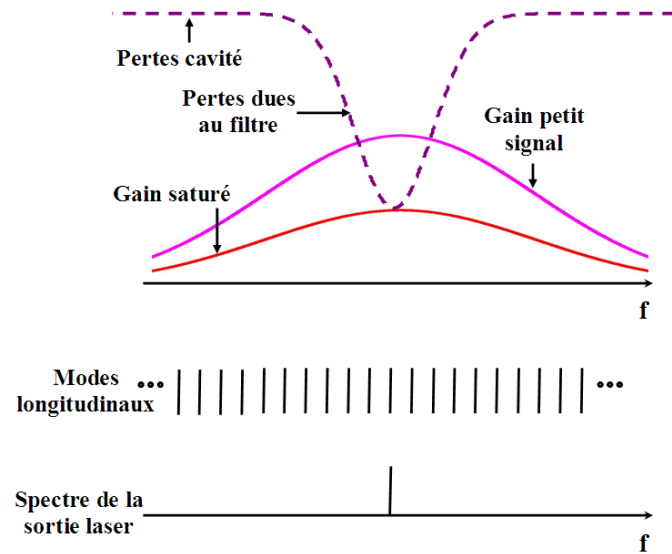


FIG. 1.3 – Spectres du gain et des pertes de la cavité laser, emplacement des modes longitudinaux et sortie du laser en fonctionnement monomode fréquentiel.

Pour un laser multimode fréquentiel, le champ laser est donné par :

$$E(z, t) = \Re \left[\sum_m \tilde{E}_m e^{-j(\omega_m t - k_m z + \phi_m)} \right] \quad (1.6)$$

avec

$$\omega_m = \omega_0 + m\Delta\omega = \omega_0 + m2\pi f_C \quad (1.7)$$

et

$$k_m = \frac{\omega_m}{v_g} \quad (1.8)$$

Le symbole " $\tilde{\cdot}$ " dénote une quantité dans le domaine fréquentiel. L'équation (1.6) peut être réécrite de la sorte :

$$E(z, t) = \Re \left\{ e^{-j\omega_0(t-z/v_g)} \sum_m \tilde{E}_m e^{-j(m\Delta\omega(t-z/v_g)+\phi_m)} \right\} \quad (1.9)$$

avec pour enveloppe complexe lentement variable,

$$A\left(t - \frac{z}{v_g}\right) = \sum_m \tilde{E}_m e^{-j(m\Delta\omega(t-z/v_g)+\phi_m)} \quad (1.10)$$

où $e^{-j\omega_0(t-z/v_g)}$ est l'onde porteuse (oscillations rapides). L'enveloppe du train d'impulsions est une fonction périodique de période T_C telle que :

$$T_C = \frac{2\pi}{\Delta\omega} = \frac{L_C}{v_g} \quad (1.11)$$

Supposons maintenant M modes d'égale amplitude $E_m = E_0$ et de même phase $\phi_m = 0$, l'enveloppe est donnée par :

$$A(z, t) = E_0 \sum_{m=-(M-1)/2}^{(M-1)/2} e^{-jm\Delta\omega(t-z/v_g)} \quad (1.12)$$

que nous pouvons exprimer ainsi,

$$A(z, t) = E_0 \frac{\sin\left[\frac{M\Delta\omega t}{2}\left(t - \frac{z}{v_g}\right)\right]}{\sin\left[\frac{\Delta\omega t}{2}\left(t - \frac{z}{v_g}\right)\right]} \quad (1.13)$$

La puissance P du laser est proportionnelle à $|A(z, t)|^2$.

À $z = 0$, nous obtenons,

$$P(t) = |E_0|^2 \frac{\sin^2\left[\frac{M\Delta\omega t}{2}\right]}{\sin^2\left[\frac{\Delta\omega t}{2}\right]} \quad (1.14)$$

D'après l'équation (1.14) nous pouvons tirer quelques informations sur les caractéristiques de ce train d'impulsion idéal illustré par la Fig. 1.4 :

- Le train d'impulsions est périodique de période $T_C = 1/f_C$;
- La largeur FWHM des impulsions, notée T_0 , sera donnée par :

$$T_0 = \frac{2\pi}{M\Delta\omega} = \frac{1}{Mf_C} \quad (1.15)$$

- Le pic d'intensité vaudra $M^2 |E_0|^2$;
- La puissance moyenne définie par l'expression : $\frac{1}{T_C} \int_{-T_C/2}^{T_C/2} P(t) dt$, vaudra $M |E_0|^2$.

Nous pouvons remarquer que le pic d'intensité se détache de la puissance moyenne d'un facteur M . Les résultats énumérés précédemment stipulent la même différence de phase entre modes longitudinaux adjacents. Dans le cas contraire où la phase ϕ_m est aléatoire, nous n'obtiendrons pas de train d'impulsions (Fig. 1.5), ainsi :

- La puissance fluctuera de manière aléatoire autour d'une valeur moyenne = $M |E_0|^2$;
- Les fluctuations resteront tout de même périodiques et de périodicité $T_C = 1/f_C$.

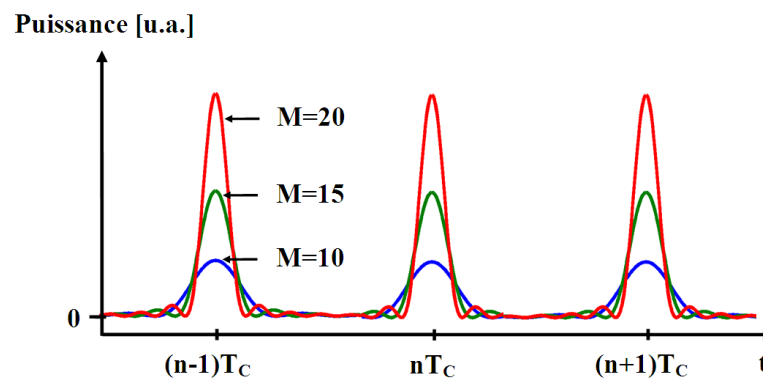


FIG. 1.4 – Sortie d'un laser à blocage de modes avec relation de phase constante entre modes adjacents, i.e., $\phi_m = 0$. Plus le nombre M de modes longitudinaux bloqués est grand et plus l'impulsion est étroite et de forte amplitude.

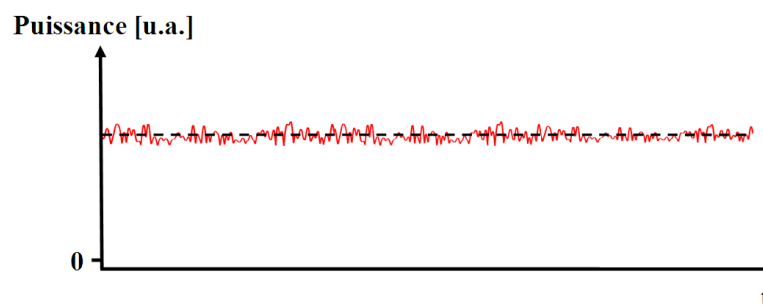


FIG. 1.5 – Sortie d'un laser à modes non-bloqués avec une relation de phase aléatoire entre modes adjacents. On obtient un laser multimode (laser CW).

1.4 Techniques de blocage de modes

Il existe deux grandes classes de lasers à blocage de modes : la classe active et la classe passive. La distinction entre les deux est relativement simple. Un laser à blocage de modes passif est capable de rentrer en blocage de modes par l'exploitation de l'effet optique d'un matériau intra-cavité sans aucune intervention extérieure variable dans le temps. En revanche, le laser à blocage de modes actif ne peut fonctionner que par l'injection dans la cavité d'un signal externe modulé, ce dernier pouvant être optique ou électrique.

1.4.1 Blocage de modes actif

Il existe deux manières de réaliser un laser à blocage de modes actif, soit par modulation d'amplitude (AM), soit par modulation de la phase (FM) du signal optique circulant dans la cavité. Le blocage de modes actif par modulation de l'amplitude communément connu sous le nom "blocage de modes AM" est de toutes les techniques la plus simple à comprendre dans le domaine temporel. Il est réalisé en plaçant un modulateur AM dans la cavité dont la fréquence de modulation correspondra à une harmonique de la fréquence fondamentale f_C de la cavité (Fig. 1.6). Le modulateur AM introduira des pertes périodiques dans le temps. En conséquence le champ électromagnétique circulant dans la cavité sera favorisé à des localisations temporelles fixes pour donner naissance à un train d'impulsions.

À la différence du blocage de modes AM où le modulateur d'amplitude induit un changement purement réel du signal optique, le blocage de modes FM emploie un modulateur de phase produisant une modification de la phase (purement imaginaire) du signal optique à chaque tour de cavité. Les performances d'un laser à blocage de mode FM sont sensiblement identiques à celles du laser à blocage de modes AM à la seule différence qu'en blocage de modes FM l'impulsion acquiert un chirp fréquentiel [19].

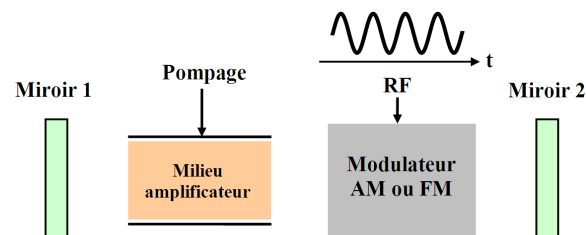


FIG. 1.6 – Une configuration simple de laser Fabry-Pérot à blocage de modes actif. Les miroirs 1 et 2 présentent de hautes réflectivités. Le modulateur employé peut être un modulateur d'amplitude (AM) ou de fréquence (FM).

Parmi les sources laser disponibles, celles qui exploitent la technique de blocage de modes actif semblent être les plus prometteuses en raison de leur capacité à produire des impulsions picosecondes accordables en longueur d'onde, stables dans le temps, limitées par la diffraction, à un taux de répétition variable et contrôlable, d'une puissance de

sortie relativement élevée (puissance pic de l'ordre du milliwatt dans les télécommunications) et de faible bruit d'amplitude et gigue temporelle. Cette technique consistant à moduler directement le champ optique à chaque tour de cavité a été intensément exploitée pour la démonstration de lasers à 1550 nm incorporant une fibre optique dopée à l'erbium (EDFA) comme milieu amplificateur et, le plus souvent, un modulateur électro-optique à niobate de lithium. Grâce à son fort coefficient électro-optique et à sa compacité, le modulateur introduit des pertes périodiques dans la cavité de telle sorte qu'un régime impulsionnel prenne naissance [20]. Bien que des résultats très prometteurs aient été obtenus, plusieurs facteurs en limitent de plus amples applications. Plus spécifiquement, de longues cavités fibrées sont requises pour fournir un gain suffisant, ce qui génère des pertes de synchronisme du laser, et engendre des instabilités à la sortie du laser dues à des perturbations environnementales mineures telles que des variations de la température ou des vibrations acoustiques. Pour ces raisons, des techniques de stabilisation actives ont été développées pour ajuster et contrôler la longueur effective de la cavité ou la fréquence de modulation. Ces modifications augmentent significativement la complexité du dispositif initial [21].

Des alternatives ont été proposées pour résoudre ce problème, comme l'utilisation d'un schéma de laser Fabry-Pérot auto-alimenté à gain commuté, qui s'apparente à un filtre Fabry-Pérot accordable [22], ou bien la combinaison de filtres de Bragg [23]. Quoi qu'il en soit, le modulateur électro-optique, très dépendant de la polarisation du signal optique entrant, représente un handicap certain. Il est donc souvent nécessaire de construire la cavité avec des composants à maintien de polarisation [24], afin d'éviter de lourdes pertes. De plus, la bande passante limitée des modulateurs commerciaux, ainsi que l'ajout d'une commande électronique, représentent un sérieux inconvénient à l'emploi de cette technique à de très haut débits.

L'intronisation de l'amplificateur optique à semiconducteurs (SOA) comme milieu amplificateur a amélioré les potentialités du laser, du fait que les SOA modernes sont peu sensibles à la polarisation. Ce composant compact peut aisément fournir le gain nécessaire pour surmonter les pertes de la cavité. On peut le trouver combiné à un modulateur électro-optique [25] ou à électro-absorption [26] ou tout simplement fournissant un gain modulé par modulation électrique directe [27]. Plus récemment, un laser fibré basé sur la modulation croisée du gain (XGM) dans un SOA a démontré sa capacité à générer des impulsions courtes à haut débit ($> 10\text{ Gb/s}$) sur une large bande spectrale [28], [29].

1.4.2 Blocage de modes passif

Dans le blocage de modes passif ayant recours à un absorbant saturable, le champ optique subit des pertes en fonction de son intensité. D'une certaine manière le signal se "fenêtre" de par lui même. Étant donné qu'aucune structure synchrone n'est nécessaire pour produire un blocage de modes, ce laser est bien de type passif. L'effet d'absorption saturable en fonction de l'intensité d'une enveloppe lentement variable est donné par l'équation (1.16). Cette équation s'écrit d'une manière similaire à l'équation (1.5) décrivant la saturation du gain, à l'exception du temps de réponse de l'absorbant considéré

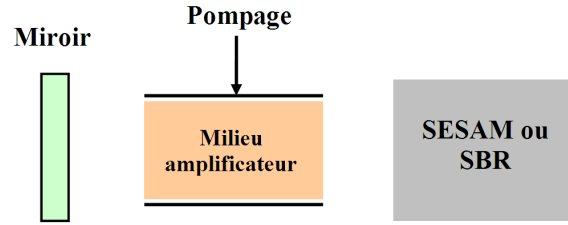


FIG. 1.7 – Une configuration simple de laser Fabry-Pérot à blocage de modes passif. Le miroir présente de hautes réflectivités. Le rôle de l’absorbant saturable est joué par le SESAM (Semiconductor Saturable Absorbant Mirror) ou le SBR (Saturable Bragg Reflector).

comme quasi-instantané. On l’écrit :

$$\alpha_s(A(z, \tau)) = \frac{\delta_{AS}}{1 + \frac{|A(z, \tau)|^2}{P_{sat}}} \quad (1.16)$$

avec δ_{AS} représentant les pertes d’insertion en l’absence de signal (maximales), et P_{sat} la puissance au-delà de laquelle l’absorbant se sature et devient transparent. Les composants et les phénomènes physiques jouant communément le rôle d’absorbant saturable sont les réflecteurs de Bragg saturables (SBR), les miroirs semiconducteurs à absorbant saturable (SESAM) [30], les miroirs optiques bouclés non-linéaires (NOLM), la rotation non-linéaire de la polarisation (NLPR) dans une section de fibre en conjonction avec un séparateur de faisceaux [31], ainsi que les colorants possédant des propriétés d’absorbant saturable.

Comparé au blocage de modes actif, le blocage de modes basé sur l’emploi d’un absorbant saturable permet de générer des impulsions plus courtes de l’ordre de la femtoseconde. En effet, l’absorbant saturable se sature sur une échelle de temps de l’ordre de la femtoseconde et se régénère sur des durées de l’ordre de la picoseconde. Ainsi, il est commun d’observer des lasers à blocage de modes passif générant des impulsions de largeur $\approx 200 fs$ à un taux de répétition de $\approx 10 GHz$. Comme l’indique [32], les SESAM ont pu être employés à la conception d’un laser solide à blocage de modes harmonique produisant des impulsions à un débit de $10 Gb/s$.

Malgré cet avantage de taille, les lasers à blocage de modes à absorbant saturable présentent deux désavantages majeurs : l’absence de synchronisation des impulsions et la dépendance du mécanisme à la puissance intra-cavité. Pour synchroniser un tel laser, une boucle à verrouillage de phase (PLL) est souvent employée pour générer un signal d’erreur qui commandera un composant piézo-électrique ajustant la longueur de la cavité. D’autres techniques sont aussi employées pour la synchronisation [33]. En raison de la dépendance de l’absorbant saturable sur l’énergie intra-cavité, celui-ci va opérer d’une manière optimale sur une gamme précise de puissance crête d’impulsions. Il a été montré qu’une augmentation de la puissance peut contraindre une impulsion à se diviser en multiples impulsions [34], [35]. Cet effet résulte d’un effet combiné de la dispersion et des non-linéarités.

1.4.3 Autres techniques

La commutation-Q (Q-switching)

Cette technique fait partie intégrante du groupe des lasers à blocage de modes actif et passif. Le Q-switching est connu pour la formation d'impulsions à fort pic d'intensité. Cette technique permet la réalisation d'un laser en régime pulsé dont le pic des impulsions avoisine le kilowatt pour une puissance moyenne sortante de l'ordre du Watt (laser Nd:YAG notamment). En comparaison avec les autres techniques de blocage de modes, le Q-switching produit des impulsions à un taux de répétition moindre et d'une durée plus élevée. Il fut proposé pour la première fois en 1958 par Gordon Gould, et indépendamment découvert et démontré en 1962 par R.W. Hellwarth et F.J. McClung en utilisant une cellule Kerr jouant le rôle d'interrupteur dans un laser à rubis [33].

Le Q-switching se produit en insérant dans la cavité laser un atténuateur variable. La forte atténuation empêchera la cavité d'osciller, durant ce temps l'inversion de population dans le milieu amplificateur pourra atteindre une valeur très élevée. Lorsque l'inversion atteint une valeur suffisamment élevée, l'atténuation est subitement annulée (switching) pour rétablir l'oscillation laser dans la cavité qui générera une impulsion de très forte énergie. La forte énergie stockée dans le milieu amplificateur va forcer le laser à rentrer en oscillation d'autant plus vite, générant en sortie une impulsion "géante". En commutant le facteur Q de manière périodique un train d'impulsions fortement énergétiques peut être produit [36]. De nombreux composants peuvent jouer le rôle de l'atténuateur variable, comme un miroir rotatif, un modulateur électro-optique ou un absorbeur saturable.

On distingue deux types de Q-switching :

D'un côté le Q-switching actif pour lequel l'atténuateur (miroir tournant ou plus communément un modulateur acousto- ou électro-optique) est commandé de manière externe et synchrone. Le taux de répétition des impulsions pourra être contrôlé. De l'autre, il existe le Q-switching passif. L'atténuateur est un absorbant saturable dont la transmission augmente quand l'intensité de la lumière dépasse un seuil. Le matériau peut être un cristal d'ions dopés comme le Cr:YAG utilisé pour le Q-switching des lasers Nd:YAG. Le taux de répétition des impulsions ne peut être contrôlé qu'indirectement en ajustant le pompage du laser et la quantité d'absorbant saturable. Ce type de Q-switching présente fréquemment de la gigue temporelle et de la fluctuation d'amplitude. Néanmoins le Q-switching passif est couramment utilisé. Il est communément employé pour les applications nécessitant des lasers nanoseconde à forte intensité, pour la découpe, l'holographie, ou la détection à longue distance.

Gain switching

La technique de gain switching consiste à appliquer de courtes impulsions électriques ou un courant sinusoïdal à un laser semiconducteur afin d'amener brièvement la densité de porteurs au-delà d'une valeur seuil à chaque période de modulation. Le but est d'obtenir un effet laser sur une période suffisamment courte afin d'éviter des pics d'énergie secondaires issus d'oscillations de relaxation. La périodicité du signal électrique ne re-

quiert pas nécessairement de correspondre à une harmonique de la cavité, mais sans optimisation du procédé de blocage de modes la largeur des impulsions reste de l'ordre de la picoseconde. Le terme "gain switching" dérive du principe que le gain optique devient inexistant quand la densité de porteurs ou l'intensité de la pompe dans la région active est sous le seuil, et bascule vers une valeur positive quand la densité de porteurs ou l'intensité de pompage dépasse le seuil du laser.

Blocage de modes hybride

En appliquant un courant RF superposé à une polarisation continue (DC bias) à un laser monolithique présentant un milieu amplificateur et un absorbant saturable, nous combinons le blocage de modes passif au blocage de modes actif pour donner une technique connue sous le nom de blocage de modes hybride.

Blocage de modes auto-hybride

Cette technique fut présentée en 2000 par une équipe de recherche de l'université nationale de Taiwan [37]. La technique consiste à appliquer au milieu amplificateur d'une diode super-luminescente (SLD) une modulation de courant superposée à la tension de polarisation. À la différence du blocage de modes hybride la SLD ne comprend pas de région à absorbant saturable. Cependant, le courant RF est suffisamment fort pour amener le gain en dessous du point de transparence (zéro gain et zéro pertes) assimilée à une courte période d'absorption saturable. La technique de blocage de modes auto-hybride génère des impulsions à un taux de répétition double de la fréquence de modulation RF, signifiant que chaque impulsion traverse la cavité deux fois par cycle de modulation.

Au premier passage l'impulsion rencontre un pic de gain et subit l'effet de blocage de modes actif, la seconde fois elle rencontre la portion d'absorption saturable assimilée à du blocage de modes passif. Des impulsions de 12 *ps* de largeur furent obtenues comparé au fonctionnement de la même SLD en blocage de modes actif où des impulsions de 26 *ps* furent obtenues. Cependant, le produit des largeurs FWHM spectrales et temporelles ($\Delta f \Delta t$) de l'impulsion obtenue vaut 0,75, témoignant la présence non-négligeable de chirp.

Blocage de modes par collision d'impulsions

Dans cette technique, le laser comprend une région absorbante prise en "sandwich" entre deux régions de gain. Deux impulsions circulent dans la cavité à chaque instant, de plus la conception de la cavité les oblige à se rencontrer et se chevaucher dans la région à absorbant saturable. La collision des impulsions va générer des ondes stationnaires créant un réseau de gain sélectionnant les modes pairs ou impairs dépendant de la phase de l'onde stationnaire. Comparé au blocage de modes passif, les impulsions s'en retrouvent améliorées en raison de la collision dans l'absorbant saturable, ce qui conduit l'absorbant à saturer plus vite et au réseau de gain de se saturer à un faible niveau d'énergie sortante [38].

1.5 Progrès sur les lasers à blocage de modes à cavité fibrée

1.5.1 Historique

Bien que le premier laser fibré utilisant une fibre à large cœur dopée au Nd [39] fût expérimenté en 1961, le premier laser à blocage de modes fibré ne fût pas démontré avant 1983. Dans ce laser, une lampe flash jouait le rôle d'absorbant saturable, entraînant un blocage de modes passif du laser.

En 1984, Mollenauer et Stolen furent capables de générer des impulsions de 210 fs [40] en implémentant une cavité fibrée auxiliaire à un laser à blocage de modes. Ce laser plus communément appelé "soliton laser" utilisait l'auto-modulation de phase dans les fibres optiques afin d'affecter l'impulsion traversant la fibre d'une phase dépendante de l'intensité. Ainsi, l'impulsion chirpée ré-entrant dans la cavité interférait avec sa propre réplique non-chirpée. Un ajustement de la longueur de cavité permettait d'obtenir une interférence constructive au niveau du maximum d'intensité et une interférence destructive sur les parties latérales des impulsions.

À cet instant, l'étude théorique de ce type de laser stipulait qu'une dispersion anormale dans les fibres représentait la condition sine qua non à l'obtention d'impulsions de type soliton. Plus tard, les investigations de Blow et Wood révélèrent que la dispersion anormale n'était pas nécessairement requise [41]. Finalement une recherche plus approfondie fut développée [42], [43] et l'on qualifia ce nouveau type de blocage de modes de "blocage de modes par impulsion additionnelle" (Additive Pulse Mode locking : APM) en raison de l'interférence des champs au niveau de la lame séparatrice source de pertes rapides en intensité, similaire aux effets d'un absorbant saturable. Tout comme le blocage de modes avec absorbant saturable, le laser APM produit des impulsions de type sécante hyperbolique (sech).

En 1986, Haus et Silberberg essayèrent d'incorporer les effets de dispersion et de non-linéarité dans le modèle analytique d'un laser à blocage de modes AM en régime de dispersion anormale [44]. Leurs travaux démontrèrent que la forme de l'impulsion n'était déterminée que par les éléments de la cavité ; l'effet du modulateur fut négligé. Bien que développé pour des lasers à blocage de modes AM, ces résultats s'appliquent tout aussi bien aux lasers à blocage de modes FM.

Le premier laser à blocage de modes FM fut établi par Geister et Ulrich en 1988 [45]. Au cours de la même année, Phillips, Fergusson et Hanna démontrèrent aussi un laser fibré à blocage de modes FM [46].

En 1989, Kafka, Baer et Hall bâtirent le premier laser fibré à blocage de modes AM utilisant une cavité en anneau [47]. Durant la même année, de nouveaux lasers exploitant de nouvelles conceptions de cavité furent développés. En 1990, Duling présenta le premier laser en forme de huit (figure-eight laser) se reposant sur l'APM et un interféromètre de Sagnac auxiliaire afin d'obtenir un blocage de modes [48], [49], [50]. Dans ce laser, un coupleur fibré partage une impulsion en deux répliques identiques se propageant en des directions opposées dans la boucle de Sagnac, pour finir par interférer dans le coupleur avant de re-pénétrer dans la cavité unidirectionnelle.

Au début des années 90 sont apparus les lasers fibrés à blocage de modes AM com-

prenant une fibre dopée à l'erbium comme milieu amplificateur (EDFA) et produisant des impulsions picosecondes limitées par la diffraction à des débits de l'ordre de plusieurs Gb/s [51], [52], [53]. Le couplage de l'EDFA avec un modulateur optique, le plus souvent au $LiNbO_3$ en raison de sa large bande passante, assure une modulation large bande des pertes intra-cavité dans le temps. L'EDFA a révolutionné les systèmes WDM grâce à ses avantages multiples. En effet, l'EDFA peut fournir un gain élevé ($\approx 30 dB$), sur une large bande spectrale ($\approx 30 nm$) et de manière quasi-uniforme. De plus, la dynamique lente de ses porteurs ($\approx 10 ms$) permet d'amplifier des impulsions picosecondes en altérant quasiment pas leur forme. Les lasers fibrés employant un EDFA sont abondamment utilisés et toujours étudiés [54], [55], ils sont réputés notamment pour générer des impulsions soliton d'une largeur FWHM comprise entre 2 et 4 ps à un débit de 10 Gb/s par interaction des effets de dispersion de la vitesse de groupe et d'auto-modulation de la phase dans la cavité laser [56]. Cependant, l'insertion d'un modulateur dans la cavité pénalise lourdement le fonctionnement de ce type de laser. En effet, les pertes d'insertion ($\geq 5 dB$) et la forte sensibilité du modulateur à la polarisation nécessitent le plus souvent d'équiper la cavité de fibres à maintien de polarisation [57], [58] ou bien de bâtir des circuits complexes de stabilisation à contre-réaction [59], ou d'incorporer des filtres Fabry-Pérot de finesse élevée [60].

En 1991, Hofer *et al.* proposèrent un modèle ingénieux de blocage de modes APM en utilisant une impulsion polarisée elliptiquement dans une fibre standard monomode [31]. Dans ce laser, une impulsion de polarisation linéaire est convertie en une impulsion de polarisation elliptique au travers d'une structure à rotation de polarisation. Les deux composantes de polarisation vont se propager sous les effets conjugués de l'auto-modulation de phase (SPM) et de la modulation de phase croisée (XPM) dans la cavité fibrée. L'impulsion va ensuite traverser un polariseur, engendrant de lourdes pertes sur les parties latérales de son enveloppe et des pertes minimales en son maximum d'intensité. Bien que ce laser s'apparente à un laser APM, il sera nommé laser bloqué à rotation non-linéaire de la polarisation (NLPR), en référence aux effets ayant lieu sur la polarisation dans la fibre.

En 1992, Tamura, Haus et Ippen développèrent le premier laser unidirectionnel fibré utilisant le mécanisme de NLPR. À la différence du laser à APM de Mollenauer et Stollen, ces lasers ne nécessitent pas de boucle de contre-réaction pour être stabilisés, les deux impulsions parcourant le même chemin optique dans la cavité. De plus ce laser repose sur la propriété quasi-instantanée des non-linéarités de la fibre optique, permettant la génération d'impulsions femtosecondes.

En 1993, Tamura, Ippen et Haus réalisèrent le premier laser fibré à impulsion étirée (stretched pulse). Cette appellation vient de la propriété de l'impulsion à être temporairement étirée et compressée à deux reprises durant un tour de cavité. Cette cavité comprend une portion de fibre à dispersion normale dans une cavité à dispersion anormale. Le profil d'impulsion ainsi obtenu s'avère gaussien.

Ce n'est que vers 1999 que les inconvénients liés à la polarisation du laser fibré à blocage de modes AM à base d'EDFA ont pu être éliminés suite à l'apparition d'un nouveau concept de cavité fibrée employant un SOA. Cette technique très prometteuse est basée sur le SOA fournissant à la fois le gain et la modulation des pertes dans la cavité.

En effet, l'emploi du SOA dans un laser fibré s'est avéré novateur à partir du moment où l'on a exploité l'avantage de la dynamique rapide de ses porteurs par modulation croisée du gain (XGM) via un signal optique externe à la cavité. Le recours à la XGM dans le SOA a permis de supprimer le modulateur de la cavité et par la même occasion de s'affranchir des fibres à maintien de polarisation, en raison de la faible dépendance du SOA à la polarisation ($\approx 1\text{ dB}$) et de l'absence du modulateur. Cette dernière configuration est intéressante de par sa stabilité aux perturbations environnementales et sa simplicité conceptuelle.

Cette configuration fut expérimentée pour la première fois à 10 GHz [61] pour être ensuite appliquée à 40 GHz sur une seule longueur d'onde par blocage de modes rationnel harmonique [62] et à 30 GHz sur plusieurs longueurs d'ondes [28]. L'utilisation d'un seul SOA assurant simultanément deux fonctionnalités dans la cavité a apporté de sérieux avantages sur les performances du laser fibré à blocage de modes AM par rapport aux techniques moins récentes utilisant un EDFA. En effet, la déplétion rapide des porteurs du SOA, la large accordabilité en longueur d'onde [28] et la génération d'impulsions picosecondes due à l'interaction non-linéaire de signaux optiques dans le SOA [63] rendent cette technique fort attrayante. C'est l'ensemble de ces avantages qui nous ont poussés à débiter nos recherches sur un laser de cette configuration.

L'unique étude théorique d'une telle configuration a été proposée par Zoiros en 2005. Elle prenait en compte l'auto-modulation de phase du SOA, la dispersion chromatique de la fibre, les pertes et l'effet du filtre optique. En établissant la "master équation" de blocage de modes du laser, Zoiros a proposé que la solution devrait avoir la forme d'une impulsion de type soliton chirpée négativement quel que soit le signe de la dispersion intra-cavité. Ces aspects seront examinés très attentivement par la suite dans ce manuscrit.

Durant la même période à peine une décennie après les travaux de Haus et Silberberg sur le blocage de modes AM en présence de non-linéarité et de dispersion, Kärtner *et al.* tentèrent d'introduire analytiquement non seulement les effets de dispersion et de non-linéarité dans un laser à blocage de modes AM, mais aussi l'effet de modulation. Cette analyse repose sur la théorie de la perturbation soliton, mathématiquement viable en régime de dispersion anormale [44].

En 2004, les résultats surprenants de Idlay *et al.*, guidés par des simulations numériques, avancèrent un nouveau type de laser fibré : le laser similariton. L'appellation similariton (venant de similaire) fut introduite par ses créateurs (Idlay *et al.*). Elle définit une impulsion dont la propagation dans la cavité maintiendra la forme de sa phase et de son enveloppe, cependant la largeur et l'amplitude seront modifiées [64]. En d'autres termes, l'impulsion présente en un point de la cavité sera la reproduction à une échelle différente de cette même impulsion en un autre emplacement [65].

1.5.2 Taux de répétition

En 1998, Collings, Bergman et Knox ont démontré un laser fibré erbium/ytterbium utilisant un réflecteur de Bragg absorbant (SBR) ayant une fréquence fondamentale de répétition de 235 MHz . En augmentant la puissance de pompe, le laser rentrait en

blocage de modes harmonique : le nombre d'impulsions circulant dans la cavité pouvait augmenter de un à onze, augmentant par la même occasion le taux de répétition du laser jusqu'à $2,6\text{ GHz}$ [66].

Bien que d'autres lasers aient obtenu des taux de répétition similaires, ils utilisaient des lasers à plus longue cavité, soit un nombre plus élevé d'harmoniques. Par exemple, Gray *et al.* ont réussi en 1995 à obtenir un train d'impulsions à un taux de répétition de 526 MHz en augmentant la puissance de pompe dans un laser à blocage de modes NLPR erbium/ytterbium opérant à un régime de 50 harmoniques [67]. Deux ans plus tard, Grudin et Gray utilisèrent un SESAM afin d'augmenter le taux de répétition au-delà de 2 GHz . Ce laser opérait sur l'harmonique 369 [68].

Il y a cependant des inconvénients inhérents à cette technique employant un ordre élevé d'harmonique. Gigue temporelle et fluctuations d'amplitude peuvent engendrer des interactions destructrices, provoquant une détérioration du signal et représentant une pénalité notoire en télécommunication. En effet, une cavité de faible longueur immunise la cavité optique de ce type d'inconvénients. Dans le cadre des cavités lasers courtes, la configuration présentée par Collings, Bergman et Knox [66] reste la plus compacte à ce jour et à notre connaissance.

Parmi les mécanismes de blocage de modes énoncés dans ce chapitre, ceux qui se reposent sur les non-linéarités de la fibre (APM et NLPR) nécessitent des effets non-linéaires importants, soit une fibre suffisamment longue afin d'accroître les effets non-linéaires. Cependant, des impulsions de forte intensité ont tendance à souffrir d'instabilité en raison des non-linéarités Kerr pouvant produire des cassures d'impulsion (wave breaking) [34]. De plus, les lasers conventionnels utilisant APM et NLPR requièrent des lames d'onde (waveplates) et cavités auxiliaires, posant un inconvénient additionnel sur la taille de ces cavités.

En effet, en retirant la fibre de la cavité, Krainer *et al.* ont réussi à produire un laser Nd:YVO₄ à blocage de modes passif à une fréquence de répétition dépassant les 10 GHz , allant même jusqu'à 160 GHz [32], [69]. Ces lasers peuvent produire des impulsions de 12 ps de largeur, d'une puissance moyenne avoisinant 500 mW .

Les lasers à blocage de modes actif sont en général plus aptes à produire des trains d'impulsions à haute fréquence de répétition. Cependant, ceci n'est réalisable qu'à une harmonique d'ordre élevé.

En 1994 Longhi *et al.* réalisèrent un laser à blocage de modes FM à $2,5\text{ GHz}$ produisant des impulsions de $9,6\text{ ps}$ de largeur [70].

En ayant recours à un blocage de modes rationnel harmonique [71], Yoshida et Nakazawa atteignirent un des taux de répétition les plus élevés, en réalisant un blocage de modes FM employant un EDFA comme milieu amplificateur. Un taux de répétition compris entre 80 et 200 GHz fut obtenu [72]. Le blocage de modes rationnel harmonique est obtenu en commandant le modulateur à une fréquence légèrement supérieure à une harmonique de la fréquence fondamentale de la cavité. Ceci permet d'augmenter considérablement le nombre d'impulsions circulant dans la cavité, soit le taux de répétition du laser. Cependant, cette méthode peut souffrir de non-uniformité du train d'impulsions et de gigue temporelle [73].

Vers la fin des années 1990, Abedin *et al.* ont démontré dans une série de publications,

sur le blocage de modes à une harmonique d'ordre élevé, un train d'impulsions de 800 fs de largeur, à un débit de 154 Gb/s [74], [75], [76], [77].

Notons qu'en blocage de modes FM à harmonique élevé, le modulateur FM est lourdement sollicité de façon à produire de nombreuses bandes latérales d'ordre supérieur. La cavité laser se doit de posséder un filtre Fabry-Pérot de finesse élevée ayant une périodicité spectrale égale à une harmonique de la fréquence de modulation. En filtrant une partie des composantes spectrales, le filtre en conjonction avec le modulateur FM multiplie le taux de répétition du laser. Yu *et al.* employèrent un modulateur FM en conjonction avec les non-linéarités de la fibre optique afin de produire des impulsions de 500 fs à un taux de répétition de 1 GHz [78]. D'autres groupes ont démontré un blocage de modes FM à 40 GHz avec des largeurs d'impulsions de 1,4 ps [79] et 850 fs [80].

Naturellement, des taux de répétition aussi élevés peuvent être accomplis par des lasers à blocage de modes AM. Déjà en 1992, des impulsions de 30 ps ont été produites par un laser fibré à blocage de modes AM opérant à 14 GHz [81]. Dans la même année, des impulsions de 5 ps furent produites avec un autre laser fibré à un débit de 20 Gb/s [57].

En 1996, un laser fibré incorporant un modulateur d'amplitude Mach-Zehnder commandé à 10 GHz produisit des impulsions soliton de 1,3 ps [82], [83]. D'autres groupes ont démontré des lasers fibrés à blocage de modes AM allant à des débits de 40 Gb/s avec des impulsions larges de 1,5 ps [84]. Les lasers à blocage de modes rationnel harmonique AM ont eux aussi opéré à des taux de répétition élevés atteignant 80 GHz [73].

Concernant la configuration du laser à blocage de modes AM sur laquelle seront basées nos recherches, il a déjà été montré que des impulsions gaussiennes d'une largeur de 2,5 ps et de 9 mW d'amplitude à un débit de 40 Gb/s , par blocage de modes harmonique, ont été obtenues par Shares *et al.* en 2004 [85]. De plus, la gigue temporelle mesurée est inférieure à 130 fs , permettant largement le multiplexage temporel de ce laser à un débit de 160 Gb/s pour lequel la gigue maximale ne doit pas excéder 500 fs [86].

Par blocage de modes rationnel harmonique, des débits très élevés (de 30 à 50 Gb/s) ont pu aussi être atteints à partir de la modulation du gain du SOA par un laser DFB modulé directement à 5 GHz [28], [29]. Le blocage de modes rationnel harmonique est intéressant car il peut permettre d'obtenir un signal laser d'une périodicité de $\approx 25 ps$ (soit $\approx 40 GHz$) avec un SOA dont la durée de vie des porteurs avoisine 400 ps . Il est tout de même plus difficile d'obtenir des impulsions d'égale amplitude par blocage de modes rationnel harmonique. Cependant, les avancées technologiques dans le domaine des SOA nous permettent de trouver de nos jours dans le commerce des SOA à puits quantiques dont la durée de vie des porteurs avoisine 16 ps , permettant d'obtenir des impulsions à un débit de 40 Gb/s par blocage de modes harmonique.

De toutes les configurations présentées, il est intéressant de noter que cette dernière est une des plus attirantes de par sa facilité de conception, sa possibilité d'atteindre un taux de répétition élevé, sa stabilité en termes de gigue et sa large plage d'accordabilité (bande passante du SOA $\approx 40 nm$).

1.6 Applications des lasers pulsés

Nous allons montrer au travers de cette section que le laser impulsionnel est énormément convoité en télécommunication optique mais aussi dans l'industrie et le médical. Voici quelques domaines d'application où le laser impulsionnel a trouvé une utilité toute particulière.

Multiplexage à répartition dans le temps

Une méthode explicitement désignée pour pallier l'escalade vers les hauts débits et compenser la limitation imposée par l'électronique est le multiplexage par répartition dans le temps, plus connu sous le nom : optical time division multiplexing (OTDM) [87]. Le principe revient à combiner plusieurs sources laser impulsionnelles à faible taux de répétition en un signal composite à taux de répétition élevé qui sera transmis. À la réception, ce signal sera ensuite démultiplexé en ses constituants bas débit initiaux afin de pouvoir être interprété par des équipements plus aptes à réceptionner des données bas débit.

Récupération d'horloge tout-optique

Dans un réseau optique, les impulsions lumineuses en début de transmission sont régulièrement espacées dans le temps. Mais suite à leur transmission sur des centaines voire des milliers de kilomètres, les effets dispersifs et non-linéaires de la fibre peuvent leur faire perdre leur synchronisation initiale. Cela peut s'avérer problématique lors de la phase de détection au moment où les données devront être interprétées, car il faudra décider si nous avons reçu un " 1 " ou bien un " 0 ". C'est ici qu'interviendra la récupération d'horloge, afin de pouvoir interpréter avec un maximum de fiabilité chaque bit reçu. Les systèmes de récupération d'horloge tout-optique tendent à se démocratiser et à prendre le dessus sur les systèmes de récupération d'horloge électronique [88] dont les avancées technologiques ont de plus en plus de mal à suivre les progrès en débit d'information. La récupération d'horloge tout-optique consiste à récupérer l'information d'horloge sans avoir à passer dans le domaine de l'électronique, ainsi l'on peut s'affranchir de toute contrainte électronique et bénéficier de plus de flexibilité quant au débit des informations traitées. Nous montrerons dans le chapitre 4, la faisabilité et l'efficacité de notre laser à blocage de modes fibré permettant de récupérer l'horloge d'un signal optique de manière tout-optique quel que soit son débit compris entre 10 et 12,5 Gb/s.

Échantillonnage optique

Face à l'augmentation perpétuelle du débit de données, il devient de plus en plus difficile de mesurer le profil temporel d'un signal optique. Le principe de l'échantillonnage optique consiste à combiner dans un matériau non-linéaire le signal haut débit à mesurer, d'une fréquence de répétition f_r , avec un flux d'impulsions courtes à une fréquence de répétition sensiblement plus faible $f_r - \Delta f$. L'effet non-linéaire optique résultant de la somme de fréquences pourra être exploité pour déterminer la forme de l'enveloppe

d'un signal optique Δf [89], [90]. Le signal généré oscille à une fréquence bien plus basse que la fréquence de répétition et peut être analysé par un système conventionnel de détection avec une résolution de l'ordre de la largeur de l'impulsion utilisée pour l'échantillonnage.

Une équipe de recherche de l'Université de Boulder dans le Colorado a combiné dans un cristal non-linéaire une onde optique de 971 MHz avec des impulsions produites par un laser à blocage de modes à un taux de répétition inférieur de 10 Hz par rapport à l'onde précédente [89]. Le signal résultant fut la reproduction de l'onde optique à une fréquence de répétition de 10 Hz avec une résolution de 20 à 30 ps .

Une expérience menée au Japon au laboratoire NTT a utilisé un train d'impulsions optiques de $0,55\text{ ps}$ issu de la compression d'impulsions de 3 ps issues d'un laser à blocage de modes fibré à EDFA, par une fibre à supercontinuum, pour produire un échantillonnage optique avec une résolution de $0,63\text{ ps}$ [91].

Génération d'impulsions électriques courtes

Dans les matériaux à semiconducteurs, les photons peuvent être absorbés et générer des paires électron-trou dans un délai de l'ordre de la femtoseconde. Ainsi de courtes impulsions optiques incidentes sur un matériau à semiconducteurs peuvent générer de courtes impulsions électriques pouvant trouver des applications dans les interrupteurs optoélectroniques, la corrélation électrique [92], et la génération d'ondes millimétriques [93] et micro-ondes [94].

Spectroscopie ultra-rapide

La spectroscopie ultra-rapide se réfère en général à une expérience pompe-sonde utilisant un laser pico ou femtoseconde afin d'obtenir des informations comme la constante temporelle de la dynamique de porteurs de matériaux semiconducteurs, très utile en télécommunication optique (Fig. 1.8).

Cette technique était traditionnellement appliquée aux composés en phase gazeuse. Depuis le développement de sources laser ultra-rapides, la possibilité de disposer de sources laser accordables en longueur d'onde et en largeur d'impulsion a permis d'étendre cette application aux systèmes condensés.

Réflectométrie optique dans le domaine temporel

La localisation de défauts dans les fibres optiques situés en un endroit peu accessible (au fond d'un océan par exemple) peut s'avérer une tâche difficile à résoudre. La technique de réflectométrie optique dans le domaine temporel (OTDR) consiste à envoyer une impulsion optique dans la fibre et à analyser le signal réfléchi [95]. En traçant la puissance réfléchie par rapport au temps, un profil des pertes de la fibre peut ainsi être reconstitué. Un pic pointu en réflexion traduit typiquement une cassure dans la fibre, alors qu'une rapide décroissance du signal peut représenter quelques fortes pertes pouvant être causées par une soudure défectueuse. La localisation du défaut pourra être localisé par la durée mise par l'impulsion à effectuer un aller-retour. Dans les systèmes

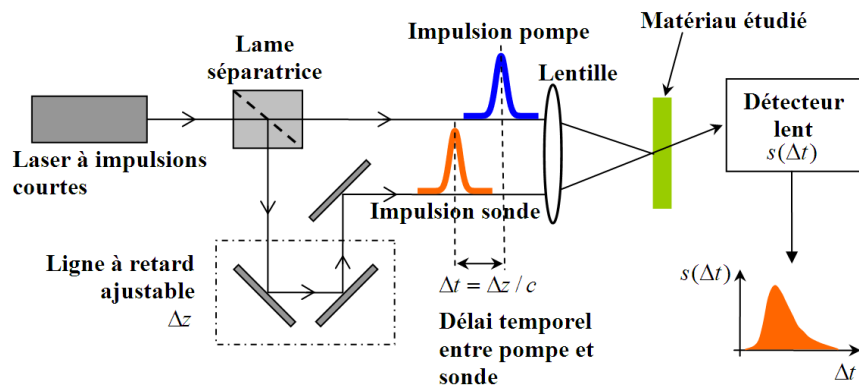


FIG. 1.8 – Spectroscopie ultra-rapide sous forme de montage pompe-sonde, pour extraire la constante temporelle de la dynamique des porteurs d'un matériau semiconducteur.

OTDR modernes, des lasers à semiconducteurs à gain commuté sont généralement utilisés, ils peuvent délivrer des impulsions d'une largeur d'environ 50 à 100 ps, suffisantes pour déceler un défaut comme une fissure de l'ordre du millimètre dans une structure en béton.

Autres applications

Dans l'industrie, les lasers ultra-rapides sont aussi employés pour les micro-machines et le marquage [96], [97]. Les impulsions pico et femtosecondes trouvent aussi des applications dans le micro-usinage [98], [99].

Les sources optiques pulsées trouvent aussi application dans le médical concernant les interventions chirurgicales requérant une précision suffisante pour des opérations de perçages de trous dans des zones sensibles telles que la région du cœur, de la moelle épinière, ou de l'œil [100].

Toujours dans le domaine médical, les ondes Terahertz à une longueur d'onde de $15 \mu\text{m}$ à 3mm sont utilisées pour des techniques d'imagerie par tomographie optique cohérente. Elles peuvent être créées à l'aide d'impulsions optiques ultra-rapides [101]. L'avantage de l'imagerie laser est d'être moins complexe et coûteuse que les techniques couramment utilisées telles que l'imagerie par résonance magnétique (IRM).

Pour finir ce tour d'horizon des applications, les impulsions optiques peuvent être utilisées comme des radars (de la même manière que l'on procède avec l'OTDR présentée ci-dessus). Plus particulièrement le Lidar (Light Detection And Ranging) permet d'évaluer la vitesse de déplacement d'une cible par calcul de l'évolution de la durée d'aller-retour d'une impulsion sur une cible en déplacement [102].

Chapitre 2

Physique des composants

Sommaire

2.1	Introduction du chapitre 2	30
2.2	Présentation du laser à cavité fibrée	31
2.2.1	Configuration	31
2.2.2	Principe d'opération	31
2.3	Modélisation du laser	35
2.4	La fibre optique	37
2.4.1	Introduction	37
2.4.2	Propagation dans les fibres optiques : Équation de Schrödinger non-linéaire (NLSE)	39
2.4.3	Simulation numérique de la NLSE	40
2.5	L'Amplificateur Optique à Semiconducteurs (SOA)	42
2.5.1	Structure	42
2.5.2	Propriétés du gain	42
2.5.3	Propagation dans le SOA	45
2.5.4	Simulation du SOA	47
2.5.5	Prise en compte de l'émission spontanée amplifiée (ESA)	52
2.6	Signal externe modulé	55
2.7	Pertes cavité	56
2.8	Filtrage	56
2.9	Algorithme de modélisation du laser	58
2.10	Conclusion du chapitre 2	59

2.1 Introduction du chapitre 2

Ce chapitre a pour but de présenter le mode de fonctionnement de notre laser ainsi que la technique numérique élaborée pour le modéliser. Il fait la liaison avec le chapitre 3 où seront exclusivement décrits et interprétés les résultats de modélisation.

Notre cavité laser est formée de la juxtaposition de composants passifs (fibre, filtre, coupleur, ligne à retard, contrôleur de polarisation) et d'un composant actif, le SOA. Ainsi, nous avons jugé judicieux de présenter individuellement les composants entrant dans la modélisation de notre laser.

Nous débuterons ce chapitre par l'explication du mode de fonctionnement du blocage de modes harmonique et rationnel harmonique de notre laser fibré à blocage de modes actif. C'est au travers d'une description fonctionnelle donnant une vision globale du mécanisme de génération d'impulsions dans notre laser que cette explication complètera la description empirique donnée dans la Section 1.3.2.

Ensuite, nous présenterons la méthode auto-évolutive ou "self-starting" que nous avons jugé intéressante d'employer pour modéliser le fonctionnement de notre laser.

Nous poursuivrons ce chapitre par la présentation individuelle des composants constitutifs de la cavité fibrée. Tout d'abord, une présentation théorique permettra d'établir l'équation ou le système d'équations caractérisant la propagation d'une impulsion picoseconde d'une puissance crête de quelques milliwatts au travers du composant. Pour les composants passifs, comme le filtre passe-bande ou le coupleur, une simple équation de transfert sera proposée en raison de la faible complexité d'interaction entre un signal optique et un tel composant. En revanche, pour modéliser la propagation dans la fibre et dans le SOA, le schéma complet de modélisation numérique que nous avons adopté sera décrit.

2.2 Présentation du laser à cavité fibrée

2.2.1 Configuration

Avant toute chose, il convient de présenter le laser à blocage de modes actif étudié. Notre laser fibré, illustré par la Fig. 2.1, présente une configuration en anneau. Le composant amplificateur utilisé est le SOA. Son rôle est double, étant à la fois un milieu amplificateur, mais aussi bloqueur de modes contrôlé par un signal optique externe modulé en intensité. Ce signal optique externe, ayant une périodicité prononcée mais non parfaite, provoque la déplétion et la régénération périodique du gain du SOA donnant naissance à l'effet de blocage de modes. Cette technique, déjà pratiquée à 10 GHz [103], 20 GHz [104], 40 GHz [105], ainsi qu'à 30 GHz simultanément sur plusieurs longueurs d'onde [28] offre divers avantages.

Tout d'abord, le SOA offre une amplification sur une large bande passante ($\approx 40 - 50\text{ nm}$). Ensuite, la dynamique rapide de ses porteurs permet une modulation plus rapide de leur densité. De plus, le SOA, en permanence lourdement saturé, fournit un gain ayant une sensibilité réduite à la polarisation. Un contrôleur de polarisation (PC) situé avant le SOA sera néanmoins utilisé pour ajuster une polarisation optimale dans la cavité (Fig. 2.1). L'ensemble de ces facteurs font du SOA un composant intéressant pour la génération d'impulsions accordables en longueur d'onde, de largeur de l'ordre de quelques picosecondes.

Le deuxième avantage réside dans la faible sensibilité à la polarisation de la cavité. En effet, le modulateur d'amplitude (AM) situé hors de la cavité, diminue fortement la sensibilité à la polarisation ainsi que les fortes pertes d'insertion inhérentes aux modulateurs d'amplitude au niobate de lithium (LiNbO_3). Ainsi, la fibre optique constituant la cavité ne nécessite pas d'être à maintien de polarisation.

2.2.2 Principe d'opération

Décrivons simplement dans cette section le principe de fonctionnement de ce laser à la configuration en anneau. Pour générer des impulsions par blocage de modes, il suffit de moduler le gain du SOA par un signal extérieur. Ce signal va fortement saturer le gain du SOA, dont le profil temporel va développer périodiquement une décroissance abrupte. De cette manière, une courte "fenêtre temporelle" pendant laquelle le gain net de la cavité laser demeure positif sera générée périodiquement. C'est durant ce laps de temps qu'une impulsion peut être générée par blocage de modes. Le train d'impulsions prendra alors naissance à l'instant où le gain du SOA équivaudra aux pertes totales de la cavité laser (gain=pertes). Quand l'impulsion transite au travers du SOA, le gain de ce dernier se retrouve à nouveau déplété en dessous de la ligne de pertes pour se régénérer à nouveau avant l'arrivée du prochain pic d'intensité du signal externe modulé.

Ce mécanisme de blocage de modes qui résulte d'un décalage temporel entre le train d'impulsions et le signal externe modulé est décrit dans la Fig. 2.2. Au même instant,

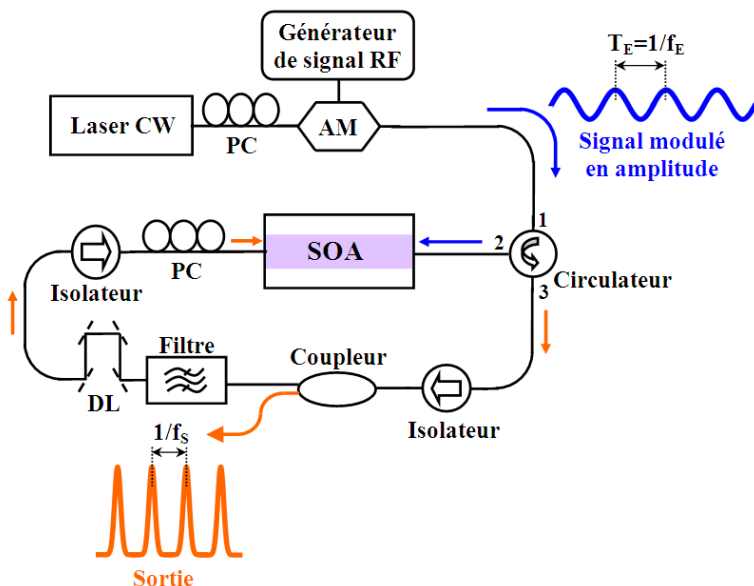


FIG. 2.1 – Schéma représentant le laser tout-optique à blocage de modes actif par modulation d'amplitude (AM). Le SOA joue à la fois le rôle d'amplificateur et de modulateur des pertes intra-cavité.

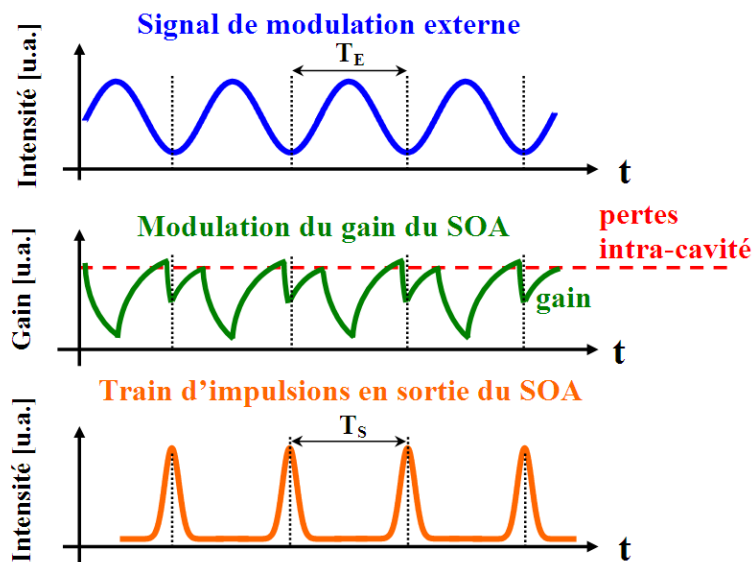


FIG. 2.2 – Principe du blocage de modes harmonique basé sur la modulation croisée du gain (XGM). La ligne horizontale en traits pointillés, superposée à la courbe de gain modulé du SOA, indique les pertes intra-cavité. Au-delà de cette ligne, le gain net de la cavité laser est positif permettant la formation d'un train d'impulsions à modes bloqués. Notons que T_E et T_S ne sont pas nécessairement toujours identiques.

la variation de la densité de porteurs dans le SOA, responsable de la dynamique du gain, cause un changement non-linéaire de l'indice de réfraction de la région active du SOA. Ainsi, le train d'impulsions générées subira inévitablement au cours de son passage une auto-modulation de sa phase (SPM), accompagnée de chirp fréquentiel et d'élargissement spectral. Nous apporterons un intérêt tout particulier au chirp dans le chapitre 3.

2.2.2.1 Blocage de modes harmonique

Lorsque l'on aborde le blocage de modes harmonique (Fig. 2.2), la fréquence de répétition du signal externe modulé f_E correspond à un multiple N de la fréquence fondamentale de la cavité f_C donnée par l'équation (1.3), ainsi :

$$f_E = N f_C \quad (2.1)$$

La fréquence f_S du train d'impulsions en sortie sera identique à f_E ,

$$f_S = f_E \quad (2.2)$$

L'ordre N du blocage de modes harmonique, dépendant de la fréquence f_E et de la longueur de la cavité, est de l'ordre de 1300 pour un blocage de modes harmonique à 10 Gb/s dans une cavité de 20 m de circonférence. L'ordre d'harmonique N détermine ainsi le nombre d'impulsions se propageant dans la cavité.

2.2.2.2 Blocage de modes rationnel harmonique

Une autre conséquence de l'emploi d'une cavité constituée d'un unique milieu actif modulé optiquement est sa capacité de produire des impulsions à une fréquence de répétition multiple du taux de répétition du signal externe. Dans ce cas nous parlerons de blocage de modes rationnel harmonique.

Il peut être pratiqué en ajustant la fréquence de répétition f_E du signal externe modulé tel que :

$$f_E = \left(N + \frac{1}{n_r}\right) f_C \quad (2.3)$$

N représente l'ordre du blocage de modes harmonique de la cavité fibrée en anneau et n_r un entier supérieur à 1. L'équation (2.3) peut s'écrire dans le domaine temporel sous la forme :

$$T_C = \left(N + \frac{1}{n_r}\right) T_E \quad (2.4)$$

où les périodes T_C et T_E valent respectivement $1/f_C$ et $1/f_E$.

Ainsi, pour une valeur de n_r fixée, la fréquence de répétition du train d'impulsions en sortie est un multiple du taux de répétition du signal externe (Fig. 2.3), ce qui donne :

$$f_S = n_r f_E \quad (2.5)$$

En d'autres termes, nous pouvons passer d'un régime de blocage de modes harmonique à rationnel harmonique en augmentant la fréquence du modulateur AM d'une

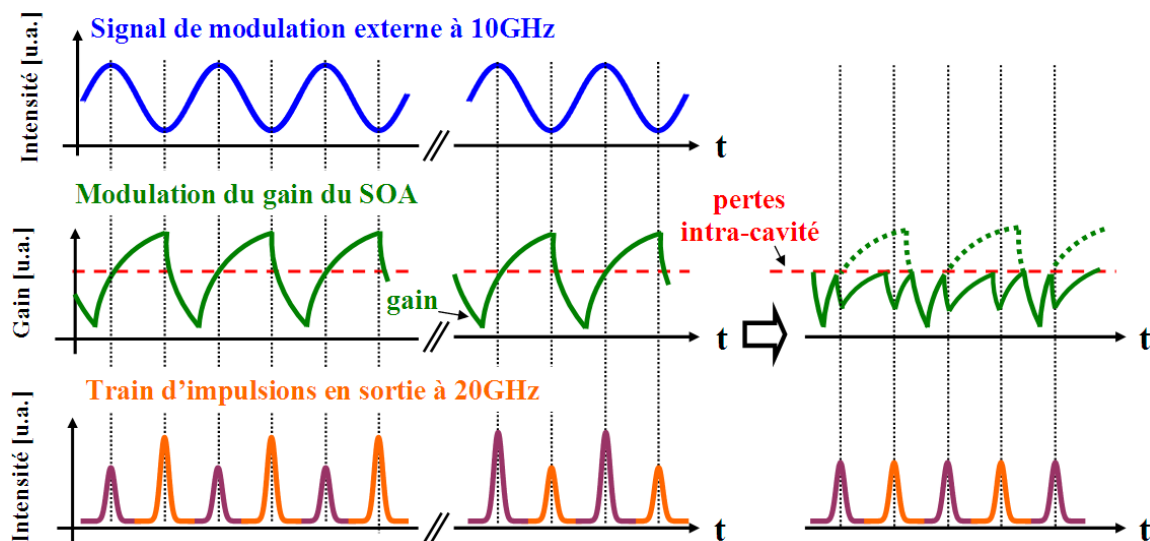


FIG. 2.3 – Principe du blocage de modes rationnel harmonique d'ordre 2 ($n_r = 2$). Ce fonctionnement est obtenu en modifiant la fréquence f_E de f_C/n_r par rapport à sa valeur ajustée pour obtenir le blocage de modes harmonique. Ainsi, nous obtenons un doublage du débit en sortie du laser.

quantité $\delta f_E = \frac{f_C}{n_r}$. Ainsi, le taux de répétition du train d'impulsions en sortie passera de f_E à $n_r f_E$.

Physiquement, quand le taux de répétition du signal externe est ajusté de telle sorte qu'il diffère d'une harmonique de la fréquence fondamentale d'une quantité f_C/n_r , le signal externe se trouvera désynchronisé dans le temps de T_E/n_r par rapport à la durée de parcours de la cavité T_C . Ceci aura pour effet de multiplier par un facteur n_r le nombre d'impulsions dans la cavité en comparaison avec le régime harmonique d'ordre N . Autrement dit, les impulsions intra-cavité ne sont pas amplifiées après chaque tour, mais après n_r tours.

Notons que l'on peut aussi obtenir un régime de blocage de modes rationnel harmonique d'ordre n_r à partir d'un régime de blocage de modes harmonique d'ordre N , par modification de la longueur de la cavité de $\pm \Delta L/n_r$, où ΔL désigne la distance séparant deux impulsions adjacentes circulant dans la cavité. Sachant que $\Delta L = L_C/N$, alors $\Delta L \approx 1,5 \text{ cm}$ dans une cavité de 20 m de circonférence.

Ainsi, le blocage de modes rationnel harmonique se révèle très pratique lorsque la durée de régénération des porteurs τ_c du SOA est largement supérieure à la périodicité $T_S = 1/f_S$ du train d'impulsions désiré en sortie, [28], [103], [104], [105]. Mais comme le montre la Fig. 2.3, l'inhomogénéité en puissance du train d'impulsions ainsi produites demeure l'inconvénient majeur de cette méthode.

2.3 Modélisation du laser

La modélisation du blocage de modes actif a fait l'objet de nombreuses études. On distingue deux façons d'étudier le problème. La première méthode, dite théorique, consiste à résoudre la "Master Equation" du laser. La deuxième méthode, dite numérique, consiste à observer par une modélisation itérative l'évolution d'un signal initial vers une solution stationnaire.

La "Master Equation" est l'équation regroupant l'ensemble des effets mis en jeu dans le laser. Cette équation résulte du regroupement des fonctions de transfert de chaque phénomène physique jugé essentiel au fonctionnement du laser. Cette méthode, très utilisée par les théoriciens, n'admet cependant pas toujours de solution analytique, car les non-linéarités du laser représentent très souvent un handicap à l'élaboration d'une solution mathématique [16], [64], [106].

Notre laser fibré est constitué d'un SOA, i.e., d'un composant fortement non-linéaire. Comme nous allons le présenter par la suite, la non-linéarité apportée par le SOA a tendance à distordre les impulsions, c'est-à-dire à les rendre dissymétriques. Que ces non-linéarités soient plus ou moins fortes, nous avons fort à penser que la solution exacte d'un tel laser en régime stationnaire ne correspond pas à une forme mathématique connue. C'est la raison pour laquelle nous avons préféré éviter de se lancer en premier lieu dans la résolution de la "Master Equation" d'un tel laser.

Nous avons préféré opter pour la méthode numérique. L'avantage de cette méthode vient de sa souplesse. Elle consiste à modéliser la circulation d'un signal optique dans la cavité fibrée en modélisant successivement et séparément la propagation d'un signal dans chacun des composants de la cavité. Cette approche, bien connue, nous laisse une liberté totale dans le choix de la méthode numérique à employer pour modéliser chacun des composants (temporelle, fréquentielle, ou les deux). De plus, elle nécessite un ajustement des constantes paramétrant le système sans quoi le laser n'atteindra pas forcément un régime stationnaire. Notons que dans le cas où un état stationnaire est atteint, il se peut très bien que l'enveloppe de l'impulsion ne soit pas mathématiquement identifiable.

La modélisation numérique débute par l'élaboration d'un schéma bloc regroupant les composants à modéliser. Le schéma bloc de notre modélisation, donné par la Fig. 2.4, est une synthèse de la configuration expérimentale de notre laser présentée par la Fig. 2.2. Le modèle développé décrit une configuration unidirectionnelle de cavité laser en anneau dans laquelle nous considérerons :

1. La saturation du gain dans le SOA produite par le signal modulé contra-propagatif externe et le signal à blocage de modes circulant dans la cavité. Ainsi, les effets de modulation croisée du gain (XGM) et d'auto-modulation de phase (SPM) seront pris en compte.
2. La limitation en bande passante par filtrage optique.

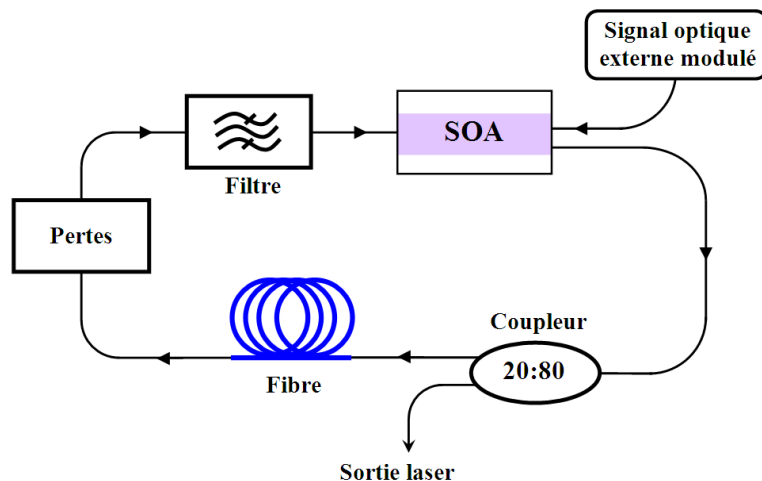


FIG. 2.4 – Schéma bloc décrivant la modélisation auto-évolutive et itérative de notre laser à blocage de modes.

3. Les pertes linéaires de l'ensemble des composants intra-cavité.
4. Les effets linéaires de la dispersion chromatique et non-linéaires de la SPM intrinsèques à la fibre optique.

Nous avons volontairement procédé à quelques simplifications afin de ne sélectionner que les phénomènes physiques que nous avons jugés essentiels au fonctionnement du laser et de rendre les temps de modélisation plus rapides. Les simplifications sont les suivantes :

1. Le champ électrique circulant dans la cavité sera supposé monomode transverse et polarisé linéairement. En d'autres termes, les détails du champ transverse seront ignorés et le champ électrique sera assimilé à une onde plane. Cette simplification nous évite de modéliser l'effet produit par les contrôleurs de polarisation (Fig. 2.2) et allégera grandement la modélisation de la propagation dans la fibre et le SOA.
2. Nous ignorerons la dispersion spectrale du gain dans le SOA. En effet, les pertes du laser en fonction de la longueur d'onde sont déterminées par le filtre passe-bande qui possède une bande passante bien plus étroite que la bande passante du SOA.
3. Par commodité, nous regrouperons la propagation dans chacun des tronçons de fibre dans un bloc "Fibre" dont le paramètre de dispersion et la longueur de propagation caractériseront la cavité dans son ensemble.
4. Les isolateurs et le circulateur ne seront pas modélisés. Leur rôle étant de rendre unidirectionnel le sens de propagation dans la cavité et par la même occasion de supprimer toutes réflexions internes dans la cavité, sources d'effet étalon [19]. Nous ne prendrons en compte que les pertes d'insertion. Ainsi, toutes les pertes de la cavité seront modélisées par le bloc "Pertes", à l'exception de celles issues

du coupleur 20:80 que nous considérerons séparément. Notons qu'une telle simplification renforce la stabilité du modèle tout en allégeant les temps de calcul.

5. La ligne à retard permet d'ajuster la longueur de la cavité de sorte que la condition de blocage de modes harmonique $f_E = Nf_C$ ou bien rationnel harmonique $f_E = (N + 1/n_r)f_C$ soit valide. Nous supposons la cavité de notre laser toujours accordée. Cette supposition se traduira dans notre modèle par un signal contra-propagatif synchronisé sur le signal intra-cavité lors de la modélisation de la propagation de ces deux signaux dans le SOA. Ceci justifie l'absence de la ligne à retard dans la Fig. 2.4.

Nous allons dès à présent procéder à l'analyse détaillée de chacun des blocs à modéliser, illustrés par la Fig. 2.4. Après une présentation théorique nous enchaînerons par la présentation de la modélisation numérique.

2.4 La fibre optique

Après une courte introduction dédiée à la fibre optique, nous introduirons l'équation de Schrödinger non-linéaire régissant la propagation d'ondes dans les fibres optiques monomodes. Nous finirons par la description de la méthode numérique utilisée pour résoudre l'équation de propagation.

2.4.1 Introduction

Une fibre optique conventionnelle peut être schématisée par une partie centrale (le cœur), d'indice de réfraction n_{int} , entourée d'une gaine d'indice de réfraction n_{ext} légèrement plus faible (Fig. 2.5). Le cœur, constitué d'un matériau diélectrique transparent, généralement de la silice dopée en oxyde de germanium GeO_2 et/ou de potassium P_2O_5 , a pour fonction de guider la lumière sur de longues distances. Le guidage consiste en une suite de réflexions totales internes. La plupart des fibres optiques ont un cœur à symétrie cylindrique autour d'un axe appelé l'axe de propagation. La section transverse présente une différence d'indice entre le cœur et la gaine qui peut être discontinue (fibre à saut d'indice) ou graduelle (fibre à gradient d'indice).

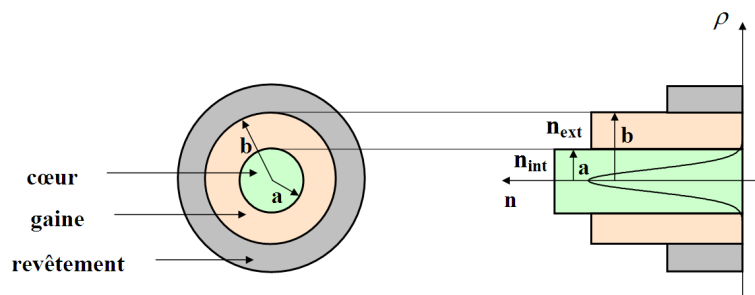


FIG. 2.5 – Schéma de la section transverse d'une fibre à saut d'indice et de sa distribution d'indice. La figure de droite montre le profil du mode fondamental dans la fibre.

Atténuations

L'atténuation décrit les pertes en puissance optique provoquées par plusieurs mécanismes, particulièrement la perte d'énergie due à l'absorption provoquée par la présence de certains atomes et plus précisément d'ions (OH^-) dans la fibre optique, la diffusion causée par la fluctuation aléatoire d'indice de réfraction du cœur (diffusion Rayleigh), et la diffusion de Mie due aux imperfections dans la symétrie de la fibre.

Ces pertes sont dépendantes de la longueur d'onde, avec un minimum de pertes aux alentours de la région 1550 nm pour les fibres conventionnelles, et une deuxième région de faible atténuation à 1300 nm (Fig. 2.6). Dans une fenêtre spectrale de 50 nm centrée autour de 1550 nm , les pertes notées α seront considérées constantes d'une valeur $\cong 0,2 \text{ dB km}^{-1}$.

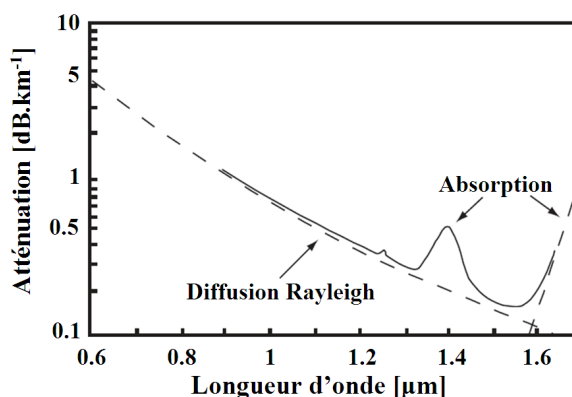


FIG. 2.6 – Profil spectral de l'atténuation d'une fibre de silice.

Dispersion chromatique

La dispersion chromatique est responsable de l'étalement ou de la compression de l'impulsion dans le domaine temporel causés par des vitesses inhomogènes de propagation des longueurs d'onde composant son spectre. Les deux contributions responsables de la dispersion chromatique sont la dispersion matérielle causée par la dépendance en longueur d'onde de l'indice de réfraction des milieux (cœur et gaine) et la dispersion du guidage, où les différents éléments spectraux de lumière se propageant dans le guide rencontrent un indice différent.

La dispersion sera représentée alternativement par le paramètre β_2 [$\text{ps}^2 \text{ m}^{-1}$] ou le paramètre D [$\text{ps nm}^{-1} \text{ km}^{-1}$] en fonction de la situation la plus adéquate. L'équation bien connue reliant ces deux variables est la suivante :

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (2.6)$$

où λ définit la longueur d'onde à laquelle la dispersion est calculée [107].

Non-linéarités

Si des champs électromagnétiques intenses se propagent dans la fibre optique, alors le vecteur polarisation \mathbf{P} du matériau n'est plus une fonction linéaire du champ électrique \mathbf{E} à cause de la réponse non-harmonique des électrons. Cette non-linéarité se répercutera sur des changements de l'indice de réfraction $n(\omega)$. L'effet Kerr optique, les diffusions Brillouin et Raman stimulées [108], [109] figurent parmi les effets non-linéaires bien connus.

Les effets non-linéaires dans la fibre seront pris en compte au travers de l'indice de réfraction non-linéaire $n_2 \cong 3.10^{-20} m^2 W^{-1}$. La non-linéarité dans la fibre est responsable d'auto-modulation de la phase (SPM) du signal qui la traverse à condition que celui-ci soit suffisamment énergétique.

2.4.2 Propagation dans les fibres optiques : Équation de Schrödinger non-linéaire (NLSE)

La propagation d'une onde dans une fibre optique d'indice de groupe n_g est régie par l'équation de Schrödinger non-linéaire (NLSE). Elle peut être formulée de diverses manières, tout dépend quelles approximations sont les plus appropriées.

Le point de départ de cette dérivation est l'équation d'onde, obtenue à partir des équations de Maxwell sans terme source et partant de l'hypothèse $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$, où \mathbf{E} représente le champ électrique.

Le champ électrique \mathbf{E} associé à l'impulsion s'écrit sous la forme :

$$\mathbf{E} = \mathbf{e}_{xy} A(z, \tau) F(x, y) e^{-j(\omega_0 t - kz)} \quad (2.7)$$

$A(z, \tau)$ représente l'amplitude lentement variable de l'enveloppe de l'impulsion en fonction de la direction de propagation z et de τ le temps dans un référentiel se déplaçant à la vitesse de groupe de l'impulsion $v_g = c/n_g$. La relation entre τ et la vitesse de groupe est la suivante :

$$\tau = t - \frac{z}{v_g} \quad (2.8)$$

Ici t représente le temps absolu. $F(x, y)$ désigne la représentation transverse du champ électrique, le vecteur \mathbf{e}_{xy} est le vecteur unité dans ce même plan transverse, il définit la polarisation de \mathbf{E} .

L'expression de la NLSE, pour la propagation d'impulsions de largeur FWHM supérieure à 1 ps dans le cas de fibres faiblement non-linéaires est la suivante [34] :

$$j \frac{\partial}{\partial z} A(z, \tau) = - \sum_{m=2}^{+\infty} j^m \frac{\beta_m}{m!} \frac{\partial^m A}{\partial \tau^m} - \gamma |A|^2 A - j \frac{\alpha}{2} A \quad (2.9)$$

L'équation (2.9) regroupe l'ensemble des effets liés à la dispersion et à la non-linéarité Kerr de la fibre (SPM, XPM, FWM...) par l'intermédiaire des coefficients α , β_m et γ . Le coefficient non-linéaire γ , exprimé en fonction de l'indice de réfraction non-linéaire

n_2 , de la vitesse de la lumière dans le vide c et de l'aire effective du mode transverse A_{eff} est défini comme :

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} [m^{-1} W^{-1}] \quad (2.10)$$

où la relation entre A_{eff} et $F(x, y)$ donne :

$$A_{eff} = \frac{\left[\int \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy \right]^2}{\int \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^4 dx dy} \quad (2.11)$$

Le coefficient γ est fonction de ω puisque $F(x, y)$ dépend aussi de la fréquence. Cependant, la variation de γ en fonction de ω est très faible et peut être négligée. Le coefficient de non-linéarité sera approximé par une valeur moyenne (typiquement $\gamma = 1,4 W^{-1} km^{-1}$ pour une fibre standard).

Les effets de la dispersion chromatique sont pris en compte par le développement en série de Taylor de la constante de propagation $\beta(\omega)$ autour de la pulsation centrale ω_0 de l'impulsion :

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (2.12)$$

avec :

$$\beta_m = \left[\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right]_{\omega=\omega_0} \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (2.13)$$

Notons également que la formulation usuelle de la NLSE où seul le terme de dispersion de la vitesse de groupe $-\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2}$ est présent, est valable suffisamment loin de la zone de dispersion nulle de la fibre ($\lambda \approx 1300 nm$).

La formulation de la NLSE que nous conserverons pour la suite de nos travaux sera la suivante :

$$j \frac{\partial}{\partial z} A = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} - \gamma |A|^2 A - j \frac{\alpha}{2} A \quad (2.14)$$

où α a été rajouté pour tenir compte de l'atténuation.

2.4.3 Simulation numérique de la NLSE

La NLSE est une équation différentielle partielle non-linéaire qui généralement ne se résout pas analytiquement. Une méthode numérique est donc souvent nécessaire pour prévoir et comprendre les effets linéaires et non-linéaires dans les fibres optiques. Parmi l'ensemble des méthodes numériques proposées (méthode des éléments finis, méthode de faisceau propagé), la méthode split-step Fourier est la plus utilisée en raison de sa grande souplesse d'utilisation et d'adaptation.

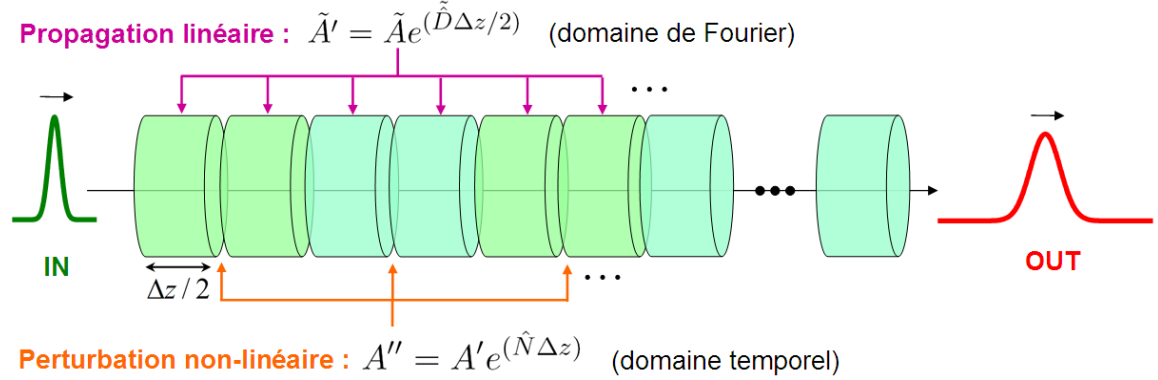


FIG. 2.7 – Illustration schématique de la méthode split-step Fourier utilisée pour les simulations numériques. La longueur de la fibre est divisée en un grand nombre de segments de largeur Δz . Les effets non-linéaires sont inclus au milieu de chaque segment (ligne pointillée).

Comme son nom l'indique, la méthode split-step Fourier est basée sur l'utilisation de l'algorithme de transformation de Fourier discrète rapide (DFT). Elle permet de calculer la propagation d'impulsions dans tout milieu dispersif non-linéaire en découpant le milieu en fines "tranches", ce qui permet ainsi de dissocier les effets dispersifs (linéaires) des effets non-linéaires. Pour bien comprendre cette méthode, il est utile d'écrire l'équation de propagation sous la forme :

$$\frac{\partial}{\partial z} A = (\hat{D} + \hat{N})A \quad (2.15)$$

\hat{D} est l'opérateur différentiel qui englobe la dispersion et l'absorption dans un milieu linéaire et \hat{N} est l'opérateur qui prend en compte les effets non-linéaires. En général, la dispersion et la non-linéarité agissent ensemble le long de la fibre. La méthode split-step Fourier suppose qu'en découpant le milieu de propagation en segments de longueur Δz suffisamment fins, il est possible de dissocier les effets linéaires et non-linéaires (cf. Fig. A.1). Par conséquent, la propagation entre z et $z + \Delta z$ peut être divisée en deux étapes. Dans la première étape, la dispersion agit seule et $\hat{N} = 0$. Dans la seconde étape, la non-linéarité agit seule et $\hat{D} = 0$. Mathématiquement, la résolution de l'équation (2.15) revient à écrire :

$$A(z + \Delta z, \tau) \approx e^{\Delta z \hat{D}} e^{\Delta z \hat{N}} A(z, \tau) \quad (2.16)$$

Les opérateurs $e^{\Delta z \hat{D}}$ et $e^{\Delta z \hat{N}}$ peuvent alors être résolus directement dans les domaines respectifs fréquentiel et temporel. Une description plus complète de l'algorithme est donnée dans l'Annexe A.

2.5 L'Amplificateur Optique à Semiconducteurs (SOA)

Nous allons dans un premier temps présenter brièvement le SOA, étant donné la littérature et les travaux abondants y étant consacrés depuis son apparition (1962) jusqu'à ce jour [110] [111] [112], etc. Ensuite, nous décrirons le modèle numérique employé pour décrire la propagation d'impulsions picosecondes traversant un SOA.

2.5.1 Structure

L'amplificateur optique à semiconducteurs (SOA) s'apparente à un laser à semiconducteurs pour lequel la réflectivité des facettes a été réduite à 0,1 % voire moins par l'usage de facettes anti-réfléchissantes. Leur très large bande passante (40 nm soit environ 5 THz) leur permet d'amplifier des impulsions optiques de l'ordre de la picoseconde [113], [114], [115]. Les SOA les plus répandus en télécommunication optique, amplifiant des signaux autour de 1550 nm, sont constitués d'InGaAsP massif ou de multi-puits quantiques (Multiple Quantum Well : MQW) déposé sur un substrat d'InP. La Fig. 2.8 représente de manière schématique un SOA à guidage par l'indice. La propagation et l'amplification de l'onde électromagnétique se font dans la zone active de longueur L et de dimensions transverses w et d . La différence d'indice entre la zone active et le substrat font de lui un guide d'onde. La densité de porteurs est régénérée par pompage électrique via une source de courant.

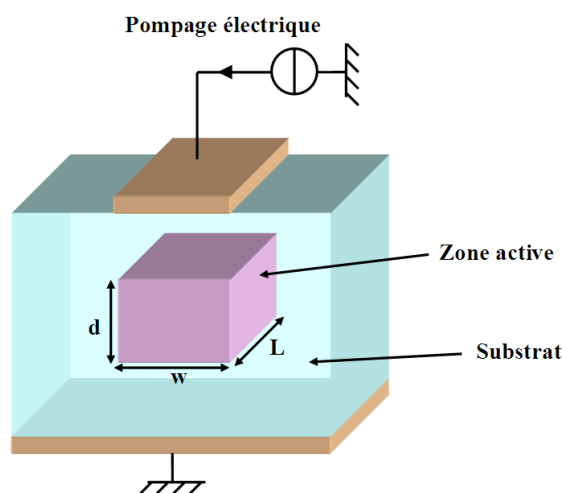


FIG. 2.8 – Schéma d'un SOA à guidage par l'indice.

2.5.2 Propriétés du gain

En général, deux phénomènes physiques connus sous le nom de saturation du gain et dispersion spectrale du gain gouvernent le comportement du SOA.

2.5.2.1 Saturation du gain

La saturation du gain se manifeste lorsque le signal se propageant dans le SOA devient trop puissant. Fig. 2.9 illustre la saturation du gain en régime statique, i.e., dans le cas où le signal incident est continu (CW). Conformément à l'équation (1.5), on définit la puissance de saturation P_{sat} comme la puissance à laquelle le gain du SOA est réduit de 3 dB par rapport à sa valeur petit-signal G_0 . Cette puissance peut être donnée à l'entrée $P_{sat,in}$ ou à la sortie du SOA $P_{sat,out}$. Ces deux grandeurs sont liées par la relation suivante faisant intervenir le gain statique G :

$$P_{sat,out} = P_{sat,in} + G \quad (2.17)$$

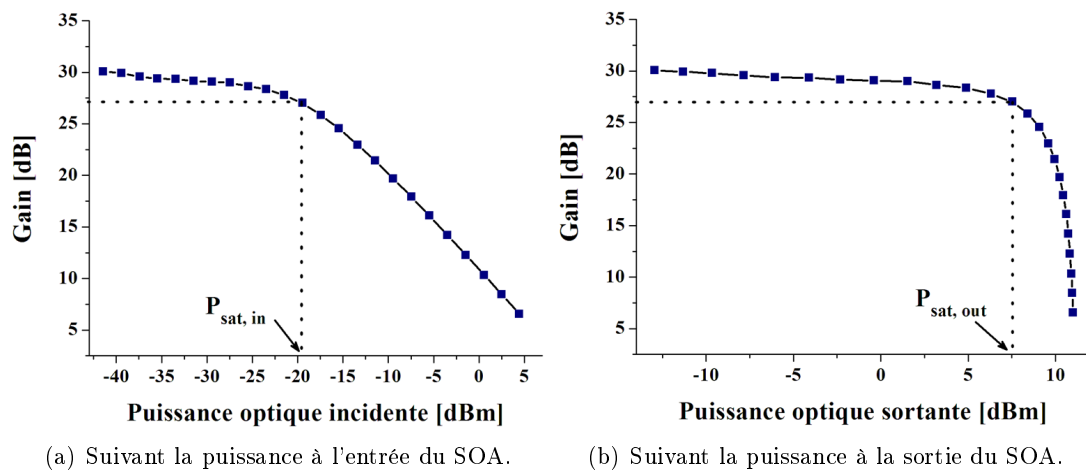


FIG. 2.9 – Identification expérimentale de la puissance de saturation à l'entrée et à la sortie du SOA utilisé dans le chapitre 4.

Si le processus d'amplification était linéaire, l'impulsion sortante serait la réplique de l'impulsion entrante dans la mesure où la largeur spectrale de l'impulsion entrante est très faible par rapport à la bande passante du milieu amplificateur. En réalité, la saturation du gain induit des non-linéarités engendrant de la distorsion d'impulsion. En effet, le front montant de l'impulsion sature le gain du SOA et réduit le gain disponible pour le front descendant [115], [116]. Néanmoins, l'impulsion entrante peut être amplifiée sans trop se distordre dans la mesure où l'énergie de l'impulsion est faible par rapport à l'énergie de saturation du SOA.

De nombreux modèles numériques ont été élaborés, étudiant les phénomènes de forme d'impulsion dans les SOA [117], [118], [119]. Il a été trouvé que le spectre de l'impulsion se déplace vers les plus grandes longueurs d'onde (red shift). Le décalage spectral serait fonction de l'énergie de l'impulsion entrante ainsi que du milieu amplificateur et serait de l'ordre de la centaine de GHz pour une impulsion d'une largeur de 10 ps . Le mécanisme physique derrière le décalage spectral et la distorsion est l'auto-modulation

de phase (SPM) apparaissant comme le résultat de non-linéarités de l'indice dues à la saturation du gain et du facteur de Henry (couplage gain-phase). Le facteur de Henry, noté α_H , est un paramètre sans unité possédant dans la littérature différentes appellations, comme le coefficient de couplage phase-amplitude, ou "linewidth enhancement factor".

2.5.2.2 Phénomènes intra-bande

La saturation due à la dynamique intra-bande s'est révélée très importante dans le cas de semiconducteurs fortement excités. En particulier, le brûlage de trous spectral et l'échauffement de porteurs sont reconnus comme les phénomènes principaux liés à la saturation du gain. La constante de temps caractérisant le brûlage de trous spectral est d'environ $50 - 100 fs$, et de $700 fs - 1,3 ps$ pour l'échauffement de porteurs [117]. Il a été montré que ces phénomènes deviennent non-négligeables à partir du moment où les impulsions sont inférieures à la picoseconde, ainsi n'en tiendrons-nous pas compte.

2.5.2.3 Dispersion spectrale du gain

L'effet de la dispersion spectrale du gain relève sa non-uniformité spectrale [120]. Comme l'indique la Fig. 2.10, le gain possède une courbure négative ($\frac{d^2G(\lambda)}{d\lambda^2} < 0$) et est généralement caractérisé par son maximum G_{pic} et sa bande passante à $-3dB$. La prise en compte de la dispersion spectrale présente un intérêt lorsque la largeur

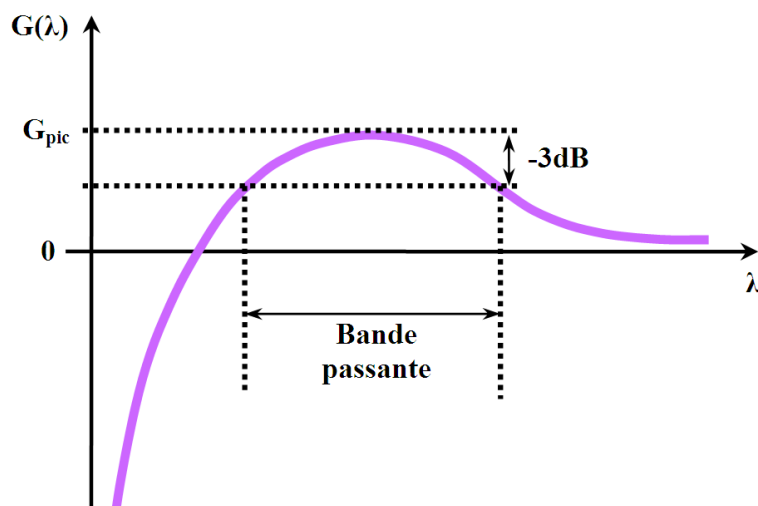


FIG. 2.10 – Allure spectrale du gain du SOA.

temporelle de l'impulsion est suffisamment étroite de telle sorte que sa largeur spectrale soit comparable à la bande passante du gain [117], [118]. Étant donné la faible largeur spectrale des impulsions mesurées ($0,2 - 1,4 nm$) en comparaison avec la bande passante du SOA utilisé expérimentalement ($50 nm$), ce phénomène ne sera pas pris en compte

dans le modèle numérique. Cependant, lorsque la largeur des impulsions est de l'ordre ou bien inférieur à la picoseconde, ce phénomène doit être inclus dans les calculs.

2.5.3 Propagation dans le SOA

Nous allons considérer un modèle idéalisé de SOA, où nous supposons des dimensions de région active telles que le guide d'onde amplificateur supporte un unique mode transverse de propagation. Estimant la lumière entrante linéairement polarisée et le demeurant durant sa propagation dans le SOA, le champ électrique au sein du composant s'écrit de la même manière que l'équation (2.7).

La théorie sur la propagation d'impulsions dans le SOA est très connue [116]. Elle considère l'amplificateur comme un système à deux niveaux, une approche tout aussi convenable pour les amplificateurs solides et gazeux. Une telle approche est cependant trop encombrante pour être pratique à utiliser. Des simplifications considérables peuvent être faites si la largeur FWHM de l'impulsion T_0 est considérée plus grande que le temps τ_{in} de relaxation intra-bande gouvernant la dynamique de la polarisation induite. τ_{in} vaut typiquement $0,1 ps$, voire moins, cette hypothèse reste valable pour $T_0 > 1 ps$.

Équation d'évolution

En tenant compte des simplifications sur les phénomènes intra-bande et la dispersion spectrale du gain, nous pouvons établir une équation synthétique et suffisante caractérisant l'équation d'évolution de la densité de porteurs $\mathcal{N}(z, t)$ dans le SOA [121]. Dans cette approximation, la réponse du milieu au champ optique est décrite par l'équation suivante :

$$\frac{\partial \mathcal{N}(z, t)}{\partial t} = \mathcal{D} \nabla^2 \mathcal{N} + \frac{I}{qV} - \frac{\mathcal{N}}{\tau_c} - \frac{a_g}{A_{eff}} \frac{(\mathcal{N} - \mathcal{N}_{tr})}{\hbar \omega_0} |A(z, t)|^2 \quad (2.18)$$

où \mathcal{N} est la densité de porteurs, \mathcal{D} le coefficient de diffusion, I le courant de pompage, q la charge électrique, $V = wdL$ le volume de la zone active, τ_c la durée de vie des porteurs, $\hbar \omega_0$ l'énergie d'un photon, a_g le gain différentiel, $A_{eff} = wd/\Gamma$ l'aire effective de la zone active où Γ désigne le facteur de confinement du mode transverse [sans unité], \mathcal{N}_{tr} la densité de porteurs à la transparence, et $|A(z, t)|^2$ la puissance totale $[W]$ des enveloppes optiques lentement variables présentes dans le SOA.

Dans l'équation (2.18), la dispersion de la vitesse de groupe a été négligée en raison d'une faible longueur du SOA ($L \cong 200 - 1500 \mu m$). Notant la densité de porteurs quasi-uniforme sur les dimensions transverses du SOA, leur équation d'évolution a pu être simplifiée en moyennant sur les dimensions transverses x et y de la zone active.

L'équation (2.18) peut se formuler de manière plus synthétique en introduisant le gain linéique $g [cm^{-1}]$. Dans le cas où nous ne détaillons pas les pertes internes du SOA, g désigne le gain net. Il est relié de la manière suivante à la densité de porteurs :

$$g(\mathcal{N}(z, t)) = a_g(\mathcal{N}(z, t) - \mathcal{N}_{tr}) \quad (2.19)$$

Ainsi, g_0 représente le gain linéique petit-signal, c'est le gain du SOA dans son état non-saturé,

$$g_0 = g(\mathcal{N}_0) = a_g(\mathcal{N}_0 - \mathcal{N}_{tr}) \quad (2.20)$$

où la densité de porteurs \mathcal{N}_0 à l'état non-saturé est maximale. Notons que \mathcal{N}_0 est relié au courant de pompage électrique I (courant excitateur) :

$$\mathcal{N}_0 = \frac{I\tau_c}{qV} \quad (2.21)$$

De plus, il n'est pas nécessaire de quantifier l'effet de diffusion de la lumière dans le SOA, du fait de la faible dimension transverse du SOA.

Par conséquent, en tenant compte de ces simplifications et en ramenant les équations (2.19), (2.20) et (2.21) dans l'équation (2.18), nous obtenons l'équation d'évolution du gain :

$$\frac{\partial g(z, t)}{\partial t} = \frac{g_0 - g(z, t)}{\tau_c} - g \frac{|A(z, t)|^2}{E_{sat}} \quad (2.22)$$

où E_{sat} désigne l'énergie de saturation du SOA [pJ]. C'est l'énergie à laquelle le gain du SOA est réduit de 3 dB par rapport au gain petit-signal.

Nous pouvons remarquer qu'en ignorant la dynamique des phénomènes intra-bande, la régénération du gain est gouvernée par une unique constante temporelle, τ_c . Cette dernière sera responsable d'une relaxation purement exponentielle de la densité de porteurs (Fig. 2.11). Cette constante de temps est proportionnelle au temps de récupération du gain du SOA τ_r .

La durée τ_r détermine le temps de récupération du gain de 10 % à 90 % de sa valeur non-saturée suite à la saturation rapide du gain provoquée par une perturbation impulsionnelle du SOA (Fig. 2.11). Les progrès sur la conception des SOA ont jusqu'à ce jour permis d'obtenir des valeurs de τ_c de l'ordre de la dizaine de picosecondes pour les SOA à puits quantiques (Quantum Well : QW). Récemment les SOA à boîte quantique (Quantum Dot : QD) proposent une durée de relaxation des porteurs de l'ordre de la picoseconde [122].

Équation de propagation

L'équation gouvernant la propagation de l'enveloppe d'une impulsion au sein du SOA est couplée avec l'équation d'évolution du gain (2.22). En tenant compte des simplifications faites ci-dessus, elle s'écrit :

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial A(z, t)}{\partial t} = \frac{1}{2}g(1 - j\alpha_H)A(z, t) \quad (2.23)$$

v_g est la vitesse de groupe dans le SOA à la transparence. En effet, à la transparence $g(\mathcal{N}_{tr}) = 0$, dans ces conditions la solution de l'équation (2.23) est triviale :

$$A(z, t) = A(z_0, t_0)e^{-j\omega_0(t - \frac{z}{v_g})} \quad (2.24)$$

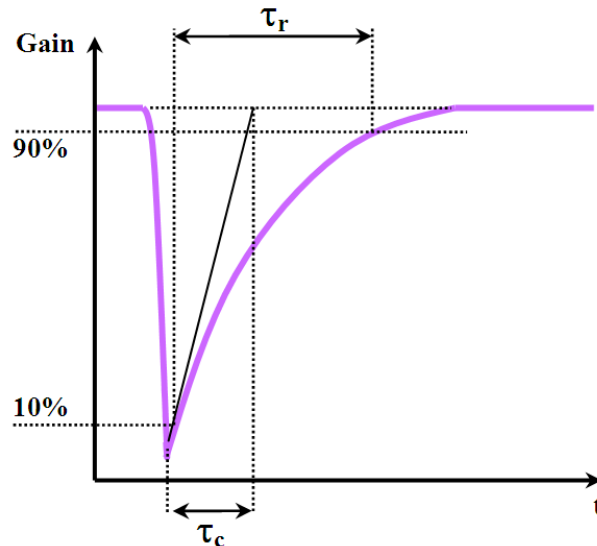


FIG. 2.11 – Réponse impulsionnelle du gain du SOA. τ_c définit la durée de vie des porteurs et τ_r le temps de récupération du gain de 10 % à 90 % de sa valeur petit-signal. Dans l'hypothèse d'une relaxation exponentielle exclusivement gouvernée par τ_c , $\tau_r = 2,5\tau_c$.

correspondant bien à une propagation sans perturbation d'une enveloppe lentement variable. Dans le cas où $g \neq 0$, v_g ne correspondra plus exactement à la vitesse de propagation de l'enveloppe $A(z, t)$ du fait de la déformation de l'impulsion.

D'après l'équation (2.23), on voit clairement que le facteur de Henry α_H relie la phase de l'enveloppe $A(z, t)$ à la saturation du gain dans le temps, ce qui revient à dire que l'impulsion module sa propre phase avec la saturation du gain.

2.5.4 Simulation du SOA

Présentation

La simulation de la propagation d'un signal dans le SOA reviendra à simuler numériquement la réponse du système d'équations constitué des équations couplées régissant la propagation d'enveloppes (2.23), et de l'équation d'évolution du gain (2.22). Comme nous l'avons présenté dans la Section 2.2, le problème s'avère plus complexe que dans la propagation dans une fibre. En effet, pour bien modéliser le dispositif représenté par la Fig. 2.1, il nous est nécessaire de simuler la traversée du SOA par des signaux contra-propagatifs. Comme l'indique la Fig. 2.12, deux signaux de sens de propagation opposé, transitent simultanément dans le SOA. L'un d'eux est le signal externe se propageant de la droite vers la gauche (signal contra-propagatif), son enveloppe dans le SOA sera représentée par le signal A^- . L'autre signal désigne le signal piégé dans la cavité laser se propageant dans le sens horaire (Fig. 2.1). Il est généré par blocage de modes suite à la circulation d'un bruit initialement présent dans la cavité. Le seul composant actif

présent dans la cavité est le SOA, donc ce bruit initial ne peut provenir que du SOA. Ce signal est à l'origine de l'émission spontanée amplifiée (ESA). Ce signal se propageant de gauche à droite dans le SOA sera représenté par l'enveloppe A^+ .

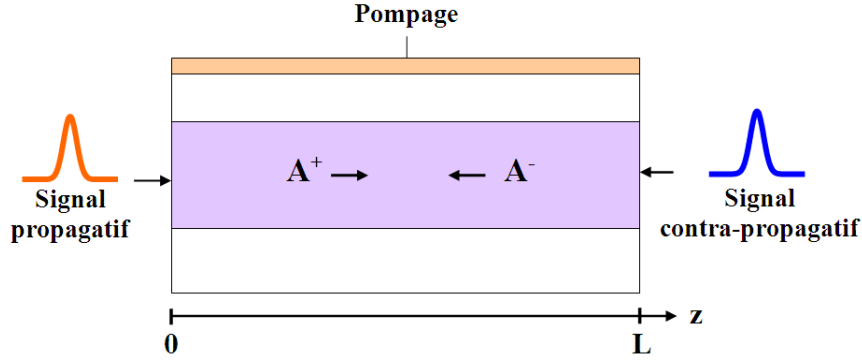


FIG. 2.12 – Illustration de la propagation bidirectionnelle dans le SOA.

Les enveloppes lentement variables $A^+(z, t)$ et $A^-(z, t)$ se propagent en $+z$ et $-z$ respectivement. Leur intensité est notée $|A^\pm(z, t)|^2$. Ainsi nous pouvons exprimer de manière triviale, à partir de l'équation (2.23), les équations couplées des enveloppes $A^\pm(z, t)$ correspondant respectivement aux propagations dans le sens $+z$ et $-z$ dans le guide :

$$\frac{\partial A^+(z, t)}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial A^+(z, t)}{\partial t} = \frac{1}{2} g(1 - j\alpha_H) A^+(z, t) \quad (2.25a)$$

$$-\frac{\partial A^-(z, t)}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial A^-(z, t)}{\partial t} = \frac{1}{2} g(1 - j\alpha_H) A^-(z, t) \quad (2.25b)$$

Le gain $g(z, t)$ est décrit par l'équation d'évolution issue de l'équation (2.22) :

$$\frac{\partial g}{\partial t} = \frac{g_0 - g}{\tau_c} - g \frac{P}{E_{sat}} \quad (2.26)$$

avec $P(z, t) = |A^+(z, t)|^2 + |A^-(z, t)|^2$. Nous pouvons observer au travers de l'expression de $P(z, t)$ que les signaux A^+ et A^- partagent le même "réservoir" de porteurs. La mise en commun de porteurs est à l'origine de la XGM.

Notons qu'en régime statique ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$), la solution de l'équation d'évolution donne :

$$g(z)_{statique} = \frac{g_0}{1 + \frac{P(z)}{P_{sat}}} \quad (2.27)$$

où la puissance de saturation $P_{sat} = E_{sat}/\tau_c$.

Méthode de résolution dans le domaine temporel

Bien que l'équation d'évolution du gain se traduise en une équation différentielle ordinaire (ODE) facile à résoudre, les équations de propagation (2.25a) et (2.25b) requièrent une attention particulière. La propagation dans le SOA sera modélisée par un algorithme établi par J. Chi [123]. Il s'agit d'un algorithme de résolution dans le domaine temporel, connu sous le nom de modèle TEM (Time Evolution Method). Cette méthode doit son efficacité à son élégance et à sa stabilité. Décrivons cette méthode et démontrons son efficacité.

La stabilité est la contrainte majeure associée à une méthode numérique, elle détermine si la solution calculée par l'algorithme est vouée à osciller de façon aléatoire et de ne jamais converger au sens mathématique.

De nombreuses méthodes de résolution basées sur la différence finie existent. Elles traitent fréquemment le problème d'une manière bi-dimensionnelle (z, t) traitant séparément les dérivées partielles $(\partial/\partial t, \partial/\partial z)$ par une méthode différentielle finie. Bien que les équations différentielles ordinaires présentent de nombreux schémas numériques à différents ordres d'approximation (Euler, Leapfrog, Crank-Nicolson, Adams-Bashfort, Runge Kutta...), leur extension directe pour le traitement bi-dimensionnel est souvent intrinsèquement instable d'après le critère de stabilité proposé par Von-Neuman [124].

À l'inverse, la méthode TEM revient à suivre l'évolution étape par étape du système dans le temps, ce qui revient à transformer la propagation 2D en une propagation 1D, annulant ainsi tout problème d'instabilité. Commençons par introduire de nouvelles variables u et v définies par les relations :

$$u = (T + z)/2 \quad (2.28a)$$

$$v = (T - z)/2 \quad (2.28b)$$

$T \equiv v_g t$ désigne le temps normalisé, de même dimension que z, u et v (longueur). Inversement,

$$z = u - v \quad (2.29a)$$

$$T = u + v \quad (2.29b)$$

Les équations couplées (2.25a) et (2.25b) peuvent ainsi être exprimées dans le nouveau système (u, v) selon une seule dimension :

$$\frac{\partial A^+(u, v)}{\partial u} = \frac{1}{2}g(1 - j\alpha_H)A^+(u, v) \quad (2.30a)$$

$$\frac{\partial A^-(u, v)}{\partial v} = \frac{1}{2}g(1 - j\alpha_H)A^-(u, v) \quad (2.30b)$$

Nous voyons que toute dépendance des paramètres en (z, t) ont été transcrites selon (u, v) . Remarquons que les équations (2.30) sont formellement des ODE dans les coordonnées (u, v) puisqu'on peut écrire $\partial/\partial u$ en d/du et $\partial/\partial v$ en d/dv , effaçant ainsi la

présence d'instabilité liée aux dérivées partielles.

La méthode TEM est illustrée graphiquement dans la Fig. 2.13. L'idée de base consiste à suivre l'évolution temporelle du système étape par étape (comme si l'on prenait un cliché du SOA à chaque étape temporelle). Selon les équations (2.30a) et (2.30b), on reconnaît immédiatement que l'enveloppe propagatrice A^+ évolue dans le sens horizontal de gauche à droite ($+u$), et l'enveloppe contra-propagatrice A^- évolue dans le sens vertical de bas en haut ($+v$). Le gain $g(T)$ évolue dans la direction orientée à $+45^\circ$ ($+T$) selon l'équation (2.26). En l'absence de couplage entre A^+ , A^- et g , les enveloppes se propagent sans aucun changement dans leurs directions respectives.

Les ODE redéfinies par le système d'équations (2.30), seront résolues de la manière suivante :

$$A^+(u + \Delta u, v) = A^+(u, v) \exp \left[\frac{1}{2} g(u, v) (1 - j\alpha_H) \Delta u \right] \quad (2.31a)$$

$$A^-(u, v + \Delta v) = A^-(u, v) \exp \left[\frac{1}{2} g(u, v) (1 - j\alpha_H) \Delta v \right] \quad (2.31b)$$

$$g(z, T + \Delta T) = g(z, T) + \Delta T \left[\frac{g_0 - g(z, T)}{\tau_c} - g(z, T) \frac{|A^+(z, T) + A^-(z, T)|^2}{E_{sat}} \right] \quad (2.31c)$$

De l'instant T à l'instant $T + \Delta T$, les enveloppes A^+ et A^- se propagent respectivement dans le SOA d'une distance Δz et $-\Delta z$. Ce déplacement en deux dimensions dans le repère (z, T) se traduit dans le repère (u, v) , par un déplacement Δu selon l'axe u de A^+ et Δv selon l'axe v de A^- .

Pour plus de clarté, désignons par (m, n) , les coordonnées de chaque point ($z = m, T = N$) dans le domaine d'intégration. Rappelons que ce déplacement Δu selon u correspond à la distance diagonale d'un petit carreau entre les points (m, N) et $(m + 1, N + 1)$ équivalent à $\Delta u = (\Delta T + \Delta z)/2$ selon l'équation (2.28), et non $\sqrt{2}\Delta$ d'après la représentation géométrique donnée par la Fig.2.13. Le raisonnement est le même pour $\Delta v = \Delta u$.

Ainsi, comme l'indique la Fig. 2.13, l'état du système à l'instant $T = N + 1$ est entièrement défini par l'état du système à l'état à l'instant $T = N$. Au point d'espace-temps $(m, N + 1)$, les valeurs complexes de A^+ et A^- ainsi que le gain sont calculés à partir de la valeur de A^+ au point $(m - 1, N)$ (équation (2.31a)); du gain et des enveloppes A^\pm au point (m, N) (équation (2.31c)); et de la valeur de A^- au point $(m + 1, N)$ (équation (2.31b)).

Les états au niveau des facettes du SOA ($z=0$ et L), seront calculés en fonction de la valeur de l'onde incidente.

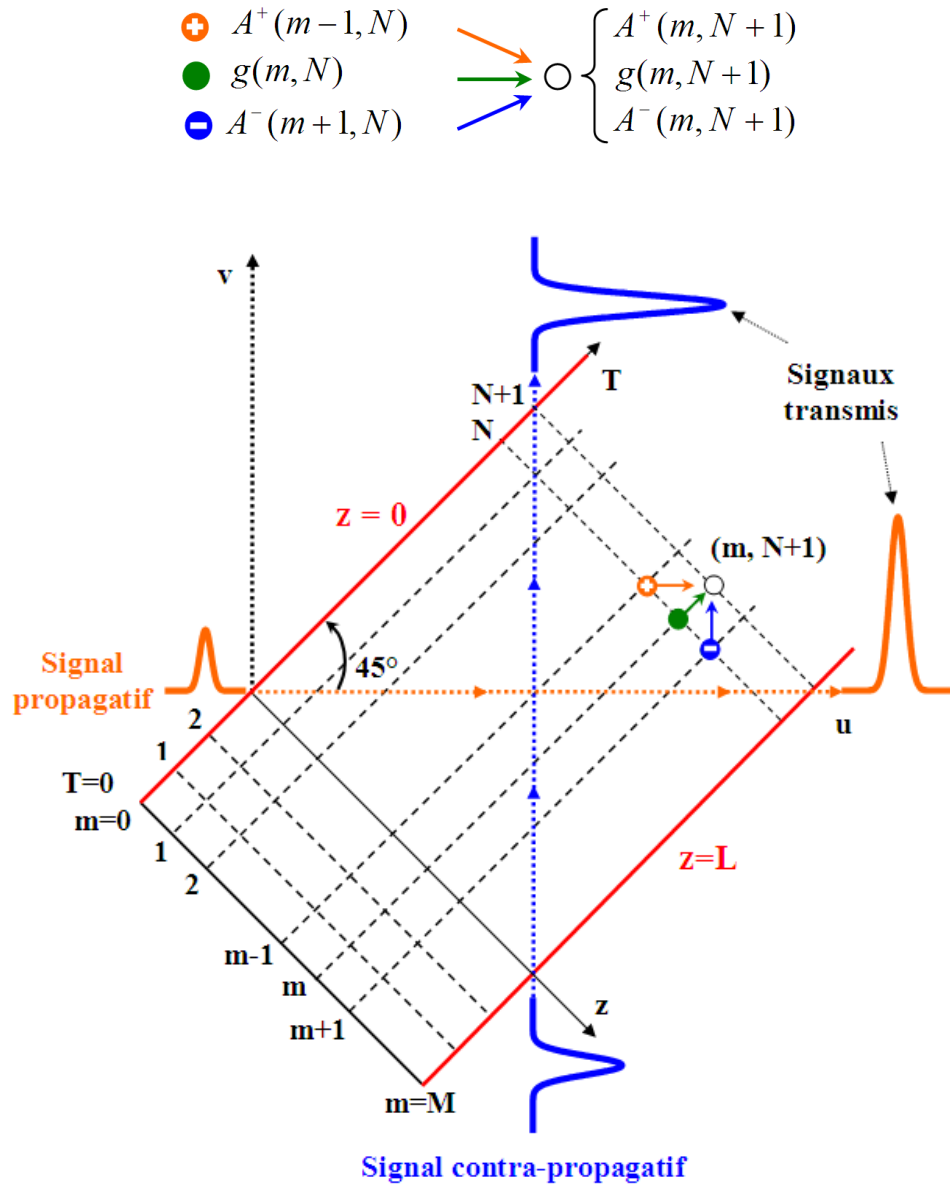


FIG. 2.13 – Illustration de la méthode TEM (Time Evolution Method) définie par le système d'équations (2.31). La propagation de signaux contra-propagatifs est décrite simultanément dans les repères (z, T) et (u, v) .

2.5.5 Prise en compte de l'émission spontanée amplifiée (ESA)

Présentation

L'ESA est le signal à l'origine du train d'impulsions récupéré en sortie du coupleur (Fig. 2.1). L'ESA est une source de bruit large bande de niveau non-négligeable participant à la saturation du gain du SOA.

En théorie, l'ESA émet des photons en tout point de la zone active de manière incohérente (Fig. 2.14). Le taux d'émission spontanée en un endroit de la zone active du SOA, noté r_{sp} , dépend de la densité de porteurs \mathcal{N} et de la longueur d'onde λ des photons émis. Ces photons se propageront dans le guide et seront amplifiés, consommant à leur tour des porteurs. La puissance d'ESA mesurée sur les facettes du SOA correspondra à la valeur amplifiée du taux d'émission spontanée, notée $r_{sp}(\mathcal{N}, \lambda)e^{g\delta z}$ (Fig. 2.14).

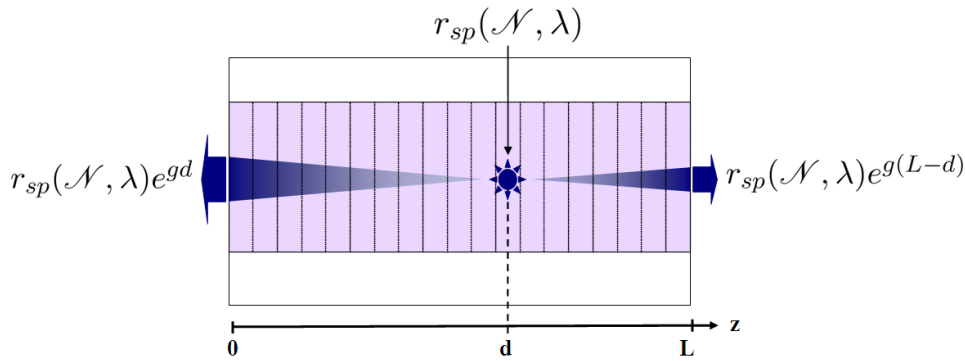


FIG. 2.14 – Illustration de l'émission spontanée amplifiée (ESA) du SOA.

Modélisation

Dans notre modélisation, l'ESA sera prise en compte par la modélisation d'un bruit aux facettes du SOA. Ce bruit sera additionné à tout signal pénétrant par l'une des facettes du SOA.

Tout en tenant compte de sa nature incohérente, nous allons prendre en compte l'ESA d'une manière simplifiée. Pour ce faire nous allons partir de sa représentation spectrale. La représentation spectrale de l'ESA $\tilde{E}_{esa}(\nu)$ est présumée similaire à un bruit blanc gaussien [111]. Elle peut être écrite dans le domaine fréquentiel sous la forme :

$$\tilde{E}_{esa}(\nu) = \tilde{A}_{esa} \exp[j\phi_{esa}(\nu)] \quad (2.32)$$

où \tilde{A}_{esa} désigne la magnitude du bruit blanc. Nous prendrons \tilde{A}_{esa} constant sur toute la bande fréquentielle centrée sur la fréquence porteuse du laser modélisé (Fig. 2.16(a)).

La quantité ϕ_{esa} représente la phase distribuée de manière aléatoire respectant une distribution gaussienne normale uniforme entre $-\pi$ et π (Fig. 2.16(b)).

La représentation numérique du bruit $E_{esa}(t)$ dans le domaine temporel peut être obtenue par transformation de Fourier discrète inverse (IDFT) du spectre. Les figures Fig. 2.16(c) et Fig. 2.16(d) représentent respectivement la partie réelle et la partie imaginaire de $E_{esa}(t)$. En vertu du théorème de la limite centrale, la partie réelle $r_{esa}(t)$ et imaginaire $i_{esa}(t)$ de $E_{esa}(t)$ peuvent être approximées respectivement par une variable aléatoire gaussienne.

Les figures Fig. 2.16(e) et Fig. 2.16(f) représentent la fonction densité de probabilité de $r_{esa}(t)$ et $i_{esa}(t)$ justifiant une loi gaussienne de moyenne nulle et de variance $\sigma^2 = A_{esa}^2 B_{esa} / 2\Delta t$. Précisons que cette méthode est équivalente à celle consistant à décomposer un champ électrique en séries de Fourier [112].

Le bruit d'ESA sera modélisé avec une amplitude $\tilde{A}_{esa} = 10^{-5} \sqrt{W} / 1,5 \text{ GHz}$ et une bande passante de 4 THz . La puissance moyenne de l'ESA, présente sur chacune des facettes du SOA, vaudra -35 dBm , soit une puissance moyenne de -5 dBm après propagation dans le SOA.

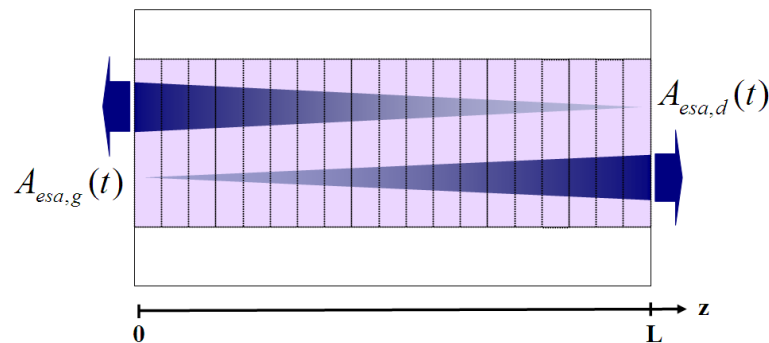
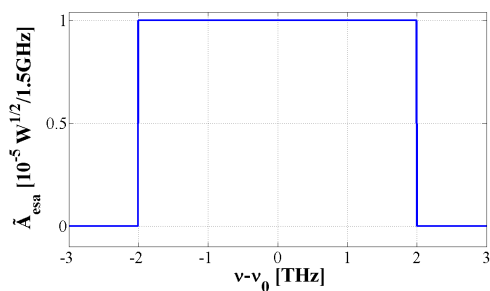
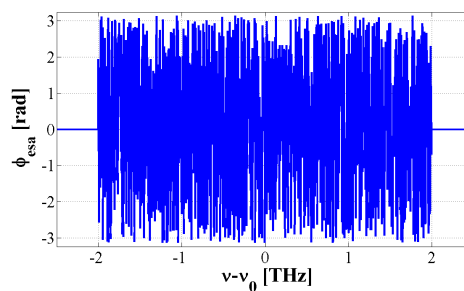


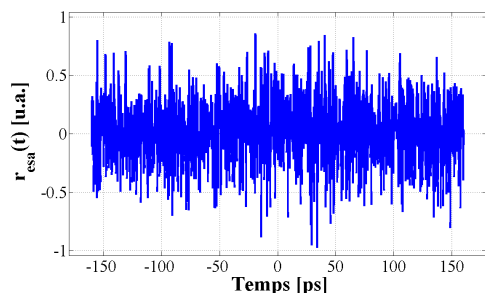
FIG. 2.15 – Illustration de la modélisation simplifiée de l'ESA.



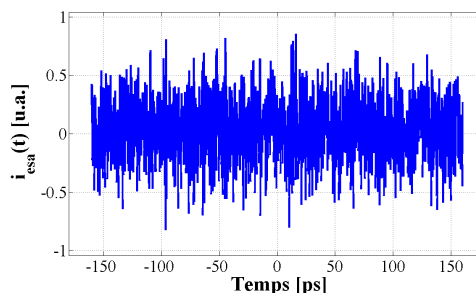
(a) Magnitude du bruit.



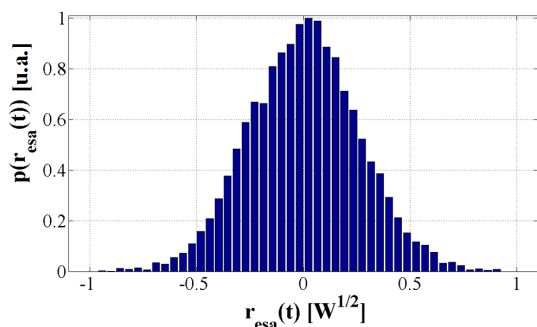
(b) Phase du bruit.



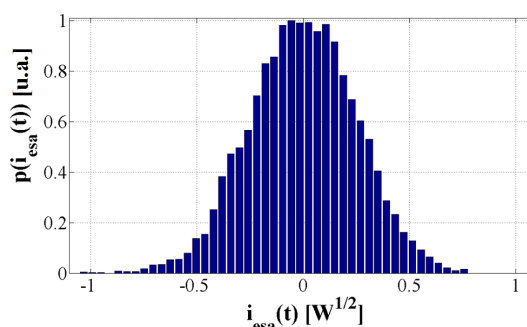
(c) Partie réelle du bruit.



(d) Partie imaginaire du bruit.



(e) Fonction densité de probabilité normalisée de la partie réelle du bruit.



(f) Fonction densité de probabilité normalisée de la partie imaginaire du bruit.

FIG. 2.16 – Description d'un bruit blanc gaussien employé dans la simulation; (a) amplitude et (b) phase du bruit blanc limité en bande passante dans le domaine fréquentiel; (c) partie réelle et (d) imaginaire du bruit dans le domaine temporel; et fonctions densité de probabilité de la partie (e) réelle et (f) imaginaire. Dans le domaine fréquentiel son amplitude $\tilde{A}_{esa} = 10^{-5} \sqrt{W}/1,5 GHz$ et sa bande passante est de $4 THz$.

2.6 Signal externe modulé

Ce signal est issu de la modulation directe d'un signal optique continu par un modulateur d'amplitude Mach-Zehnder Ti:LiNbO₃. Comme l'indique la Fig. 2.17, la réponse en transmission optique d'un modulateur Mach-Zehnder est fonction de la tension de polarisation V_{bias} qu'on lui applique. Cette courbe définit quatre paramètres :

1. Les pertes d'insertion, qui représentent les pertes optiques au point maximal de transmission de la courbe.
2. V_π appelé "switching voltage", qui représente la différence en tension de polarisation entre les points de transmission maximale et minimale.
3. Le taux d'extinction, qui représente le ratio entre le niveau maximal et minimal de transmission optique.
4. Le point nominal d'opération, défini par la tension de polarisation à laquelle la transmission est à mi-chemin du point de transmission maximal et minimal.

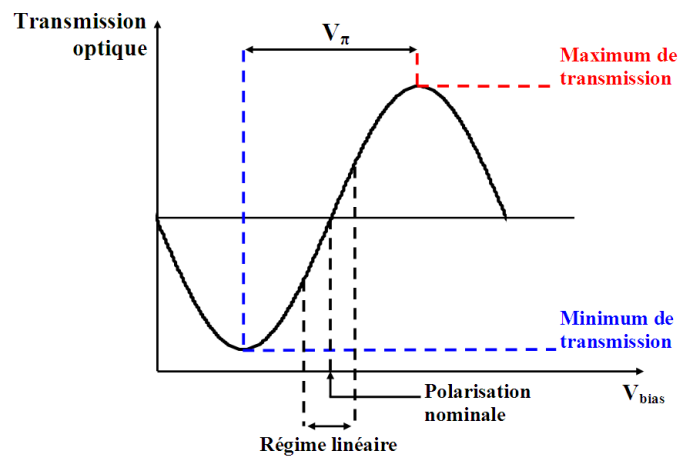


FIG. 2.17 – Fonction de transfert d'un modulateur de type Mach-Zehnder en fonction de la tension de polarisation.

La fonction de transfert $H_{AM}(t)$ caractérisant le fonctionnement du modulateur polarisé à sa tension nominale est bien connue et couramment utilisée dans de nombreux modèles numériques [19], [106], [125]. Son expression est la suivante :

$$H_{AM} = \exp[-\Delta_m(1 - \cos\omega_E t)] \quad (2.33)$$

où $\omega_E = 2\pi f_E$ désigne la pulsation du signal et Δ_m l'indice de modulation. Comme l'indique la Fig. 2.18, l'amplitude de modulation du signal modulé est proportionnelle à l'indice de modulation $\Delta_m < 1$ de la fonction de transfert.

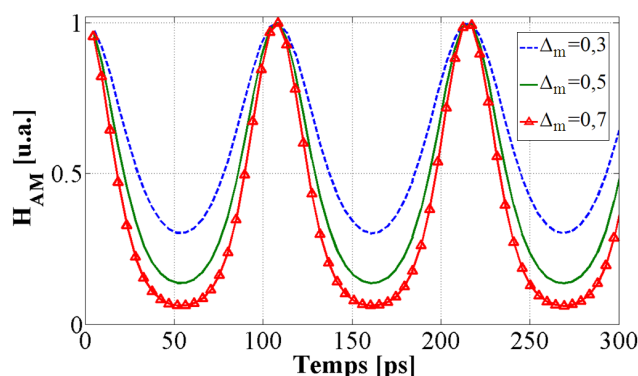


FIG. 2.18 – Profil normalisé d'un signal optique continu modulé en amplitude à 10 GHz . Plus l'indice de modulation augmente et plus l'intensité crête à crête du signal modulé devient importante.

2.7 Pertes cavité

À la traversée de chaque composant, le signal est affecté de pertes optiques traduites sous forme de pertes d'insertion pour ce qui est du coupleur, isolateur, filtre, ou de pertes linéiques. L'ensemble de ces pertes seront prises en compte de manière groupée au travers d'un "bloc pertes" rassemblant l'ensemble des pertes.

Les pertes totales α_C [dB] modélisées seront estimées à partir de la perte totale de la cavité du dispositif expérimental. Les pertes seront modélisées dans le domaine temporel et exprimées sous la forme :

$$A_{out} = \frac{A_{in}}{\sqrt{10^{\alpha_C/10}}} \quad (2.34)$$

2.8 Filtrage

Un filtre passe-bande a été inséré dans la cavité dans le but de limiter la bande passante des signaux circulant dans la cavité. Comme expliqué auparavant, le champ électrique initial sur lequel le blocage de modes doit s'appliquer provient de l'ESA du SOA. Comme l'ESA est un signal très large bande, sans la limitation en bande passante du filtre, le signal circulant dans la cavité sera toujours affecté du bruit d'ESA tout entier, rendant l'effet de blocage de modes moins performant en terme de gigue temporelle et de rapport signal sur bruit.

Nous allons établir la fonction de transfert du filtre $\tilde{H}_{PB}(\nu)$ dans le domaine spectral à partir des informations fournies par l'analyseur de spectre optique (Optical Spectrum Analyzer : OSA). Comme l'indique la Fig. 2.20, ce filtre de type "flattop", d'une bande passante à -3 dB de 750 GHz (6 nm) et centré sur ν_0 , peut être correctement modélisé

par une fonction gaussienne d'ordre 2 de la forme :

$$\tilde{H}_{PB}(\nu) = \exp \left[-\frac{1}{2} \left(2\sqrt{\ln 2} \frac{(\nu - \nu_0)}{B_{PB}} \right)^2 \right] \quad (2.35)$$

Ainsi, la modélisation du filtrage d'un signal optique défini dans le domaine temporel se fera comme l'indique la Fig. 2.19. La conversion du signal optique dans le domaine spectral sera effectuée par transformation de Fourier discrète DFT . Une fois l'opération de filtrage effectuée le signal temporel sortant sera obtenu par l'opération inverse $IDFT$.

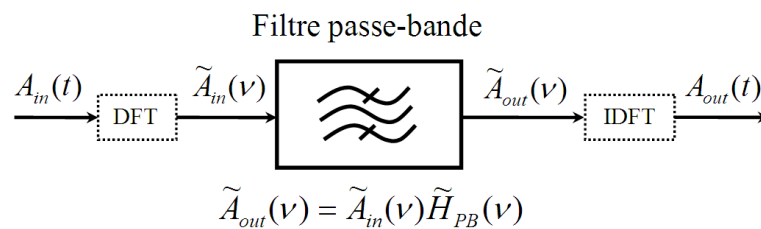


FIG. 2.19 – Schéma bloc décrivant la modélisation de la propagation d'un signal optique $A_{in}(t)$ au travers d'un filtre passe-bande de fonction de transfert $\tilde{H}_{PB}(\nu)$.

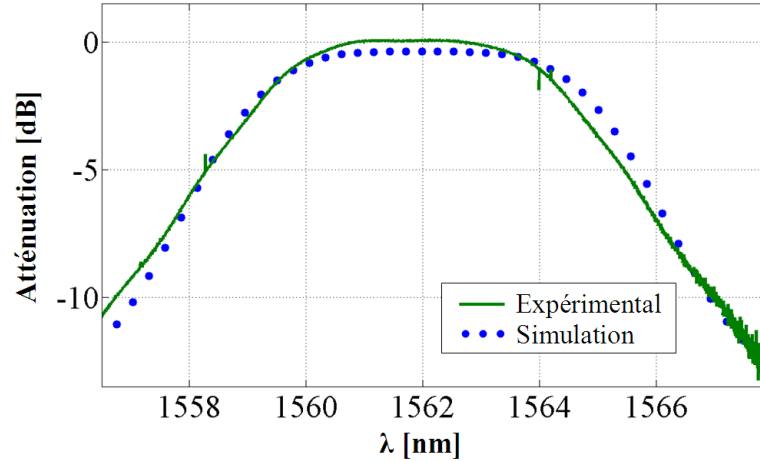


FIG. 2.20 – Comparaison de la fonction de transfert de filtrage $\tilde{H}_{PB}(\nu)$ du modèle (points), avec la fonction de transfert de notre filtre, d'une bande passante de 6 nm, relevée expérimentalement (trait).

2.9 Algorithme de modélisation du laser

Comme nous l'avons présenté dans ce chapitre, en fonction du composant optique traversé, la modélisation peut se dérouler dans le domaine temporel ou fréquentiel. Le passage d'un domaine à l'autre par DFT nécessite la déclaration de vecteurs de données contenant 2^m (m entier) échantillons. Le choix du nombre de sections M constituant le SOA va définir le pas d'échantillonnage temporel Δt de la simulation. Par respect des conditions de Shannon pour la DFT, la condition d'échantillonnage idéal nous conduit à un pas d'échantillonnage fréquentiel $\Delta f = 1/(\Delta t 2^m)$. Afin de traduire la condition de verrouillage des modes $f_E = N f_C$ obtenue expérimentalement, la fréquence de modulation du signal contra-propagatif (f_E) ne peut prendre que des valeurs bien précises. Les paramètres de simulation sont répertoriés dans le tableau ci-dessous.

Paramètre	Symbole	Valeur
Nombre de sections du SOA	M	128
Nombre d'échantillons	n_{tot}	2^{12}
Pas temporel	Δt	$0,157 ps$
Fenêtre temporelle	$n_{tot}\Delta t$	$635 ps$
Pas fréquentiel	Δf	$1,55 GHz$
Fenêtre spectrale	$n_{tot}\Delta f$	$6,35 THz$
Fréquence de répétition du signal externe	F_E	$9,6 GHz$

TAB. 2.1 – Constantes de simulation de notre laser à blocage de modes.

En tenant compte des paramètres de modélisation décrits dans le tableau Tab. 2.1, la durée de modélisation d'un cycle intra-cavité est de $\approx 15 ps$ soit une durée d'environ deux heures pour modéliser 500 cycles.

2.10 Conclusion du chapitre 2

Nous avons analysé et présenté dans ce chapitre comment nous avons imaginé et appliqué la modélisation de notre laser à blocage de modes actif, ainsi que chacun des composants qui le constituent.

L'originalité de cette modélisation vient du choix du modèle TEM auto-évolutif pour modéliser le SOA en régime dynamique. Cette méthode est simple dans sa conception, facile à programmer et à exécuter. De plus cette méthode temporelle a la potentialité de prendre en compte la dispersion spectrale du gain par implémentation d'un filtre FIR (Finite Impulse Response) [118]. Cette implémentation sera envisagée dans l'étude d'impulsions plus courtes (de l'ordre de la picoseconde ou moins).

Notre modèle a été développé sur Matlab en raison de sa souplesse d'exploitation, son efficacité en termes de calculs matriciels, et son interface graphique ergonomique.

Chapitre 3

Modélisation numérique

Sommaire

3.1	Introduction du chapitre 3	62
3.2	Propagation unidirectionnelle dans un SOA	63
3.2.1	Effets couplés de la SPM et de la saturation du gain	63
3.2.2	Modélisation initiale et résultats préliminaires	64
3.3	Collision entre impulsions contra-propagatrices	69
3.3.1	Présentation	69
3.3.2	Remise en forme temporelle et spectrale	69
3.3.3	Effet de la collision sur le chirp	73
3.3.4	Conclusion intermédiaire	74
3.4	Ajustement du modèle du SOA au SOA expérimental	76
3.4.1	Présentation du SOA conçu par CIP	76
3.4.2	Acquisition des données d'amplification en régime statique	77
3.4.3	Corrélation du modèle aux données expérimentales	78
3.5	Résultats de la modélisation du laser à blocage de modes actif	81
3.5.1	Cavité laser à faible dispersion positive	81
3.5.2	Avantages de la dispersion négative	93
3.5.3	Dispersion négative optimale	94
3.6	Conclusion du chapitre 3	99

3.1 Introduction du chapitre 3

Suite au chapitre 2 où nous avons présenté les modèles physiques des composants ainsi que la méthode et les stratégies de simulation, ce chapitre est dédié aux résultats numériques que nous avons jugés novateurs. Ces résultats vont proposer des pistes qui seront vérifiées expérimentalement dans le chapitre 4.

Nous avons présenté, dans le chapitre précédent, que le SOA détient un rôle prépondérant dans la configuration de laser à blocage de modes actif étudié dans cette thèse. Sa réponse en régime dynamique conditionne le fonctionnement du laser. Il a été présenté que la modulation croisée du gain (XGM) du SOA issue de la collision de deux signaux optiques confère au SOA le rôle de bloqueur de modes et de milieu amplificateur. Il est évident que la non-linéarité du SOA va influencer sur les propriétés du train d'impulsions généré, et nous allons le démontrer.

De plus, nous démontrerons que les propriétés dispersives de la fibre optique jouent un rôle déterminant quant aux propriétés du train d'impulsions émises. Bien que le laser puisse réussir parfaitement à entrer en blocage de modes pour une cavité constituée de fibres standard SMF (Single Mode Fiber), la modification des paramètres dispersifs de la cavité apportée par la fibre peut améliorer sur de nombreux tableaux le mode de fonctionnement du laser et des impulsions générées.

La première partie de ce chapitre sera dédiée à la modélisation de la réponse dynamique du SOA dans le cadre de la collision d'impulsions. Des concepts connus et des résultats nouveaux sur la collision seront présentés dans cette partie. Ces résultats préliminaires feront le lien avec la modélisation du laser à blocage de modes à un débit de 10 Gb/s .

Dans la deuxième partie, nous présenterons et interpréterons la réponse du laser conforme au dispositif expérimental présenté au chapitre 2. Nous examinerons le chirp fréquentiel des impulsions en régime stationnaire, notamment son profil et sa magnitude.

Nous poursuivrons par la partie novatrice apportée par mes travaux de modélisation visant à observer et interpréter l'effet induit par l'insertion d'une fibre à dispersion négative (DCF : Dispersion Compensating Fiber) dans la cavité. Le choix d'une valeur "optimale" de la dispersion vis-à-vis des propriétés du train d'impulsions émis par le laser sera discuté et présenté.

3.2 Propagation unidirectionnelle dans un SOA

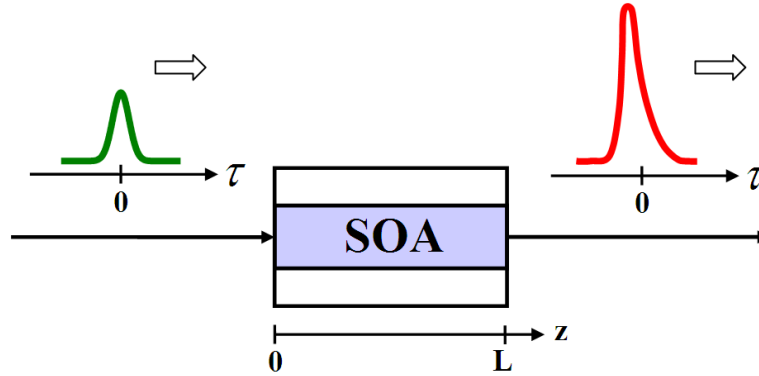


FIG. 3.1 – Schéma proposé pour la modélisation de la propagation unidirectionnelle d’impulsions dans un SOA.

3.2.1 Effets couplés de la SPM et de la saturation du gain

Discutons dans un premier temps des effets majeurs induits sur une impulsion traversant seule le SOA. Cette impulsion va simultanément consommer des porteurs tout en s’amplifiant. La diminution de la densité de porteurs conduit à la saturation du gain.

Rappelons que la saturation du gain correspondant au dernier membre de droite de l’équation (2.26) d’évolution du gain : $-g \frac{P}{E_{sat}}$, s’accompagne de la régénération du gain par pompage électrique caractérisée par le premier terme de droite de cette même équation, $\frac{g_0 - g}{\tau_c}$. Notons que cette régénération sera d’autant plus rapide que la durée de vie des porteurs (τ_c) sera faible.

De plus, la saturation du gain est responsable de la non-linéarité de l’amplification. Ainsi, le front de l’impulsion pénétrant le premier dans le SOA bénéficiera d’une amplification plus importante que le front descendant qui percevra un gain moindre. Ceci explique l’asymétrie de l’impulsion amplifiée, qui présentera un front montant abrupt et un long front descendant.

D’autre part, la saturation du gain, équivalente à un changement de la densité de porteurs, par rapport à un SOA au repos, entraînera des non-linéarités de l’indice, ce phénomène bien connu est responsable de l’auto-modulation de la phase (SPM) de l’impulsion. La SPM est source du décalage spectral vers les basses fréquences (red shift), de la distorsion et de l’élargissement du spectre de l’impulsion suite à sa traversée du SOA. Pour finir, la SPM est responsable de la non-linéarité de la fréquence instantanée $f_i(\tau)$ de l’impulsion. L’expression de $f_i(\tau)$ en convention $\exp(-j\omega_0 t)$ est la suivante :

$$f_i(\tau) = -\frac{1}{2\pi} \frac{d\phi}{d\tau} \quad (3.1)$$

où $\phi(\tau)$ représente la phase de l’impulsion référencée dans un repère mobile se déplaçant à la vitesse de groupe (v_g) de cette impulsion dans la zone active du SOA.

L'expression, bien connue, reliant la phase de l'impulsion sortante $\phi_{out}(\tau)$ à la phase entrante $\phi_{in}(\tau)$ est la suivante [115] :

$$\phi_{out}(\tau) = \phi_{in}(\tau) - \frac{1}{2}\alpha_H h(\tau) \quad (3.2)$$

où $h(\tau)$ désigne le gain intégral ou le gain accumulé, c'est-à-dire le gain total perçu en chaque point de l'enveloppe entrante référencée dans le repère mobile, suite à la traversée du SOA. Il s'écrit :

$$h(\tau) = \int_0^L g(z, \tau) dz \quad (3.3)$$

À partir des équations (3.1) et (3.2), la relation entre la fréquence instantanée sortante $f_{i,out}$, et entrante $f_{i,in}$ s'écrit :

$$f_{i,out}(\tau) = f_{i,in}(\tau) + \frac{\alpha_H}{4\pi} \frac{dh(\tau)}{d\tau} \quad (3.4)$$

Le chirp en sortie ζ_{out} , en [GHz/ps] est donné par la relation :

$$\zeta_{out} = \frac{df_{i,out}(\tau)}{d\tau} \quad (3.5)$$

3.2.2 Modélisation initiale et résultats préliminaires

Pour illustrer les effets de SPM et de saturation du gain du SOA sur les impulsions, nous avons effectué en premier lieu des études numériques simples. Au commencement nous modéliserons la propagation d'une seule impulsion dans un SOA, auquel nous affecterons les caractéristiques typiques d'un SOA amplifiant autour de $1,55 \mu m$ [111].

Nous adopterons un modèle de SOA de longueur de zone active $L = 500 \mu m$, de vitesse de propagation dans la zone active $v_g = c/n_g$ avec pour indice de groupe $n_g = 4$, de facteur de Henry $\alpha_H=5$, de gain petit-signal 20 et 30 dB respectivement, de durée de vie des porteurs $\tau_c = 0,1 ns$.

On étudie la propagation d'une impulsion gaussienne non-chirpée de largeur FWHM $T_0 = 14 ps$, dans un SOA modélisé par un gain petit-signal normalisé g_0 fixé respectivement à 2, 3 et 3,45, correspondant à des gains en puissance non-saturés respectifs de 20 et 30 dB. L'énergie de l'impulsion entrante est choisie de sorte qu'elle ne représente qu'un vingtième de l'énergie de saturation du SOA, $E_{in} = E_{sat}/20$. Les figures Fig. 3.2 à Fig. 3.5 illustrent les résultats.

3.2.2.1 Profils temporel et spectral

Nous constatons que l'asymétrie temporelle est plus visible à $G = 30 dB$ (Fig. 3.2(a)). En effet, une amplification plus élevée impose une non-linéarité plus prononcée, et cela se répercute sur l'allure temporelle (Fig. 3.2) et spectrale (Fig. 3.3) de l'enveloppe. La propriété particulière inhérente au profil du chirp (Fig. 3.2(b)) est la présence d'une même fréquence instantanée à deux points distincts du profil de l'impulsion, cette propriété est responsable de la forme oscillatoire du profil spectral. Notons aussi que l'asymétrie du

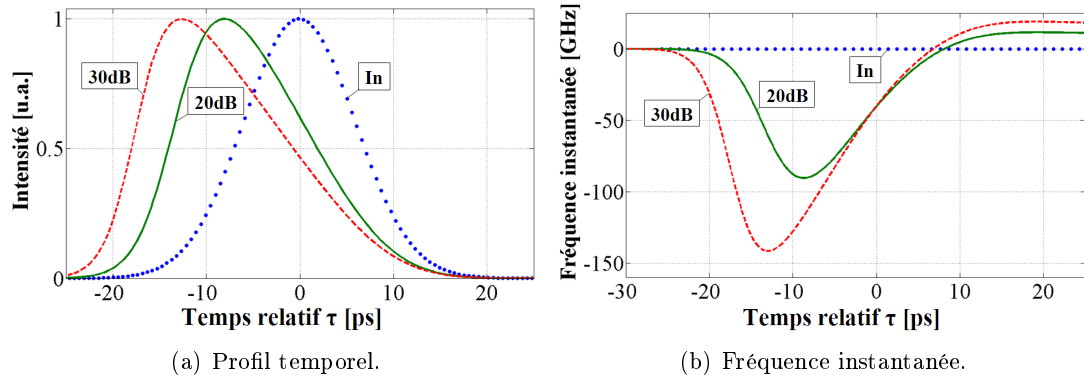


FIG. 3.2 – Profil temporel et fréquence instantanée d'une impulsion initialement gaussienne non-chirpée (points) amplifiée par un SOA ayant un gain petit-signal respectif de 20 dB (trait) et 30 dB (pointillés).

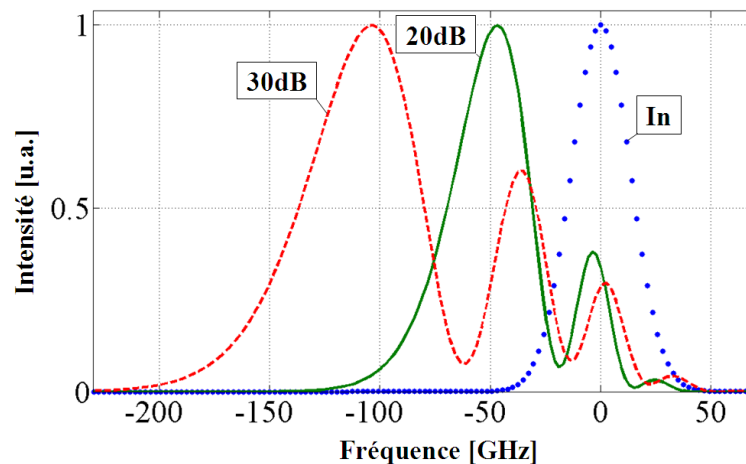


FIG. 3.3 – Profil spectral associé aux enveloppes temporelles de la Fig. 3.2(a).

chirp est une conséquence directe de l'asymétrie de l'impulsion via le facteur de Henry, tout comme l'indique l'équation (3.2).

La Fig. 3.3 présente les caractéristiques qui sont uniques aux SOA. Le spectre de l'impulsion sortante est distordu et présente une structure à pics multiples, avec un pic dominant délocalisé vers les basses fréquences (red shift). Le "red shift" est d'autant plus prononcé que le gain petit-signal du SOA est grand, la largeur spectrale en sortie peut être 3 à 5 fois plus large que celui de l'impulsion entrante. Ces modifications sont dues à la SPM, source de chirp fréquentiel, imposée à l'impulsion se propageant dans le SOA.

La Fig. 3.4 illustre de manière claire la non-homogénéité du gain au travers du gain intégral $h(\tau)$. La forme de $h(\tau)$ montre une décroissance uniforme du gain intégral, justifiant la dissymétrie de l'impulsion sortante, suite à une amplification plus forte de

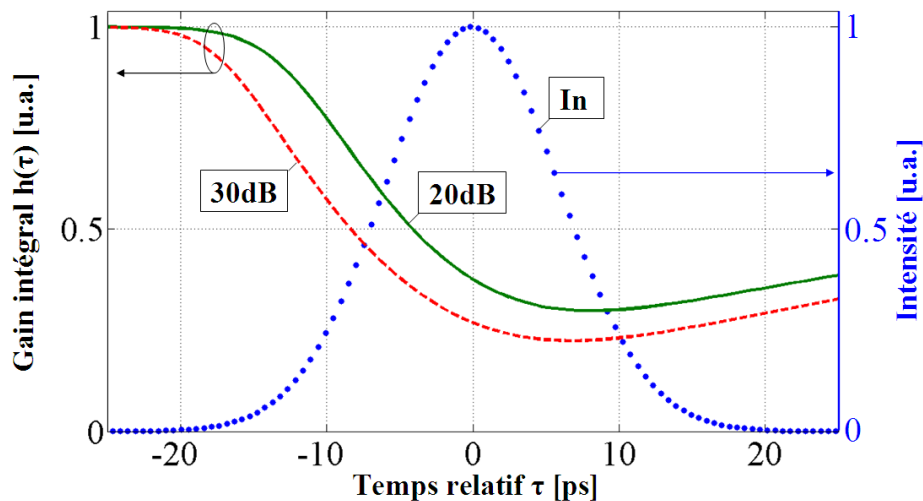


FIG. 3.4 – Gain intégral $h(\tau)$ perçu par une impulsion gaussienne non-chirpée (point) à l'issue de sa traversée du SOA pour un gain petit-signal respectif de 20 dB (trait) et 30 dB (pointillés).

son front montant. La décroissance de $h(\tau)$ est plus importante pour une amplification de 30 dB , en accord avec la Fig. 3.2(a). En résumé, l'impulsion amplifiée est d'autant plus dissymétrique que le gain petit-signal est élevé.

Notons qu'une amplification linéaire du SOA signifierait que $h(\tau)$ soit constante dans le temps. D'autre part, une amplification conservant la symétrie initiale d'une impulsion (gaussienne ou pas) implique une fonction $h(\tau)$ symétrique. Par la suite, nous prêterons une attention particulière à la forme de $h(\tau)$ afin de mieux comprendre le mécanisme d'amplification dans le SOA fonctionnant en XGM, dans un laser à blocage de modes.

3.2.2.2 Dynamique du gain

La dynamique des porteurs est illustrée par la Fig. 3.5, nous observons bien la forte saturation de la densité des porteurs vers la sortie du SOA ($z = L$). On comprend très bien pourquoi la saturation du gain ne permet pas une amplification homogène de l'impulsion, privilégiant la portion du signal arrivant la première. De plus, nous pouvons clairement observer la régénération du gain au bout d'une durée équivalente à $\approx 2,5$ fois la durée de vie des porteurs. Ainsi, avec une valeur typique de $\tau_c = 0,1\text{ ns}$, le SOA peut amplifier un signal numérique à un débit de $\approx 4\text{ Gb/s}$, ($\approx \frac{1}{2,5\tau_c}$).

3.2.2.3 Élargissement temporel et spectral

Il est intéressant de rajouter que la saturation de la densité de porteurs est responsable de l'élargissement temporel et spectral de l'impulsion par rapport à leur valeur initiale respective. L'exemple traité dans cette section dénote une largeur d'impulsion sortante de $15,9\text{ ps}$ (à 20 dB) et $17,3\text{ ps}$ (à 30 dB), soit un élargissement respectif de $13,7\%$ et $23,3\%$. L'élargissement temporel se comprend aisément, puisque la saturation

du gain va générer un front descendant d'autant plus long que la saturation sera forte, expliquant un plus fort élargissement à 30 dB.

L'augmentation de la largeur spectrale est une conséquence directe du chirp fréquentiel. En effet, la transformation de Fourier directe d'une impulsion possédant un chirp de type linéaire ou non-linéaire verra son enveloppe spectrale élargie. Ainsi, la magnitude du chirp détermine l'ampleur de l'élargissement spectral. Ceci justifie un élargissement spectral plus fort à une amplification de 30 dB comparé à une amplification de 20 dB, où la non-linéarité du chirp est de plus faible envergure (Fig.3.2).

Nous pouvons observer sur la Fig. 3.6 les résultats de simulations successives avec des impulsions entrantes non-chirpées de même énergie mais de largeur FWHM initiale T_0 croissante. L'élargissement relatif est d'autant plus fort que l'impulsion est large. Il est défini tel que :

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{T_L - T_0}{T_0} \quad (3.6)$$

où T_0 et T_L désignent respectivement la largeur de l'impulsion à l'entrée et à la sortie du SOA.

En conclusion, plus la saturation est forte et plus les largeurs temporelle (T_L) et spectrale (F_L) de l'impulsion en sortie du SOA augmentent, entraînant une dégradation encore plus forte du produit $\Delta f \Delta t$ ($= F_L T_L$). Cette augmentation du produit $\Delta f \Delta t$ représente un handicap en télécommunication optique où l'on privilégie les impulsions optiques limitées par la diffraction, plus aptes à se propager sur de longues distances.

Nous allons montrer dans la section qui va suivre que cet handicap peut être surmonté de manière élégante par collision d'impulsions. Par collision, nous allons d'une certaine manière mieux contrôler la dynamique de la densité de porteurs, de manière à diminuer l'effet d'élargissement sur l'impulsion propagatrice.

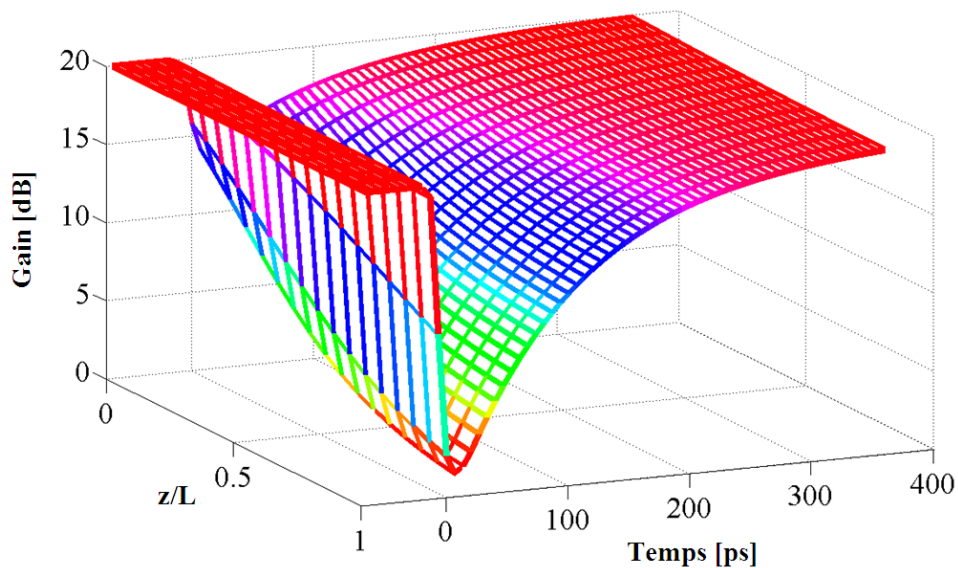


FIG. 3.5 – Dynamique des porteurs dans le SOA dans le cas où une unique impulsion s’y propage. Le SOA est modélisé avec un gain petit-signal typique $g_0 = 2,3$ (20 dB).

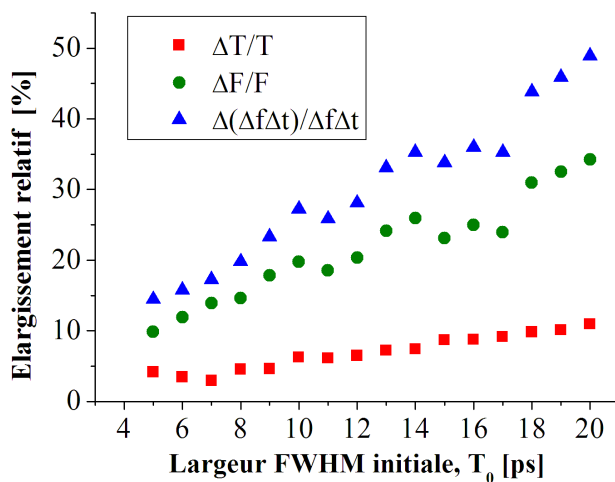


FIG. 3.6 – Élargissement relatif en % de la largeur FWHM temporelle ($\Delta T/T$) et spectrale ($\Delta F/F$) entraînant la dégénérescence du produit $\Delta f \Delta t$ de l’impulsion. Les petites ondulations sont liées à une structure ondulatoire des enveloppes spectrales (Fig.3.3).

3.3 Collision entre impulsions contra-propagatrices

3.3.1 Présentation

Suite à la présentation de la propagation d'une seule impulsion, nous allons exposer les résultats de simulation importants que nous avons pu tirer de la collision entre impulsions contra-propagatrices dans un SOA.

La collision d'impulsions est l'étape intermédiaire nécessitant une investigation préalable à la modélisation du laser à blocage de modes dans cette étude, puisqu'elle fournit des informations intéressantes sur le comportement qu'aura le SOA dans notre configuration de laser à blocage de modes, basée sur la XGM dans le SOA. La XGM est issue de la saturation spectralement homogène du gain, en d'autres termes, deux signaux circulant simultanément dans le SOA sur des porteuses différentes (ou non) vont partager le même "réservoir" de porteurs, ainsi tout changement de la densité de porteurs affectera simultanément les deux signaux.

Afin de mieux apprécier les résultats apportés par la collision d'impulsions, nous les comparerons régulièrement avec le cas sans collision, dans les mêmes conditions initiales (énergie et largeur initiale T_0).

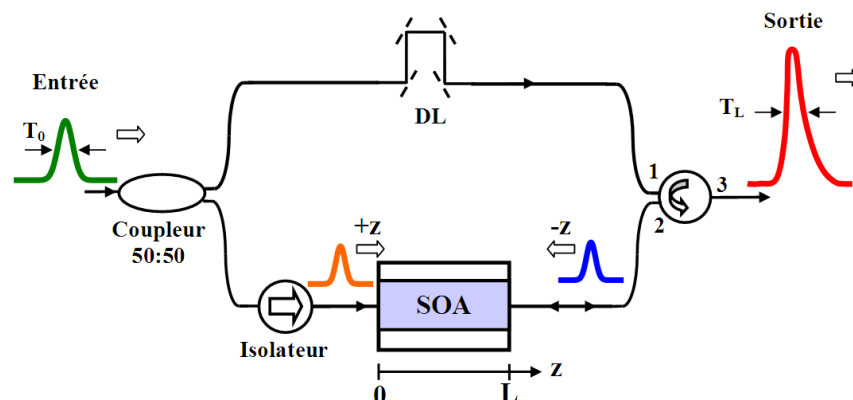


FIG. 3.7 – Schéma utilisé pour la modélisation de la collision d'impulsions dans un SOA.

3.3.2 Remise en forme temporelle et spectrale

Le schéma expérimental représentatif de notre modélisation est donné par la Fig. 3.7. Nous inspectons maintenant la variation des profils des impulsions en injectant dans le SOA deux impulsions gaussiennes non-chirpées de même largeur FWHM $T_0 = 14 ps$. L'impulsion contra-propagatrice ($-z$) est retardée de $2 ps$ relativement à l'impulsion propagatrice ($+z$), ce retard correspond à la différence de temps entre les instants où le pic de chacune des deux impulsions arrive sur la facette du SOA. Rappelons que l'énergie des impulsions incidentes est la même et correspond à $E_{in} = E_{sat}/20$.

La Fig. 3.8 montre l'enveloppe et le spectre normalisé de l'impulsion $+z$ (i.e. entrant par la facette gauche du SOA) s'étant propagée dans le SOA respectivement dans le cas

avec et sans collision. Bien que dans leur forme générale les profils temporels et spectraux soient sensiblement les mêmes, nous observons des différences notables et intéressantes en présence de collision. Après collision, l'amplification de l'impulsion $+z$ est de $17,1 dB$ comparé à $17,9 dB$ sans collision. La largeur FWHM, T_L , est légèrement compressée à $12,7 ps$, et conserve cette légère asymétrie communément observée avec les SOA. De plus, nous observons une amélioration remarquable du produit $\Delta f \Delta t$ de l'impulsion $+z$ après collision. Ce produit est originellement évalué à $0,55$ sans collision et se réduit à $0,51$ avec collision. Notons que le produit $\Delta f \Delta t$ d'une impulsion gaussienne non chirpée vaut $0,44$.

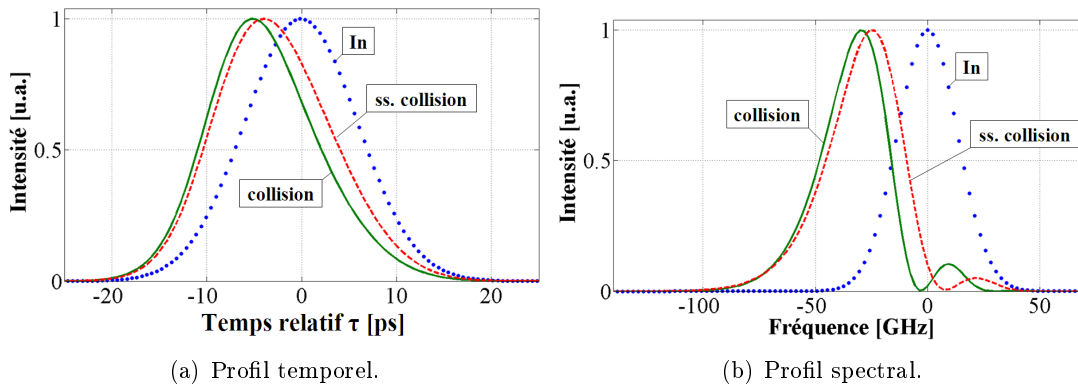


FIG. 3.8 – Forme temporelle et spectrale normalisée d'une impulsion gaussienne non-chirpée d'une largeur FWHM de $14 ps$ (point) amplifiée par un SOA de gain petit-signal de $20 dB$ dans le cas avec (trait) et sans (pointillés) collision avec une impulsion gaussienne contra-propagatrice de même énergie retardée de $2 ps$. La collision contribue à la remise en forme temporelle et spectrale.

L'explication du phénomène présenté dans la Fig. 3.8 est directe. La présence simultanée d'une impulsion contra-propagatrice $-z$, légèrement retardée, va réduire la quantité de porteurs soit le gain disponible pour l'impulsion propagatrice $+z$, tout particulièrement sur son front descendant où l'impulsion contra-propagatrice sera plus forte en raison de l'amplification du SOA. Comme l'indique la Fig. 3.8, le front descendant de l'impulsion est sensiblement plus abrupt dans le cas avec collision.

La dynamique des porteurs relative à la Fig. 3.8 est représentée par la Fig. 3.9. En raison du retard de l'impulsion $-z$, le brûlage de trous est légèrement asymétrique. À la différence du cas sans collision, illustré par la Fig. 3.5 où la densité de porteurs est lourdement saturée seulement à l'extrémité $z = L$ du SOA, le cas avec collision tend à réduire l'asymétrie du gain en brûlant des trous à l'extrémité $z = 0$ du SOA. Il en résulte ainsi un meilleur produit $\Delta f \Delta t$ de l'impulsion sortante à $z = L$.

Les résultats de la compression temporelle de l'impulsion par collision avec un gain petit-signal de $20 dB$ sont illustrés en détail dans la Fig. 3.10. Les impulsions entrantes ne sont pas chirpées. La variation de la largeur FWHM donnée par l'équation (3.6) a été calculée pour des largeurs respectives comprises entre 5 et $20 ps$ et un délai de l'impulsion $-z$ allant de 0 à $30 ps$.

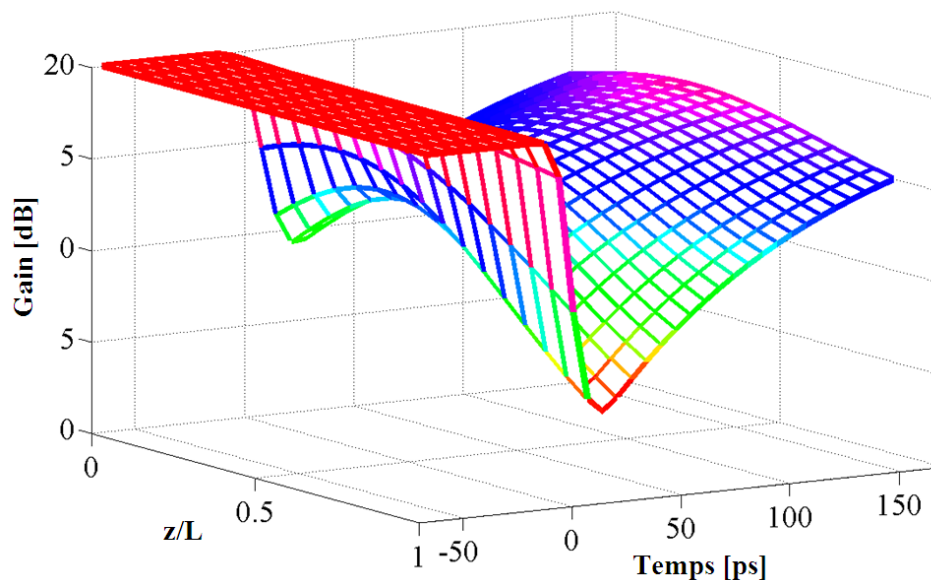


FIG. 3.9 – Dynamique des porteurs relative à la collision d’impulsions de largeur FWHM initiale $T_0 = 14 ps$ où l’impulsion $-z$ est retardée de $2 ps$.

Trois cas de figures peuvent résulter de la collision d’impulsions. Nous pouvons compresser une impulsion ($\Delta T/T < 0$), maintenir sa largeur FWHM ($\Delta T/T = 0$), ou bien l’élargir ($\Delta T/T > 0$) ce qui est le moins compliqué à réaliser. Rappelons qu’en l’absence de collision, les paramètres FWHM de l’impulsion sont inévitablement élargis (Fig.3.6).

Il est observé dans la Fig. 3.10 que la largeur de l’impulsion $+z$ peut être réduite d’environ 10 % par rapport à sa valeur initiale. Il est intéressant de noter que le maximum de compression est obtenu pour une impulsion $+z$ lorsque l’impulsion $-z$ se trouve légèrement retardée. Par exemple, pour des impulsions de $16 ps$ de largeur, le maximum de compression observé est de 8 % avec une impulsion $-z$ retardée de $3 ps$.

Il est naturel d’observer la disparition de cet effet de compression pour des délais de plus en plus importants. En effet, si le délai dépasse $20 ps$ l’intégralité de l’impulsion $+z$ aura déjà traversé le SOA, ainsi aucune collision n’aura lieu dans la zone active du SOA, annulant tout effet de compression. On se retrouve dans la configuration sans collision, où l’impulsion se trouve inévitablement élargie (Fig.3.6).

Dans la Fig. 3.11 nous pouvons observer que le plus faible produit $\Delta f \Delta t$ ($\approx 0,5$) est obtenu avec un retard de $7 ps$ sur l’impulsion $-z$. Pour un SOA de $500 \mu m$ de long, cela correspond à la situation où les pics des impulsions $+z$ et $-z$ se rencontrent sur la facette droite du SOA à $z = L$. L’amélioration du produit $\Delta f \Delta t$ est moins flagrante avec un SOA de gain petit-signal de $30 dB$ puisque la structure multiple du spectre reste relativement prononcée (cf. Fig. 3.3).

Une idée intéressante peut consister à maintenir la largeur des impulsions par collision afin de compenser l’élargissement de l’impulsion dû à l’amplification du SOA. Un

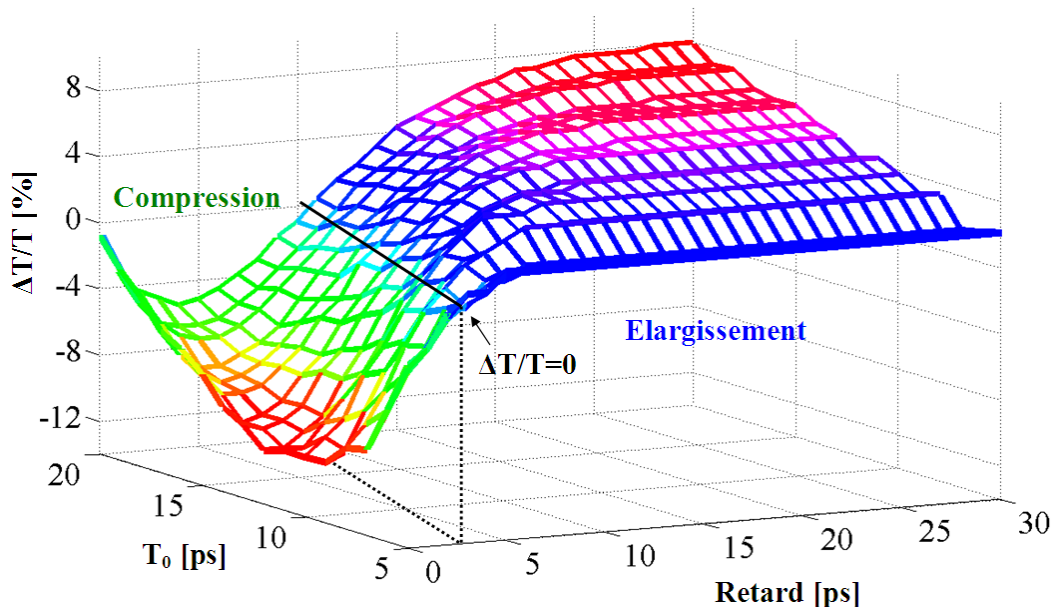


FIG. 3.10 – Compression $\Delta T/T$ d'une impulsion par collision, en fonction du retard de l'impulsion $-z$ et de la largeur FWHM T_0 des impulsions entrant en collision.

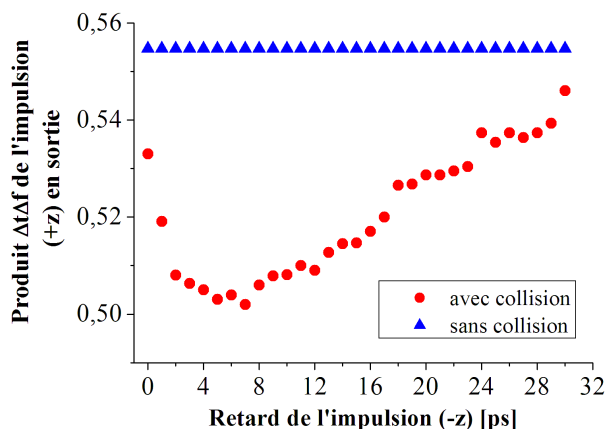


FIG. 3.11 – Produit $\Delta f \Delta t$ de l'impulsion sortante $+z$ en fonction du retard de l'impulsion $-z$.

tel exemple est donné dans la Fig. 3.12. Les deux impulsions sont d'une largeur de 8 ps et d'énergie $E_{sat}/20$. Le délai de l'impulsion $-z$ est de 5 ps . Dans de telles conditions l'impulsion va maintenir sa largeur de 8 ps tout en acquérant un gain de $19,2 \text{ dB}$. Bien que cette impulsion conserve une asymétrie temporelle ainsi que du "red shift", son produit $\Delta f \Delta t = 0,48$ demeure très proche d'une impulsion gaussienne limitée par la diffraction (0,44).

Ce bon produit $\Delta f \Delta t$ obtenu par collision souligne l'avantage de cette méthode

parmi les méthodes mono-directionnelles utilisées pour la compression d'impulsion [115] [126].

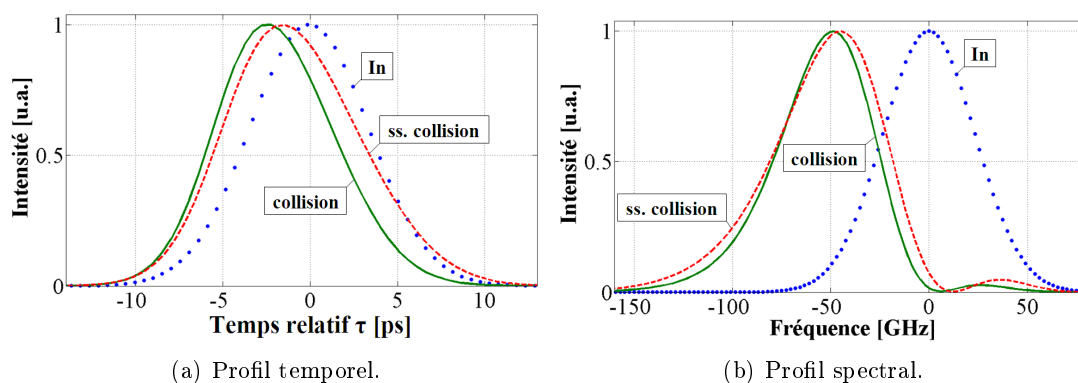


FIG. 3.12 – Formes temporelle et spectrale normalisées d'une impulsion gaussienne non-chirpée d'une largeur FWHM de 8 ps (point), amplifiée par un SOA de gain petit-signal de 20 dB dans le cas avec (trait) et sans (pointillés) collision avec une impulsion gaussienne contra-propagatrice retardée de 5 ps . La collision participe au maintien des largeurs temporelle et spectrale initiales.

3.3.3 Effet de la collision sur le chirp

Jusqu'à présent nous n'avons traité que la propagation d'impulsions non-chirpées. Nous allons ici nous pencher sur l'effet engendré par la présence d'un chirp linéaire sur l'impulsion entrante. Prenons par exemple le cas d'une impulsion d'une largeur T_0 de 14 ps et de chirp C . L'écriture de son enveloppe temporelle, toujours dans le formalisme $\exp(-j\omega_0 t)$ est la suivante :

$$A(z, \tau) = A_0 e^{-2\ln 2(1+jC)(\frac{\tau}{T_0})^2} \quad (3.7)$$

où A_0^2 correspond à la puissance crête de l'impulsion exprimée en $[W]$. C est la valeur sans dimension définissant le chirp ζ énoncé dans l'expression (3.5). L'expression reliant C et ζ est la suivante :

$$C = \frac{\pi}{2\ln 2} T_0^2 \zeta \quad (3.8)$$

Le signe de C détermine la variation de la fréquence instantanée f_i suivant τ . Lorsque $C > 0$ la fréquence augmente et vice-versa.

À l'issu de sa propagation, il est intéressant de noter que la forme temporelle de l'enveloppe sortante est indépendante de son chirp initial. En effet, c'est uniquement la puissance des enveloppes qui affecte la saturation du gain dans le SOA. Comme le montre l'équation (2.22), le terme de phase de l'impulsion entrante n'affecte pas la dynamique des porteurs. Ceci explique pourquoi la forme temporelle de l'impulsion $+z$ est la même que celle obtenue dans la Fig. 3.8 (sans chirp). Cependant, le spectre en sortie va dépendre de C .

Par simulation, nous montrons dans la Fig. 3.13 que la collision d'impulsions initialement chirpées ($C = \pm 5$) n'influe pas sur la forme de l'enveloppe sortante. La Fig. 3.13 illustre le même cas de collision présenté par la Fig. 3.8. Nous pouvons observer sur cette figure que les enveloppes temporelles sortantes sont identiques quel que soit le chirp de l'impulsion entrante ($C = 0$ ou ± 5). Cependant, la dépendance du profil spectral en fonction de C modifiera la valeur du produit $\Delta f \Delta t$. Ainsi, le produit $\Delta f \Delta t$ vaut 1,19 quand $C = 5$ et 1,91 quand $C = -5$.

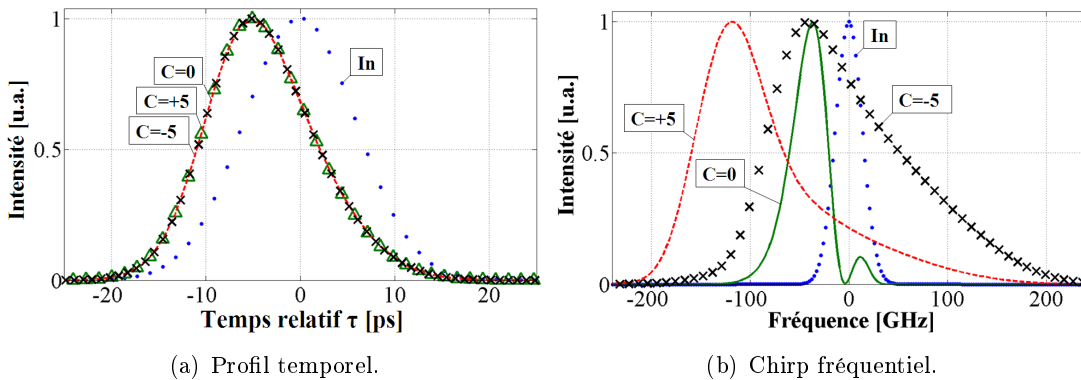


FIG. 3.13 – Même résultat que la Fig. 3.8 avec une impulsion entrante possédant un chirp linéaire : $C = 0$ (triangles) ; $C = +5$ (pointillés) ; $C = -5$ (croix).

Le "red shift" est plus accentué avec un chirp linéaire initialement positif. Ce phénomène est physiquement explicable, en additionnant le chirp créé par la SPM au chirp linéaire initialement présent dans l'impulsion. On se rend compte qu'un chirp linéaire positif ($C > 0$) supplémentaire s'ajoute au "red shift" de la SPM, décalant d'autant plus le spectre vers les basses fréquences que C sera élevé. En revanche, un chirp initial négatif aura tendance à compenser une partie du "red shift". Comme l'indique la Fig. 3.14, le pic d'intensité d'une impulsion entrante négativement chirpée ($C = -5$) présentera en sortie une fréquence instantanée nettement moins négative que dans les cas où le chirp initial équivaut à 0 ou +5.

3.3.4 Conclusion intermédiaire

Dans cette première partie focalisée sur la modélisation dynamique du SOA, nous avons apporté des résultats nouveaux [127]. Tout d'abord, notre modèle de SOA peut traiter la propagation de signaux optiques couplée à la dynamique du guide.

Il a été montré que la collision entre impulsions picosecondes optiques dans un SOA peut être employée pour pratiquer la compression temporelle d'impulsions optiques. Cette technique s'avère intéressante pour remédier à l'élargissement systématique imposé à une impulsion traversant seule un SOA.

En utilisant la présente méthode, il a été aussi montré que la collision peut également être employée pour maintenir des profils temporel et spectral propres, à condition que le retard de l'impulsion contra-propagatrice soit correctement ajusté.

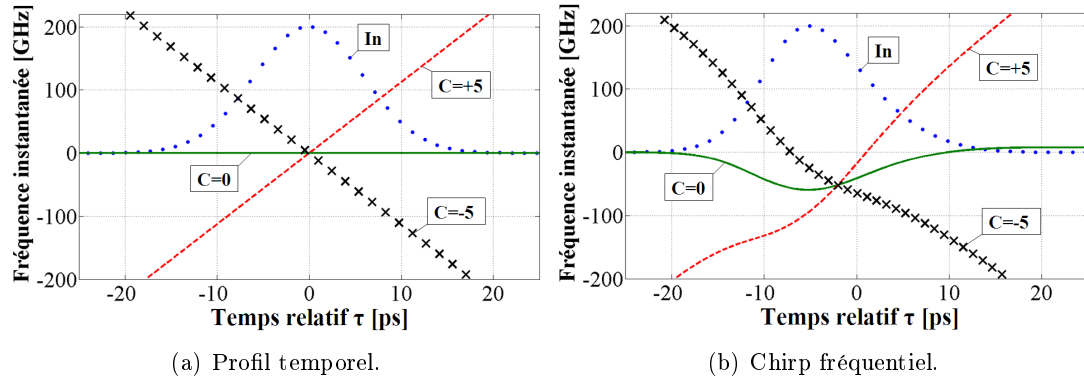


FIG. 3.14 – Profil respectif du chirp de l'impulsion entrante et sortante (pointillés). Un chirp initial négatif permet d'atténuer le "red shift" imposé par le SOA.

Ces résultats sont d'une importance capitale pour notre étude de laser fibré à blocage de modes utilisant un SOA, où les propriétés dispersives de la fibre optique couplées au contrôle de la forme d'impulsion dans le SOA peuvent participer à la génération d'un train propre d'impulsions.

3.4 Ajustement du modèle du SOA au SOA expérimental

Il a été montré que le SOA joue un rôle essentiel dans notre laser. Afin de rendre plus réaliste les résultats de simulation de blocage de modes et de pouvoir trouver des similitudes avec les résultats expérimentaux en termes de dimensions énergétiques, nous allons dans un premier temps ajuster les caractéristiques statiques du SOA modélisé avec celles du SOA expérimental.

En effet, lors du fonctionnement du laser en régime stationnaire, le gain fourni par le SOA avoisine les pertes intra-cavité. Dans notre modèle expérimental comme dans notre modèle numérique, la perte totale de la cavité laser ne dépasse pas les 7 dB , ce qui signifie qu'en régime stationnaire le gain net apporté par le SOA doit osciller autour de cette valeur. Étant donné que le gain petit-signal de notre SOA est de 30 dB , le fonctionnement de notre laser en régime stationnaire se situe dans la zone de forte saturation de la courbe caractérisant le gain du SOA en fonction de la puissance entrante, illustré dans la Fig. 3.15.

C'est la raison pour laquelle nous devons dans un premier temps faire correspondre les caractéristiques statiques du gain du SOA modélisé et de notre SOA expérimental.

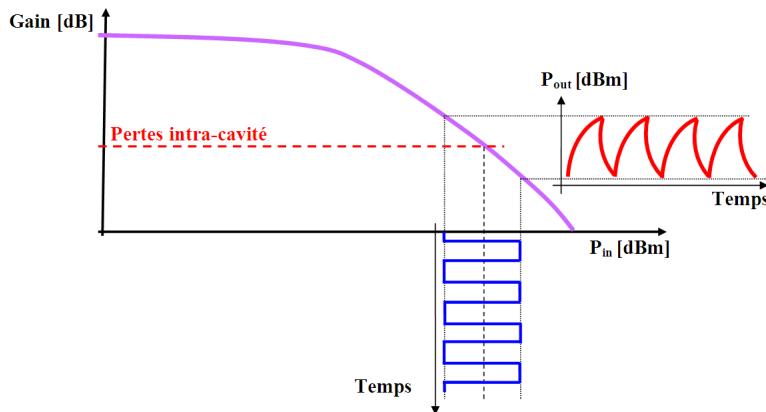


FIG. 3.15 – Illustration de la modulation du gain du SOA autour des pertes intra-cavité, par un signal externe.

3.4.1 Présentation du SOA conçu par CIP

Le SOA utilisé dans nos expériences est un SOA commercialisé par CIP (www.ciphotonics.com). Il s'agit d'un composant à multi-puits quantiques intégré dans un boîtier "butterfly" de la gamme SOA-NL-OEC-1550. Cette gamme de SOA propose des composants de longueur de zone active $L = 1500\ \mu\text{m}$ pour un facteur de confinement $\Gamma = 16\%$. Lorsqu'il est alimenté par un courant de 290 mA , son pic de gain situé à 1555 nm vaut 28 dB , pour une puissance sortante de saturation à -3 dB de 9 dBm (Fig. 3.17).

En plus de son fort gain, ce SOA bénéficie d'une dynamique rapide des porteurs. Le composant a été testé par le constructeur à 20°C à deux valeurs du courant de

polarisation (200 mA et 300 mA) dans un montage pompe-sonde à 1550 nm . La mesure a révélé une durée de régénération du gain à $1/e$ de 19 ps pour un courant de polarisation de 200 mA et de 13 ps à 300 mA . Cette régénération rapide des porteurs devrait garantir un fonctionnement à des taux de répétition avoisinant la centaine de GHz [128], [129].

3.4.2 Acquisition des données d'amplification en régime statique

Dans un premier temps, nous présenterons le banc de mesures mis en place pour récupérer les caractéristiques statiques du gain du SOA. Par la suite, nous allons ajuster les paramètres de notre modèle afin de pouvoir retrouver le même comportement en régime statique.

La Fig. 3.16 présente le schéma bloc de la chaîne de mesures. Une source laser continue accordable en longueur d'onde est générée par un laser DFB. La puissance de ce signal sera, par le biais du coupleur 50 : 50, mesurée par le radiomètre (PM) et injectée simultanément dans le SOA. Le signal de sortie auquel se superpose l'ESA est envoyé dans un analyseur de spectre optique (OSA) afin de calculer le gain.

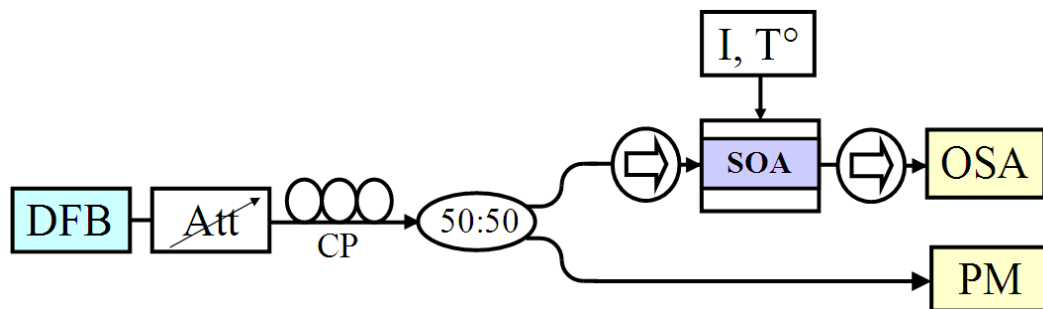


FIG. 3.16 – Schéma bloc du dispositif expérimental dédié à la mesure du gain du SOA en régime statique. La puissance optique incidente est générée par un laser DFB ajustable en longueur d'onde, la puissance est ajustée par l'atténuateur optique. Avant d'atteindre l'entrée du SOA, le signal optique traverse successivement un contrôleur de polarisation (CP), un coupleur 50:50 et un isolateur optique. Le coupleur 50:50 permet une mesure de la puissance moyenne incidente dans le SOA via le radiomètre (PM). L'OSA permet de mesurer l'amplification du signal incident auquel s'est superposée l'ESA.

Ce montage facile à réaliser nous permet de relever le gain d'un signal optique en fonction de sa longueur d'onde ou de sa puissance en ajustant l'atténuateur de manière adéquate.

L'utilisation d'un CP permet d'observer la sensibilité du SOA à la polarisation. Nous avons mesuré que notre SOA présente une sensibilité à la polarisation autour de 1 dB entre les modes TE et TM. Les fibres utilisées pour inter-connecter les composants sont des fibres standard SMF, il est donc nécessaire d'effectuer les mesures dans un milieu libre de toute vibration mécanique. Le SOA est un composant sensible à la température, une thermorégulation permanente du composant est effectuée, il est cependant nécessaire d'effectuer les mesures dans une atmosphère régulée en température. L'ensemble des mesures, réalisées au laboratoire EIE de l'Université Polytechnique de Hong-Kong,

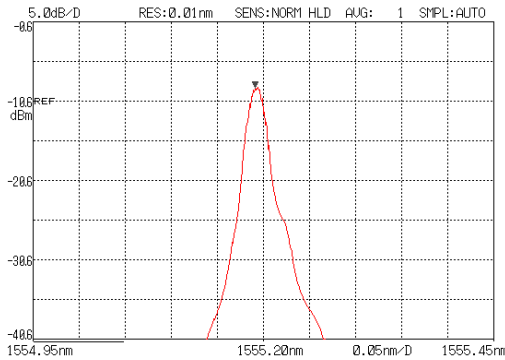
ont été effectuées dans les conditions spécifiées ci-dessus, sur des tables de manipulation montées sur vérins pneumatiques.

La mesure de l'amplification est effectuée à l'aide du radiomètre et de l'OSA. Le radiomètre nous permet de mesurer la puissance injectée P_{in} avec une grande précision. Même si le radiomètre intègre la puissance incidente mesurée sur une très large bande spectrale, la mesure demeure très fiable en raison du confinement élevé de l'énergie optique dans la raie laser générée par le laser DFB (Fig. 3.17(a)).

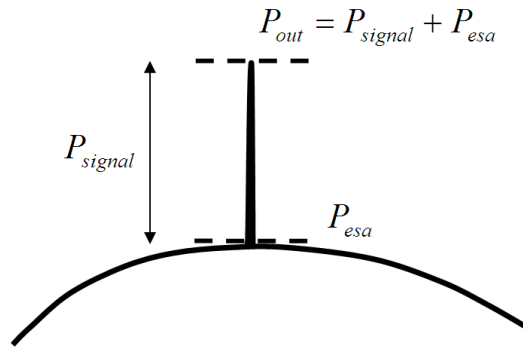
La mesure de la puissance en sortie du SOA nécessite l'usage de l'OSA. En effet, au signal optique amplifié par le SOA s'ajoute l'ESA. L'OSA est l'instrument adéquat pour calculer la puissance optique en sortie P_{out} , son utilisation nous permet de discerner l'ESA du signal (Fig. 3.17(b)).

Ainsi, le gain statique G_{dB} du SOA est calculé suivant la relation donnée par l'équation (3.9), dans laquelle nous avons soustrait la puissance de l'ESA (P_{esa}) présente à la longueur d'onde du signal (P_{out}). Dans l'équation (3.9), les puissances sont exprimés en mW . Notons que durant toute la mesure aucune fibre ne doit être déplacée voire déconnectée. De plus, chaque composant a été caractérisé individuellement de manière à connaître ses pertes d'insertion.

$$G_{dB} = 10 \log \frac{P_{out} - P_{esa}}{P_{in}} \quad (3.9)$$



(a) Spectre du laser DFB continu utilisé dans notre expérience.



(b) Schéma illustrant le profil spectral d'un laser DFB amplifié par un SOA.

FIG. 3.17 – Profil spectral de notre laser DFB continu et illustration de la méthode de mesure du gain du SOA.

3.4.3 Corrélation du modèle aux données expérimentales

Le modèle de notre SOA, présenté dans le chapitre 2, ne traite pas la dépendance spectrale du gain. Cependant, nous pouvons ajuster le comportement statique du SOA, en jouant sur le gain net g_{net} et l'énergie de saturation E_{sat} du SOA, et en considérant que l'on travaille autour d'une longueur d'onde où la courbure du gain est insignifiante.

En ajustant ces paramètres, nous pouvons obtenir à notre guise l'allure des courbes statiques du gain du SOA, $Gain = f(P_{out})$ et $Gain = f(P_{in})$, et faire en sorte qu'elles se superposent exactement aux données mesurées expérimentalement.

Jusqu'à présent nous avons considéré, comme l'indique l'équation (2.23), que g désigne le gain net g_{net} du SOA (3.10), nous délivrant de la nécessité de préciser le facteur de confinement Γ , le gain matériau g_m et les pertes internes α_{int} du SOA, sachant que :

$$g_{net} = \Gamma g_m - \alpha_{int} \quad (3.10)$$

Notons que la prise en compte, dans l'équation (2.23), du gain matériau et des pertes internes au modèle numérique n'ajoutera aucune modification quant au protocole de calcul de l'algorithme numérique du SOA présenté au chapitre 2. L'équation de propagation (2.23) sera légèrement modifiée pour donner :

$$\pm \frac{\partial A^\pm(z, t)}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial A^\pm(z, t)}{\partial t} = \frac{1}{2} [g(1 - j\alpha_H) - \alpha_{int}] A^\pm(z, t) \quad (3.11)$$

Dorénavant g représentera le produit Γg_m . Le gain net du SOA sera représenté par $g - \alpha_{int}$.

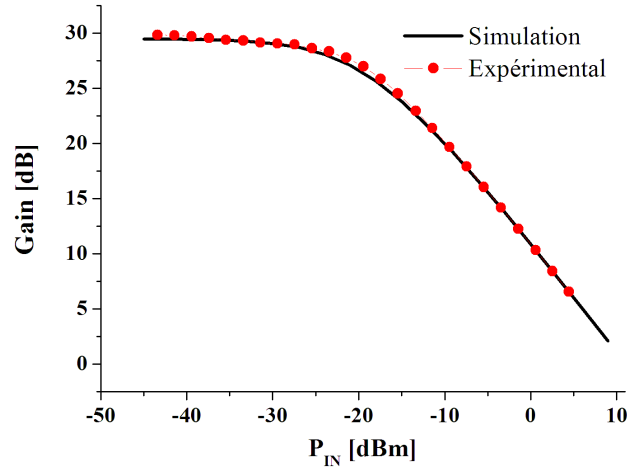


FIG. 3.18 – Gain en fonction de la puissance optique incidente. Les données expérimentales ont été relevées à la longueur d'onde 1550 nm pour un courant d'alimentation de 200 mA .

En ajustant le gain matériau petit-signal $g_{m,0}$ ($g_0 = \Gamma g_{m,0}$), les pertes internes α_{int} et l'énergie de saturation E_{sat} du SOA, nous sommes parvenus à corrélérer les résultats de simulation et expérimentaux comme l'indiquent les figures Fig. 3.18 et Fig. 3.19. Le Tab. 3.1 fournit l'ensemble des paramètres du SOA que nous conserverons par la suite dans la modélisation du laser à blocage de modes.

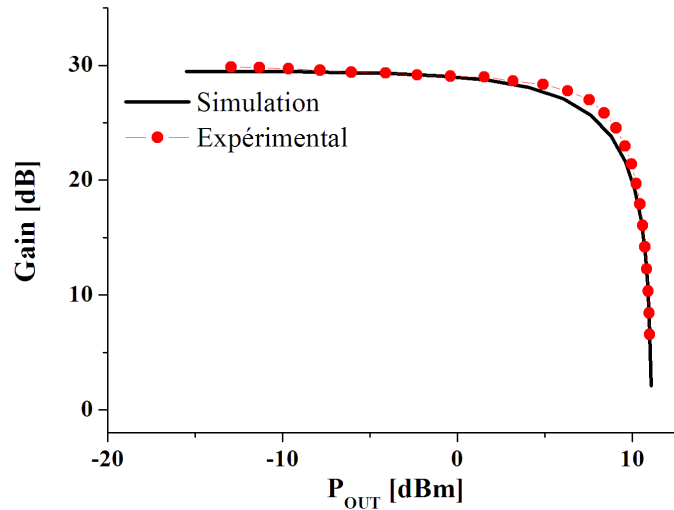


FIG. 3.19 – Gain en fonction de la puissance optique sortante. Les données expérimentales ont été relevées à la longueur d’onde 1550 nm pour un courant d’alimentation de 200 mA .

Paramètre	Symbole	Valeur
Longueur du SOA	L	$1500\ \mu\text{m}$
Gain matériau petit-signal	$g_{m,0}$	$13,3\ \text{cm}^{-1}$
Pertes internes	α_{int}	$8,86\ \text{cm}^{-1}$
Facteur de Henry	α_H	6
Énergie de saturation	E_{sat}	$0,5\ \text{pJ}$
Durée de vie des porteurs	τ_c	$16\ \text{ps}$

TAB. 3.1 – Paramètres du SOA utilisés dans la simulation du blocage de modes.

3.5 Résultats de la modélisation du laser à blocage de modes actif

Cette partie est dédiée à la présentation et à l'interprétation des résultats de modélisation du laser à blocage de modes dont le modèle numérique a été présenté dans le chapitre 2.

3.5.1 Cavité laser à faible dispersion positive

Nous allons commencer par l'interprétation des résultats obtenus dans le cadre d'une cavité fibrée de dispersion anormale (i.e. $D > 0$ ou $\beta_2 < 0$). C'est en somme la configuration la plus classique car la plus communément rencontrée pour ce type de laser [28], [130]. La cavité est de faible dispersion positive et constituée d'une longueur totale de 20 m de fibre SMF. La dispersion D de la fibre SMF utilisée est de $+16,5 \text{ ps nm}^{-1} \text{ km}^{-1}$, soit une dispersion totale, $D_{tot} = DL_C = +0,33 \text{ ps nm}^{-1}$, positive relativement faible. Rappelons dans la Fig. 3.20, le schéma bloc décrivant la manière dont nous allons modéliser notre laser dans cette section.

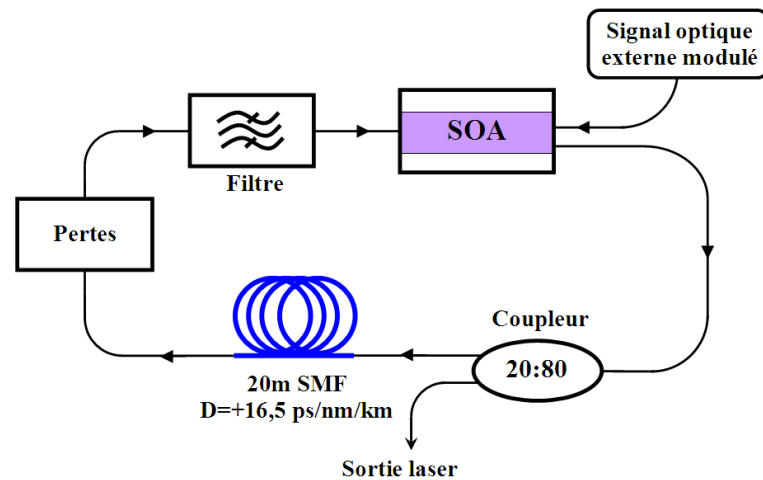


FIG. 3.20 – Schéma bloc du modèle décrivant un laser à blocage de modes fibré, ayant une cavité de dispersion totale $D_{tot} = +0,33 \text{ ps nm}^{-1}$.

3.5.1.1 Caractéristiques à l'état stationnaire

Les paramètres de modélisation du laser sont donnés par les tableaux Tab. 2.1 et Tab. 3.1. L'obtention d'un état stationnaire ne peut survenir que si l'énergie du signal contra-propagatif est soigneusement ajustée. En dessous et au-delà de cette valeur, le signal n'a plus l'allure d'un train d'impulsions et montre d'un tour de cavité à l'autre de sévères fluctuations temporelles et en amplitude. Dans le cas considéré, nous avons réussi à obtenir un train d'impulsions stable avec un signal contra-propagatif d'une

puissance moyenne de $7,9 \text{ dBm}$ et d'une amplitude de modulation de 21 mW , ce qui se traduit par une profondeur de modulation de $\Delta_m = 0,7$ (cf. Section 2.6).

Le régime stabilisé a pu être observé à partir de ≈ 100 cycles, ce qui représente en pratique un régime transitoire d'une durée de $\approx 13 \mu\text{s}$. La Fig. 3.21 montre l'évolution d'un bruit blanc vers un train d'impulsions stabilisé.

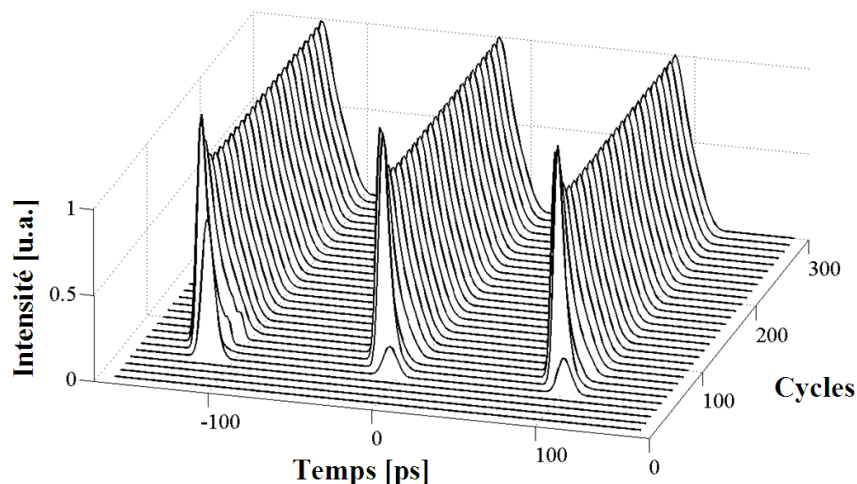


FIG. 3.21 – Évolution d'un bruit blanc gaussien vers un train d'impulsions stabilisé.

Ci-dessous, la Fig. 3.22 montre la perte de stabilité occasionnée par l'atténuation de 3 dB de la puissance moyenne du signal externe. En effet, la saturation du gain du SOA par le signal externe sera en conséquence plus faible. Ainsi, la fenêtre temporelle dans laquelle les impulsions seront amplifiées se trouvera élargie et l'amplification plus élevée. Comme l'indique la Fig. 3.22, un élargissement trop important de cette fenêtre va engendrer la perte du verrouillage de modes pour donner un régime bruité.

En régime stationnaire, le train d'impulsions circulant dans la cavité possède une puissance moyenne de $1,25 \text{ mW}$ pour des impulsions d'une amplitude de $8,9 \text{ mW}$ en sortie du SOA. La Fig. 3.23 donne respectivement la forme temporelle et le profil spectral normalisé du train d'impulsions stabilisé. La largeur FWHM des profils temporel et spectral vaut respectivement $14,3 \text{ ps}$ et $85,2 \text{ GHz}$, correspondant à un produit $\Delta f \Delta t$ de $1,22$. Nous constatons tout d'abord une forte asymétrie de l'enveloppe temporelle, qui présente un front montant plus rapide que son front descendant. Nous retrouvons cette asymétrie sur le spectre échantillonné à une fréquence équivalente à la fréquence de répétition du train d'impulsions. Le pic d'intensité du spectre est décalé de 100 GHz vers les basses fréquences. Ce "red shift" fréquentiel dénote la présence, dans le train d'impulsions, de non-linéarités induites par le SOA. En effet, la SPM induite par la propagation dans la fibre SMF est négligeable en raison de la faible puissance du train d'impulsions.

La forte valeur du produit $\Delta f \Delta t$ souligne la présence d'un chirp fréquentiel relativement élevé. Dans la Fig. 3.24 représentant une impulsion isolée et sa fréquence instantanée, la valeur du chirp équivaut à -18 GHz/ps . Nous avons constaté que le

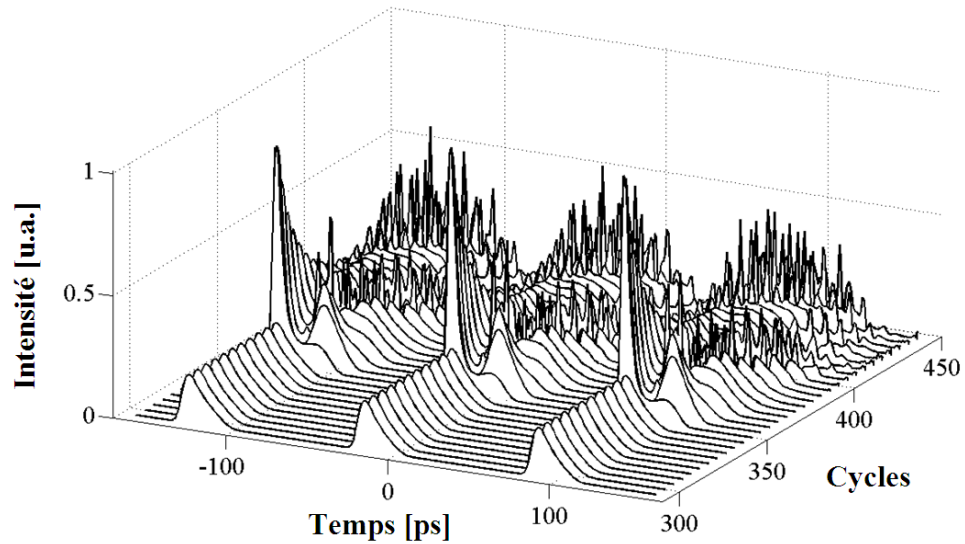
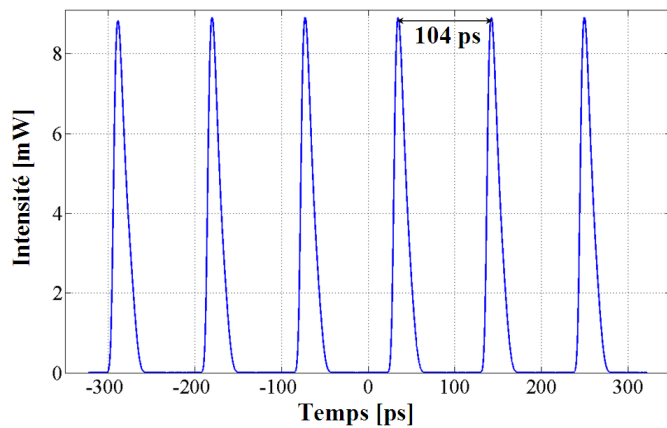
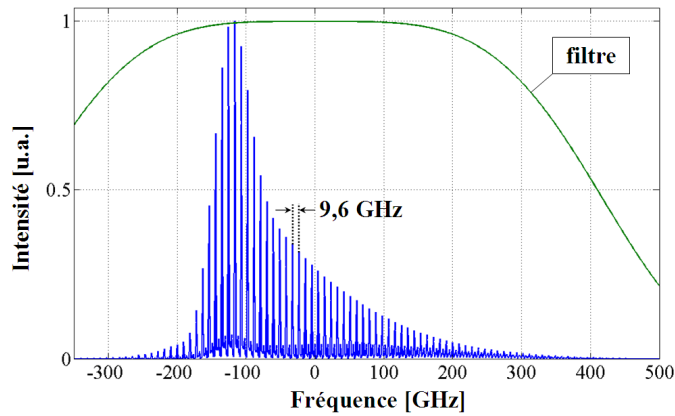


FIG. 3.22 – L'atténuation de 3 dB de la puissance moyenne du signal externe, à compter du $350^{\text{ième}}$ tour de cavité, entraîne la perte du blocage de modes observé dans la Fig. 3.21.

chirp garde définitivement ce profil à compter du moment où l'état stationnaire est établi, i.e. au-delà de 100 cycles. La variation de la fréquence instantanée est monotone et décroissante comme l'indique l'approximation par une droite affine sur la Fig. 3.24. Cependant, la variation de la fréquence instantanée n'est pas rigoureusement linéaire, nous apercevons des non-linéarités principalement au niveau du pic d'intensité de l'impulsion. Ceci est dû à la SPM, source de "red shift". Malgré la présence de non-linéarités, les impulsions présentent un chirp linéaire prédominant. À cause de sa dissymétrie nous n'aborderons pas dans cette partie les résultats de fitting de l'enveloppe temporelle par une fonction gaussienne ou sécante hyperbolique (sech).



(a) Train d'impulsions stabilisé obtenu par modélisation.



(b) Spectre correspondant du train d'impulsions.

FIG. 3.23 – Allures temporelle et spectrale illustrant le train d'impulsions obtenu à l'état stationnaire dans le cas d'une cavité laser fibrée à faible dispersion positive $D_{tot} = +0,33 \text{ ps nm}^{-1}$. Le filtre passe-bande illustré dans la Fig. 3.23(b) est nécessaire pour établir ce régime stationnaire.

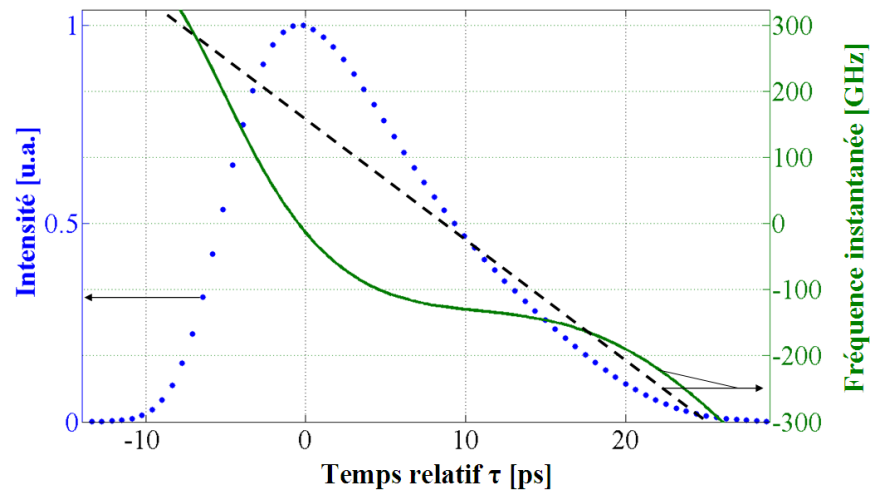


FIG. 3.24 – Profil temporel (points) de l'impulsion stabilisée et sa fréquence instantanée (trait). L'approximation de la fréquence instantanée par une fonction affine (pointillés) montre un chirp approximativement linéaire d'une valeur de $\approx -18 \text{ GHz/ps}$.

3.5.1.2 État stationnaire et dispersion positive de la cavité

En régime stationnaire, en sortie du laser, le train d'impulsions sortantes conserve strictement, d'un tour de cavité à l'autre, les mêmes caractéristiques pour ce qui est de son chirp et de son profil (Fig. 3.25). Cependant, il est impossible que l'impulsion conserve les mêmes caractéristiques en tout point de la cavité.

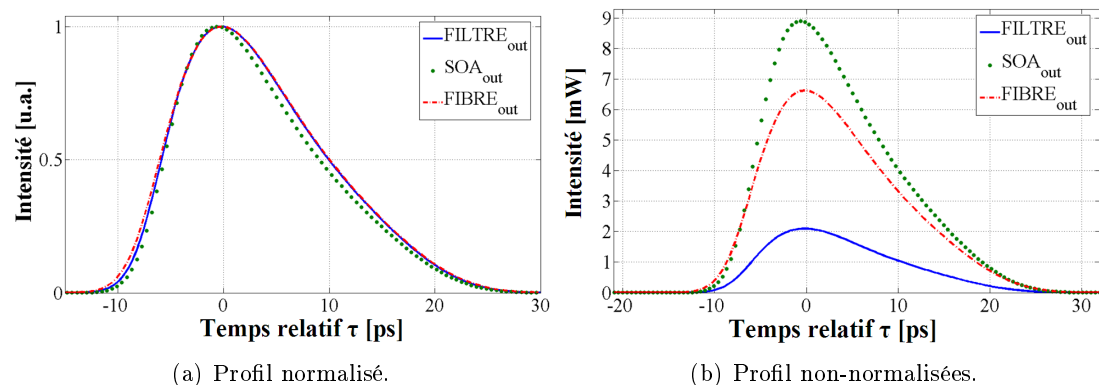


FIG. 3.25 – Profil temporel de l'enveloppe stabilisée relevé à trois endroits de la cavité. La Fig. 3.25(b) montre la fluctuation de l'amplitude d'une même impulsion relative aux effets respectifs des composants modélisés. La forte atténuation de l'impulsion observée en sortie du filtre provient essentiellement de la prise en compte des pertes d'insertion (Fig. 3.20).

En effet, en raison de sa dispersion positive ($D > 0$), la fibre SMF introduit un chirp linéaire négatif ($C < 0$). La dispersion positive dite anormale fait se propager les hautes

fréquences (bleues) plus vite que les basses fréquences (rouges) [131]. Cette dispersion qui entraîne un chirp quadratique de la phase spectrale est source d'élargissement temporel et de l'ajout de chirp linéaire au train d'impulsions. Comme le montre la Fig. 3.26, à la traversée de la SMF l'enveloppe de l'impulsion se trouve élargie de 7% lors d'un tour de cavité. Cependant, l'effet de la SMF sur le chirp est minime, celle-ci n'influence pas vraiment le chirp à cause de sa faible longueur.

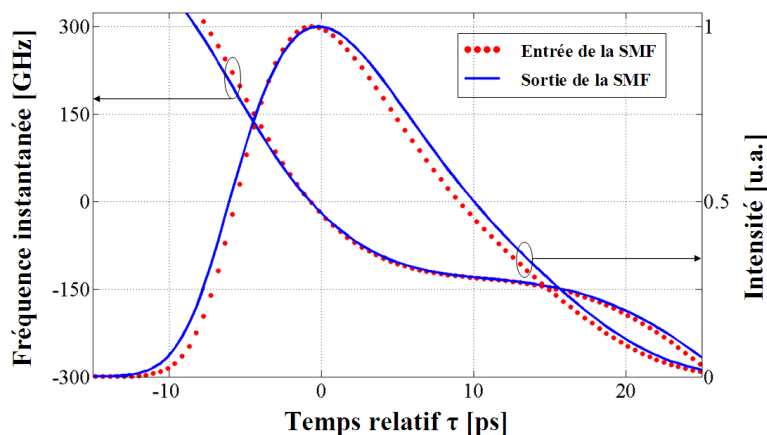


FIG. 3.26 – Résultat de simulation en régime stationnaire illustrant un élargissement de 7% de l'impulsion, suite à son passage dans 20 m de SMF.

Puisque un régime stabilisé existe (Fig. 3.21), c'est la non-linéarité du SOA, aidée du filtre passe-bande, qui contribuent à l'existence d'un équilibre.

Il est donc judicieux d'observer la propagation du signal optique individuellement dans le SOA et le filtre afin de mieux identifier les mécanismes responsables des propriétés de l'impulsion et notamment de son chirp à l'état stationnaire. Nous allons dans un premier temps étudier le rôle du SOA.

3.5.1.3 Non-linéarité induite par le SOA

L'analyse de l'amplification et du chirp induits par le SOA va débuter par l'observation de la progression du train d'impulsions $+z$ dans le SOA pendant qu'au même instant le signal contra-propagatif $-z$ transite lui aussi. Plus précisément, nous allons observer simultanément les signaux $+z$ et $-z$ à quatre endroits équidistants du SOA. Comme l'indique la Fig. 3.27, nous allons nous placer en tant qu'observateur aux endroits $z = 0$, $z = L/3$, $z = 2L/3$ et $z = L$ et y collecter la forme des signaux $+z$ et $-z$ à leur passage. Notons qu'en régime stationnaire, dans le cas présent, les signaux $\pm z$ sont déjà automatiquement ajustés par le mécanisme de blocage des modes.

Amplification et chirp induit par le SOA

Le résultat de l'acquisition de ces signaux est illustré par la Fig. 3.29 montrant l'évolution de la forme des signaux normalisés $+z$ et $-z$ aux différents stades d'amplification

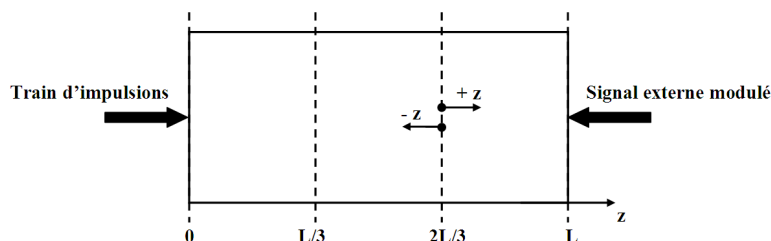


FIG. 3.27 – Schéma désignant les points de collecte des signaux $+z$ et $-z$ dans le SOA.

et de propagation dans le SOA.

La Fig. 3.29 nous renseigne sur la localisation du train d'impulsions $+z$ par rapport au signal modulé $-z$. La Fig. 3.29(a) montre bien qu'à $z = 0$ le pic d'intensité du signal $+z$ prend "naissance" dans la zone où le signal $-z$ est minimal. Autrement dit, c'est dans la zone où les pertes dans le SOA (donc dans la cavité) sont minimales que la formation du signal $+z$ sera favorisée. Notons que ceci concorde bien avec le schéma de principe du blocage de modes présenté dans la Fig. 2.2 du chapitre 2.

De plus, l'influence du signal $+z$ sur la densité de porteurs est mineure comparée à celle du signal $-z$, ce dernier étant plus énergétique. Ainsi, la dynamique de la densité de porteurs suivra une évolution temporelle approximativement inverse par rapport à celle du signal $-z$. Le signal $+z$ étant localisé aux alentours du minimum d'intensité de $-z$, le creux d'intensité du signal $-z$ favorisera un gain d'allure parabolique orientée vers le bas pour le signal $+z$. Ainsi, le gain intégral $h(\tau)$ perçu par le signal $+z$ prendra lui aussi une allure parabolique orientée vers le bas, centrée autour du pic d'intensité de ses impulsions. Cette prédiction est confirmée par les résultats de modélisation présentés dans la Fig. 3.28 illustrant le gain intégral $h(\tau)$ exprimé en dB donné par l'équation (3.3).

Notons qu'à l'état stationnaire, le gain maximal ($6,5 dB$) correspondant à un tour de cavité est légèrement supérieur aux pertes totales de la cavité fixées à $6 dB$, représentant les pertes d'insertion de la cavité (Fig. 3.28). Étant donné que nous sommes dans un état stationnaire, le gain total ne peut dépasser les pertes. Cela signifie que des pertes supplémentaires existent. Il s'agit de pertes liées à la limitation spectrale du filtre passe-bande.

Comme prévu, la portion de l'impulsion bénéficiant d'un gain maximal correspond au front montant de l'impulsion. Ceci justifie la dissymétrie de l'impulsion, conséquence directe de la non-linéarité du SOA.

Gain idéal parabolique

Comme le montre la Fig. 3.28, le gain intégral prend la forme d'une "cloche renversée", cette forme asymétrique ne peut donc être décrite par une équation parabolique. Néanmoins, si on suppose un gain intégral de forme parabolique :

$$h(\tau) = a_h \tau^2 + c_h \quad (3.12)$$

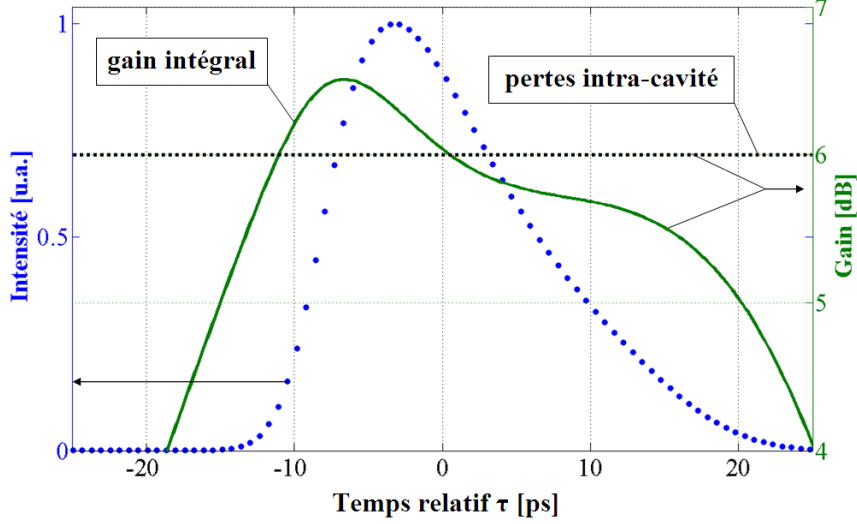


FIG. 3.28 – Résultats numériques illustrant le gain intégral $h(\tau)$ (trait) perçu par l'impulsion propagatrice stabilisée (points) à l'issue de son passage dans le SOA. La ligne horizontale illustrant les pertes d'insertion intra-cavité montre que le train d'impulsions subit des pertes autres que les pertes d'insertion. Ces pertes supplémentaires sont issues de la limitation spectrale du filtre passe-bande. Le filtre limite le "red shift" et l'élargissement spectral des impulsions causé par la non-linéarité du SOA.

centré au pic d'une impulsion gaussienne, avec a_h et c_h réels, celui-ci engendrera l'apparition d'un chirp purement linéaire du même signe que a_h . En effet, soit A_{in} une impulsion gaussienne, non-chirpée, d'amplitude A_0 et de largeur T_0 , entrant dans le SOA. Cette impulsion de la forme, $A_{in}(\tau) = A_0 e^{-2\ln 2 (\frac{\tau}{T_0})^2}$ bénéficie à la traversée du SOA d'un gain intégral donné par l'équation (3.12). L'impulsion sortante, $A_{out}(\tau)$, peut se déduire à partir de l'équation de propagation (2.23) que l'on peut reformuler sous forme de l'équation (3.13), de manière à faire apparaître le gain intégral $h(\tau)$ [115] :

$$\frac{\partial A(z, \tau)}{\partial z} = \frac{1}{2} g(z, \tau) (1 - j\alpha_H) A(z, \tau) \quad (3.13)$$

$A_{out}(\tau)$ s'écrit sous la forme suivante :

$$A_{out}(\tau) = A_{in}(\tau) e^{\frac{1}{2} h(\tau) (1 - j\alpha_H)} \quad (3.14)$$

En développant par l'expression respective de $A_{in}(\tau)$ et de $h(\tau)$ donné par l'équation (3.12), on trouve :

$$A_{out}(\tau) = A_0 e^{\frac{c_h}{2}} e^{-\frac{\tau^2}{2} \left[\left(\frac{4\ln 2}{T_0^2} - a_h \right) - j\alpha_H a_h \right]} e^{-j \frac{\alpha_H c_h}{2} \tau} \quad (3.15)$$

La fréquence instantanée $f_{i,out}(\tau)$ de $A_{out}(\tau)$ est bien linéaire dans le temps, et de la forme :

$$f_{i,out}(\tau) = -\frac{1}{2\pi} \frac{d\phi_{out}}{d\tau} = \frac{\alpha_H a_h}{2\pi} \tau \quad (3.16)$$

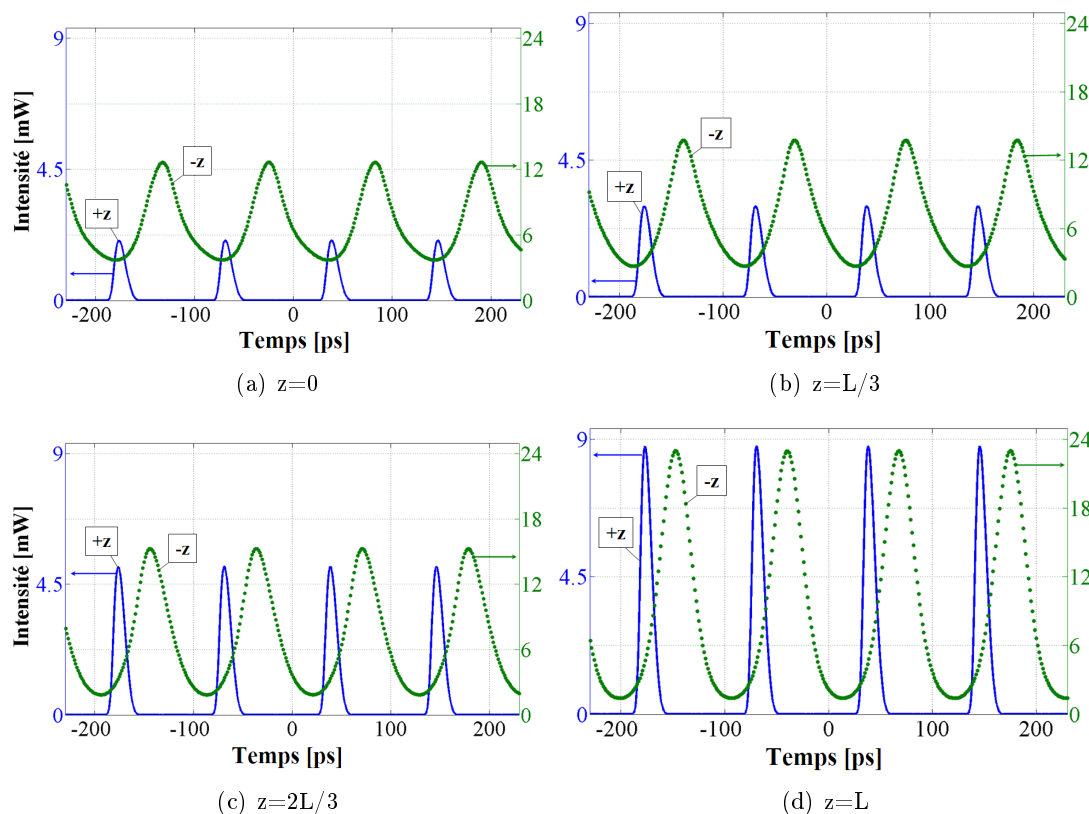


FIG. 3.29 – Observation des signaux $+z$ et $-z$ respectivement en $z = 0$, $z = L/3$, $z = 2L/3$ et $z = L$. Quel que soit leur avancement dans le SOA, les pics d'intensité du signal $+z$ sont localisés au voisinage de minima d'intensité du signal $-z$.

Dans le cas d'une forme parabolique de $h(\tau)$ orientée vers le bas, a_h sera négatif, ainsi le chirp sortant ζ_{out} sera lui-même négatif. Notons qu'en plus de contribuer à l'ajout d'un chirp linéaire négatif, une telle expression de $h(\tau)$ contribue à la conservation de la forme gaussienne de l'impulsion entrante bien que l'amplification ne soit pas linéaire.

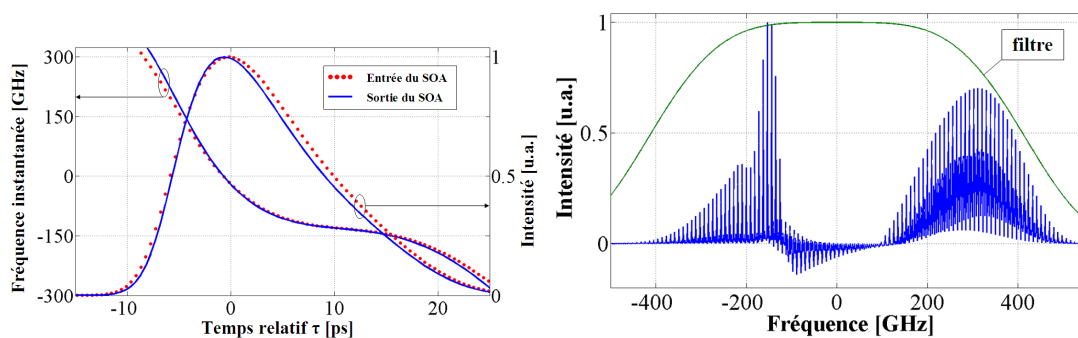
Il est donc très intéressant de chercher à observer les similitudes de $h(\tau)$ avec une équation parabolique de la forme décrite par l'équation (3.12). Le degrés de ressemblance du chirp avec un chirp linéaire sera d'autant plus fort que $h(\tau)$ ressemblera à l'équation (3.12). Il est de même amusant de se demander avec quelle forme du signal extérieur ($-z$) peut-on s'approcher de l'équation (3.12) afin de réaliser un train d'impulsions gaussiennes idéal.

Interprétation

En résumé, le SOA est responsable de plusieurs modifications sur le train d'impulsions stabilisé. D'une part, la présence d'un signal contra-propagatif va favoriser un gain

$h(\tau)$ ayant l'allure d'une cloche renversée. Ce profil du gain est responsable de l'allure monotone décroissante de la fréquence instantanée. D'autre part, la non-linéarité contribue à la déformation des impulsions (Fig. 3.28) via la saturation du gain par la puissance même de l'impulsion propagatrice. Ainsi, en comparant l'impulsion sortant du SOA avec l'impulsion entrante, celle-ci sera légèrement compressée et son chirp sensiblement plus négatif, comme le montre la Fig. 3.30(a). Dans le domaine spectral, la compression de l'impulsion due à la saturation du gain du SOA se traduit par une redistribution privilégiée de l'intensité spectrale vers les hautes fréquences du spectre échantillonné. Ceci est illustré dans la Fig. 3.30(b) représentant le résultat normalisé de la soustraction de l'intensité spectrale normalisée du train d'impulsions sortant ($\tilde{I}_{out}(\nu)/\max[\tilde{I}_{out}(\nu)]$) à celle entrant dans le SOA ($\tilde{I}_{in}(\nu)/\max[\tilde{I}_{in}(\nu)]$).

Il est intéressant de noter que l'élargissement de l'impulsion due à la SMF est issu d'un processus purement linéaire n'engendrant la génération d'aucune composante spectrale. C'est la disparité des vitesses de groupe qui produit l'élargissement. Dans le SOA, c'est la non-linéarité qui contribue à la remise en forme, en comprimant les impulsions par la génération de nouvelles fréquences.



(a) Profil temporel normalisé et fréquence instantanée.

(b) Soustraction spectrale normalisée.

FIG. 3.30 – Illustration dans le domaine temporel et spectral des effets induits par le SOA en régime stationnaire. Dans la Fig. 3.30(b), nous pouvons observer que le SOA favorise les composantes spectrales latérales du train d'impulsions et notamment les hautes fréquences responsables du rétrécissement des impulsions.

3.5.1.4 Rôle du filtre passe-bande

Nécessité du filtrage

La Fig. 3.31 illustre les résultats de simulation où nous avons conservé les mêmes paramètres qu'à la Fig. 3.21, à l'exception du filtre que nous avons volontairement omis. Nous pouvons constater qu'en l'absence de filtrage le laser n'arrive pas à évoluer vers un régime stabilisé. En effet, en l'absence du filtre, le "red shift" fait glisser le spectre vers les basses-fréquences à chaque tour de cavité. De plus, de nouvelles composantes

spectrales issues de la saturation du SOA et du bruit d'ESA apparaissent. De ce fait, un bruit large bande est généré.

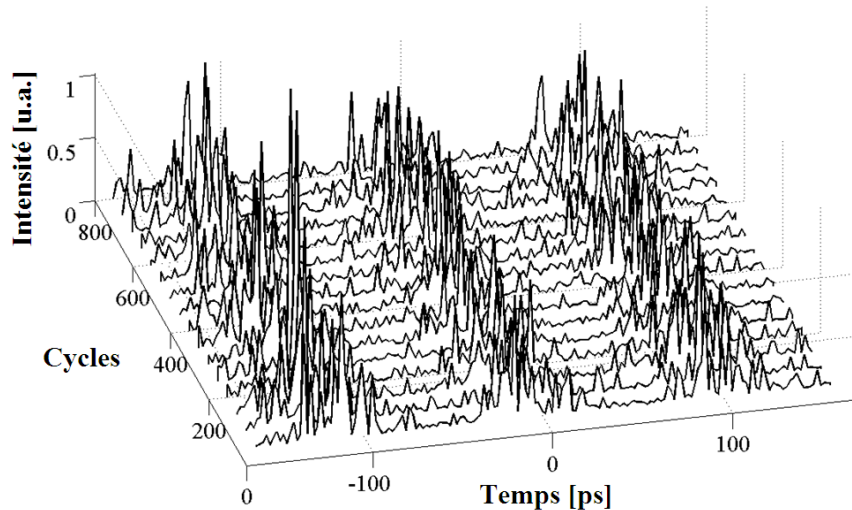
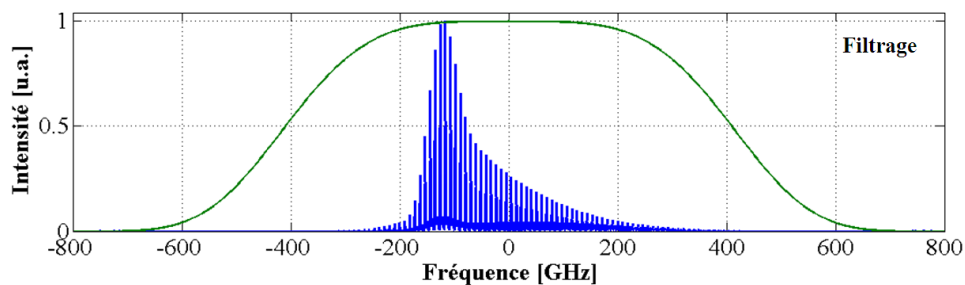


FIG. 3.31 – Mêmes résultats de simulation que ceux de la Fig. 3.21, mais sans le filtre passe-bande. Le laser va générer un bruit large bande. Il n'y a pas de verrouillage de modes.

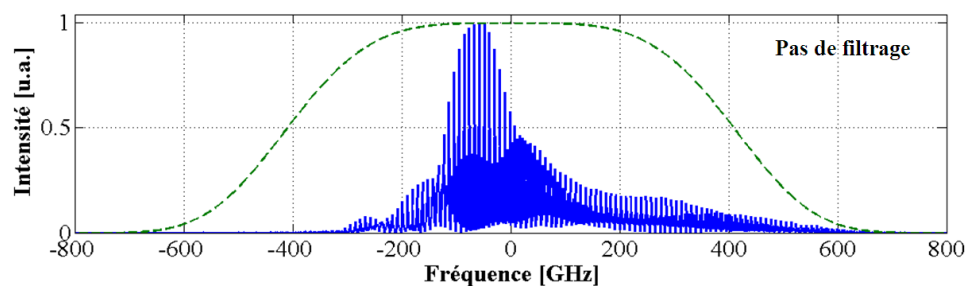
L'impact causé par l'absence de filtrage se voit aussi très bien dans le domaine spectral. La Fig. 3.32 montre la dégénérescence du spectre du train d'impulsions à modes bloqués, suite au retrait du filtre passe-bande. À partir du 1500^{ième} cycle du train d'impulsions stabilisé obtenu dans la simulation illustrée par la Fig. 3.23, nous avons volontairement retiré le filtre-passe bande afin d'observer l'effet produit par l'absence de filtrage. Nous voyons que le spectre s'élargit et se déforme progressivement pour prendre une forme de plus en plus aléatoire, caractéristique d'un bruit large bande modulé à $\approx 10\text{ GHz}$. Ces résultats de simulation illustrent la nécessité et le rôle du filtrage dans notre laser.

Interprétation

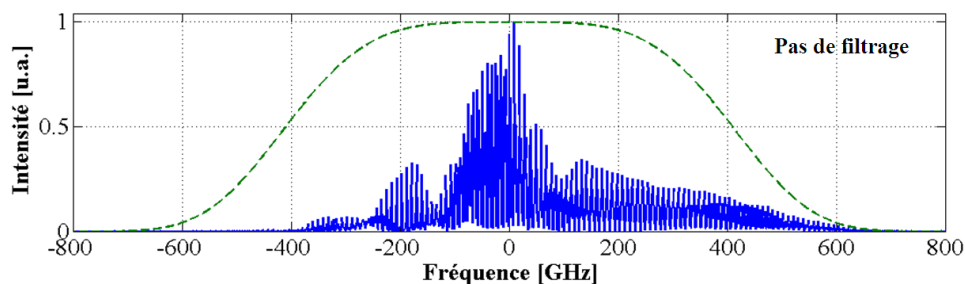
La tendance naturelle du SOA à rétrécir les impulsions à chaque tour de cavité par la génération de nouvelles fréquences est compensée par le filtre. En effet, comme le montre la Fig. 3.33, à chaque tour de cavité il va filtrer et doser exactement les nouvelles composantes haute et basse fréquence favorisées par le SOA. C'est au travers de ce jeu de compensation que le filtre contribue à l'existence d'un équilibre en régime stationnaire.



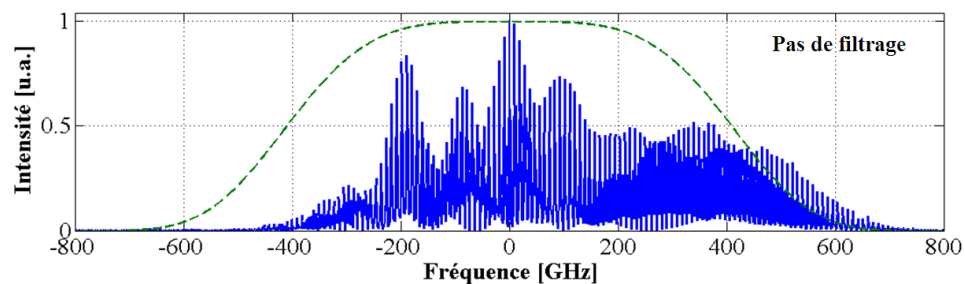
(a) 1500 cycles.



(b) 2000 cycles.



(c) 2500 cycles.



(d) 3000 cycles.

FIG. 3.32 – Le retrait du filtre passe-bande à compter du 1500^{ème} tour de cavité entraîne la dégénérescence progressive du spectre et donc la perte du blocage de modes. Les nouvelles fréquences créées par le SOA, couplées à l'ESA sont responsables de l'élargissement et de la dégénérescence du spectre.

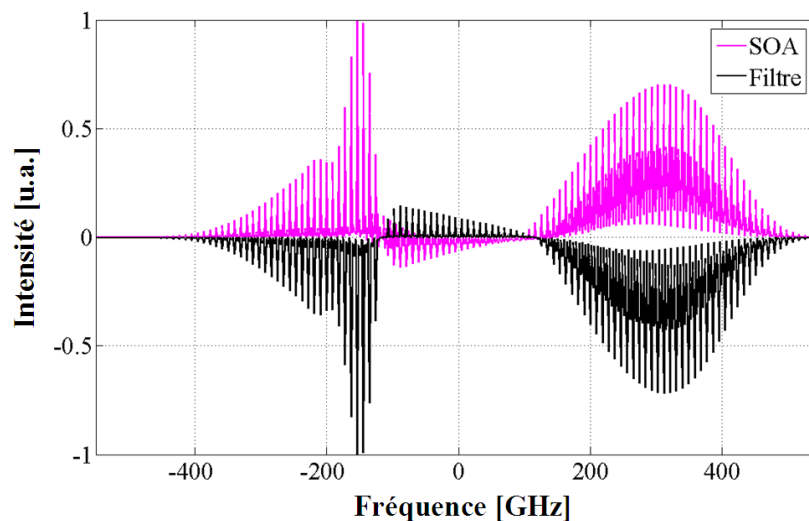


FIG. 3.33 – Comparaison de la soustraction spectrale normalisée issue du filtre à celle issue du SOA (Fig. 3.30(b)). Nous pouvons déduire qu'à chaque tour de cavité, le filtre compense exactement les composantes spectrales favorisées par le SOA.

3.5.2 Avantages de la dispersion négative

Rappelons que l'objectif de nos travaux de modélisation consiste à déterminer la dispersion la plus adéquate à la génération d'une impulsion ayant un chirp minimal et un profil à la fois spectral et temporel "propre".

D'après l'étude numérique proposée dans la Section 3.5.1, il nous paraît évident qu'une cavité laser à dispersion négative soit potentiellement plus attractive qu'une cavité à dispersion positive. Dans la cavité à dispersion positive, les hautes fréquences sont majoritairement localisées autour du front montant des impulsions stabilisées, alors que les basses fréquences sont plutôt situées dans le front descendant. Avec une dispersion négative, la vitesse de propagation des basses fréquences (rouges) sera plus grande que celle des hautes fréquences (bleues). Dans cette configuration, il semble qu'une dispersion négative suffisante peut contribuer à l'obtention d'un chirp quasiment nul, et par la même occasion participer à la remise en forme des impulsions. Examinons par modélisation si cette hypothèse se vérifie.

Plusieurs simulations ont été réalisées, afin de modéliser des cavités laser de dispersion négative différentes. Ces simulations correspondent à la modélisation d'une cavité laser constituée de 20 m de fibre SMF dans laquelle nous avons inséré différentes longueurs de fibre DCF de dispersion $-139 \text{ ps nm}^{-1} \text{ km}^{-1}$.

Des résultats remarquables sur le train d'impulsions stabilisé sont observés lorsque la longueur de DCF varie de 0 à 300 m, correspondant à une dispersion totale de la cavité allant de $-2,5$ à $-41,4 \text{ ps nm}^{-1}$. En effet, en ne modifiant que la dispersion de la cavité et en conservant constant les autres paramètres, il est observé qu'un train d'impulsions se stabilise quelque soit la longueur de DCF insérée. Cependant, les caractéristiques de l'impulsion stabilisée diffèrent. Nous avons répertorié dans le Tab. 3.2, les

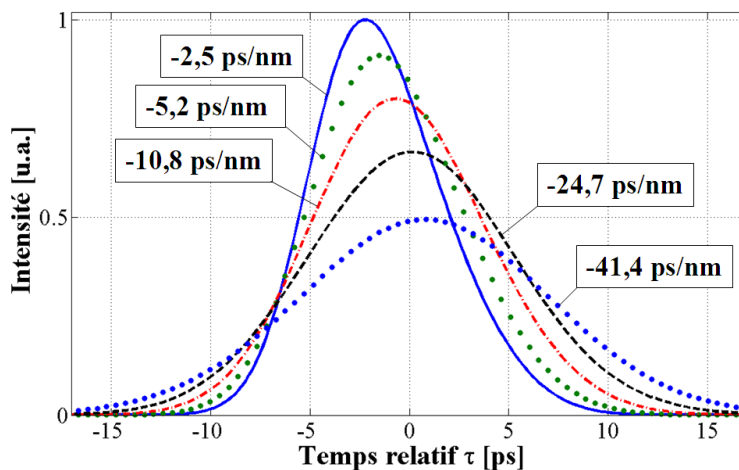


FIG. 3.34 – Profil temporel normalisé des impulsions stabilisées obtenues par simulation, en fonction de la dispersion totale de la cavité. Plus la dispersion négative est forte et plus l'impulsion est symétrique. Cependant, plus la dispersion est forte et plus l'impulsion stabilisée est étalée (largeur FWHM plus grande et amplitude plus faible).

caractéristiques de l'impulsion en fonction de la dispersion totale de la cavité.

Cavité laser		Impulsion stabilisée		
Longueur de DCF [m]	Dispersion totale [$ps\ nm^{-1}$]	Largeur FWHM [ps]	Produit $\Delta f \Delta t$	Amplitude [mW]
20	-2,5	7,5	0,49	12
40	-5,2	8,7	0,46	10,4
80	-10,8	9,9	0,45	9,6
180	-24,7	11,8	0,45	8,4
300	-41,4	13,4	0,47	6,1

TAB. 3.2 – Caractéristiques des impulsions stabilisées en fonction de la dispersion totale de la cavité laser.

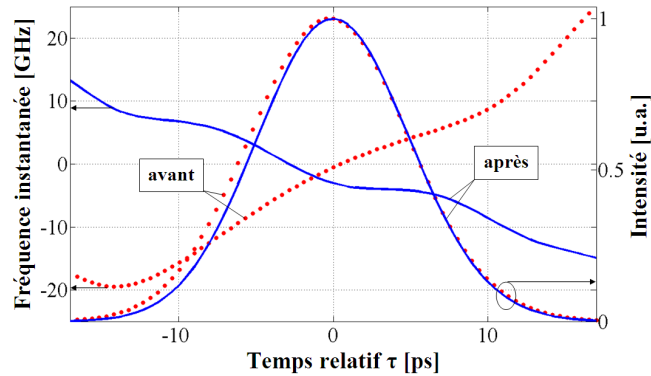
Comme le montre la Fig. 3.26, une trop forte dispersion négative contribue à un étalement de l'impulsion. Cet étalement se caractérise par l'élargissement et la diminution de l'amplitude de l'impulsion stabilisée. Cependant, plus la dispersion est forte et plus la remise en forme des impulsions est visiblement plus efficace.

Ainsi, avec un échantillon de 180 m de DCF, la remise en forme de l'impulsion est suffisante pour produire une impulsion quasi-symétrique et le moins étalée possible. Une telle longueur de DCF confère à la cavité une dispersion totale de $-24,7\ ps\ nm^{-1}$.

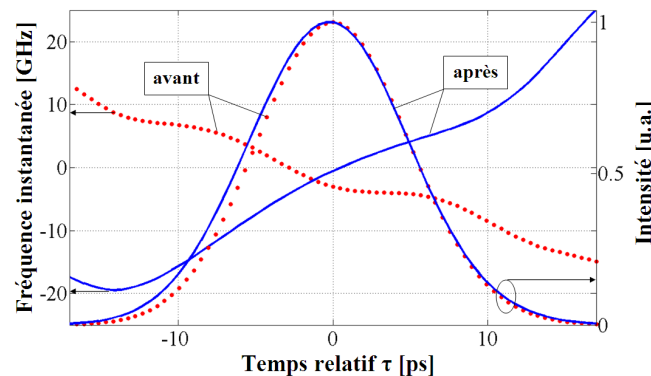
3.5.3 Dispersion négative optimale

Suite à la modélisation de la cavité fibrée avec différentes valeur de dispersion, nous avons observé dans la Section 3.5.2 qu'une impulsion quasi-symétrique, d'un produit

$\Delta f \Delta t = 0,45$ peut être générée avec $\approx 180 m$ de fibre DCF. Une telle impulsion doit forcément avoir un chirp très faible. Étudions l'état stationnaire dans ce cas de figure.



(a) Profil temporel et chirp associé de l'impulsion stabilisée avant (points) et après (trait) la traversée du SOA.



(b) Profil temporel et chirp associé de l'impulsion stabilisée avant (points) et après (trait) la traversée de la DCF.

FIG. 3.35 – Profil temporel du train d'impulsions généré à partir d'une cavité de dispersion totale $-24,7 ps nm^{-1}$. Les autres paramètres sont identiques à ceux de la Fig. 3.24.

À l'état stationnaire, le train d'impulsions en sortie possède une puissance moyenne de $0 dBm$ pour des impulsions de $8,4 mW$ d'amplitude crête. Les Fig. 3.35 et Fig. 3.36 représentent respectivement la forme temporelle et spectrale de l'impulsion générée avec une cavité d'une dispersion totale de $-24,7 ps nm^{-1}$ due à l'ajout de $190 m$ de fibre DCF. La largeur FWHM de l'impulsion est de $11,8 ps$ pour une largeur FWHM spectrale de $38 GHz$. Ainsi, le produit $\Delta f \Delta t = 0,45$ obtenu vaut quasiment celui d'une impulsion gaussienne limitée par la diffraction ($0,44$).

Il est intéressant de noter qu'en comparaison avec les résultats de la Section 3.5.1, la dispersion a contribué à diminuer de manière significative la largeur FWHM spectrale. En effet, celle-ci est environ deux fois plus faible que celle observée avec une cavité constituée de $20 m$ de fibre SMF ($85 GHz$).

Dans la Fig. 3.37, nous avons étudié le fitting de l'impulsion stationnaire par les fonc-

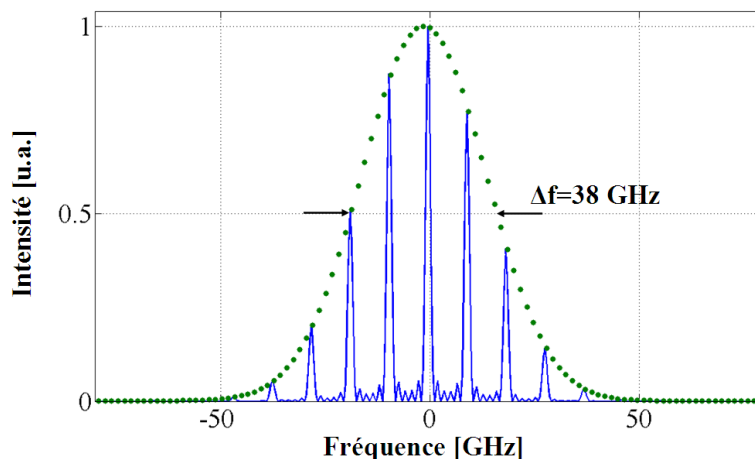


FIG. 3.36 – Profil spectral du train d'impulsions stabilisé.

tions mathématiques gaussiennes et sécantes hyperboliques (soliton ou sech). Le choix de ces deux fonctions découle du fort intérêt qu'on leur attribue en télécommunication optique. Comme le produit $\Delta f \Delta t$ le laissait deviner, le fitting donne des résultats sensiblement meilleurs avec une forme gaussienne (3.37(a)). La courbe d'erreur du fitting respectif par ces deux fonctions est donnée par la Fig. 3.37(b). Ces courbes permettent d'évaluer l'erreur du fitting de chacun des points de l'impulsion stabilisée. Cette erreur exprimée en % est calculée de la sorte :

$$Erreur(\tau) = 100 |P(\tau) - \mathcal{F}(\tau)| \quad (3.17)$$

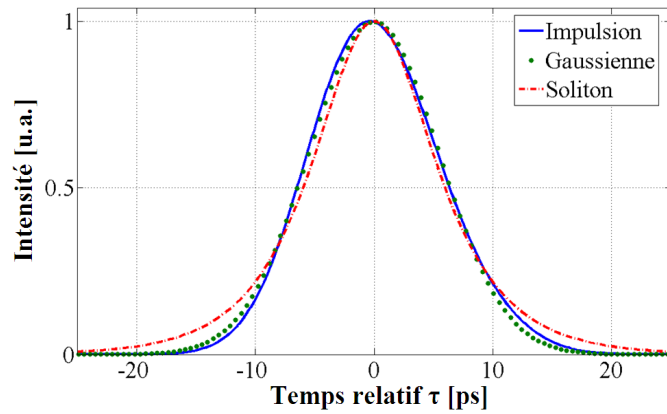
où $P(\tau)$ et $\mathcal{F}(\tau)$ désignent respectivement la puissance normalisée de l'impulsion stabilisée et de la fonction gaussienne ou sech.

Les courbes de fitting (Fig. 3.37(a)) et d'erreur (Fig. 3.37(b)) s'accordent pour montrer que les fronts et la forme du pic de l'impulsion obtenue épousent mieux une forme gaussienne.

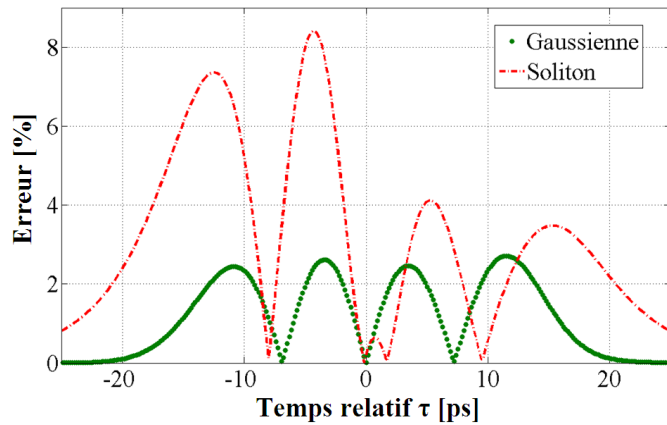
Comparé aux résultats obtenus avec une cavité d'une dispersion de $+0,33 \text{ ps nm}^{-1}$, la forme temporelle de l'impulsion est quasi-symétrique. Comme le montre la Fig. 3.35, le chirp avant et après la traversée du SOA ou de la DCF est presque identique au signe près. L'approximation de ce chirp par une droite démontre que le chirp de l'impulsion stationnaire bascule de $+1,5 \text{ GHz/ps}$ avant le SOA à $-1,5 \text{ GHz/ps}$ après sa traversée.

D'après [132], une impulsion gaussienne conservant sa largeur FWHM à l'issue de sa propagation dans un milieu dispersif doit forcément posséder un chirp final opposé au chirp initial. De plus, propriété intéressante, cet effet "miroir" sur le chirp s'accompagne d'une symétrie axiale de l'impulsion par rapport à l'axe défini par $\tau = 0$. Tout comme si le front montant de l'impulsion prenait la place du front descendant et vice-versa. Ainsi, comme le montre la Fig. 3.35(b), l'impulsion est retournée à chaque traversée de la fibre DCF à la manière d'une symétrie axiale.

D'un point de vue spectral, le SOA est non-linéaire et favorise un transit plus rapide des hautes fréquences (bleues) par rapport aux basses fréquences (rouges). En l'absence



(a) Fitting de l'enveloppe temporelle.



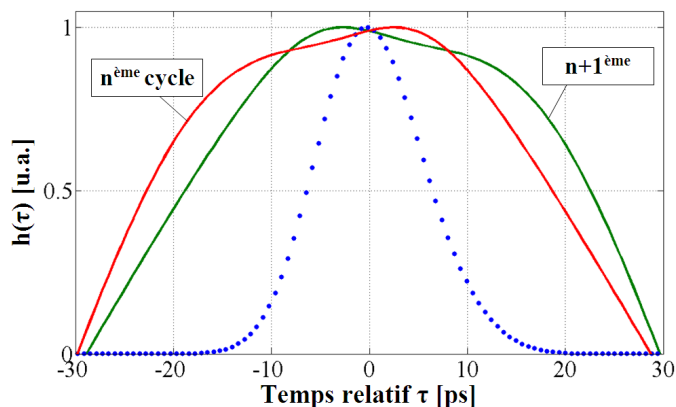
(b) Courbe d'erreur.

FIG. 3.37 – Fitting de l'impulsion obtenue (trait) par une fonction gaussienne (point) et sécante hyperbolique (tiret point). La ressemblance avec une enveloppe gaussienne est très forte.

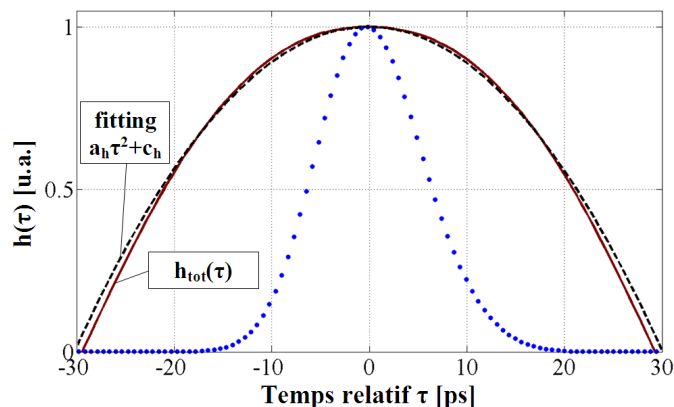
de DCF l'effet du SOA affectera fortement les impulsions stationnaires par la présence d'un chirp négatif élevé et la présence marquée de non-linéarité (Section 3.5.1). La présence de la DCF va au contraire faire circuler les basses fréquences plus vite que les hautes fréquences. Ainsi, le front descendant de l'impulsion sortant du SOA deviendra le front montant à l'entrée du SOA et bénéficiera en premier du gain disponible. Ainsi, à chaque tour de cavité, le chirp induit par le SOA sera compensé.

D'un autre point de vue, il est intéressant d'observer la forme du gain intégral total, $h_{tot}(\tau)$, perçu par l'impulsion stabilisée après deux tours de cavité. En raison du retournement de l'impulsion par la DCF, $h_{tot}(\tau)$ est symétrique (Fig. 3.38(b)). Le fitting de $h_{tot}(\tau)$ par une fonction parabolique décrite par l'équation (3.12) montre une bonne affinité. En se référant aux commentaires faits dans la Section 3.5.1.3, cette amplification favoriserait l'obtention d'une impulsion gaussienne.

Ainsi, nous pouvons observer qu'avec une dispersion totale de $-24,7 \text{ ps nm}^{-1}$ dans



(a) Le gain intégral perçu par l'impulsion diffère à cause du retournement de l'impulsion dans la DCF.



(b) Fitting de $h_{tot}(\tau)$ avec une fonction parabolique d'ordre 2, de la forme $a_h \tau^2 + c_h$.

FIG. 3.38 – D'un tour de cavité à l'autre l'impulsion stabilisée perçoit alternativement un gain intégral normalisé $h(\tau)$ renversé (Fig. 3.38(a)). La moyenne temporelle de ces deux courbes de gain donne $h_{tot}(\tau)$ (Fig. 3.38(b)).

la cavité, la sortie du laser présente des caractéristiques fortement gaussiennes bien que le milieu amplificateur demeure non-linéaire (Fig. 3.38). Nous avons montré que l'effet conjugué du SOA et de la fibre DCF est à l'origine d'une telle particularité.

Nous proposons dans l'Annexe B, la démarche d'élaboration et de résolution de la "Master Equation" du blocage de modes dans le cas où le laser fonctionne en régime linéaire. Dans la "Master Equation" sont pris en compte : l'amplification du SOA au travers de la fonction du gain intégral sous forme d'une équation parabolique, la dispersion chromatique d'ordre deux dans la fibre optique et les pertes internes de la cavité. Il est montré que la fonction gaussienne est solution de l'équation à la seule condition que le gain intégral soit de la forme décrite par (3.12).

3.6 Conclusion du chapitre 3

Au travers de ce chapitre voué à la modélisation d'un laser à blocage de modes, constitué d'une cavité en fibres optiques et comportant un SOA comme milieu amplificateur, nous avons dans un premier temps étudié le comportement du SOA en régime dynamique. Dans une étude préliminaire, basée sur l'étude de la XGM dans le SOA par collision d'impulsions, nous avons montré qu'en dépit de sa non-linéarité, le SOA peut être employé pour la remise en forme d'impulsions picosecondes par collision d'impulsions.

La modélisation du laser à blocage de modes actif à $\approx 10\text{ GHz}$ a montré que le contrôle de la dispersion à l'intérieur de la cavité s'avère judicieuse. Il a aussi été montré qu'une dispersion négative peut largement contribuer à améliorer le chirp du train d'impulsions. De plus, nous avons prouvé qu'une dispersion négative de $-24,7\text{ ps nm}^{-1}$, apportée par l'insertion d'un échantillon de $\approx 180\text{ m}$ de fibre DCF, peut avoir un double impact sur les propriétés du train d'impulsions. Une telle dispersion contribue à la remise en forme et la correction du chirp de l'impulsion au sein même de la cavité. Il a été prouvé qu'avec une telle dispersion, en dépit des non-linéarités du SOA, l'impulsion sortante est de profil quasiment gaussien d'une largeur FWHM de $\approx 12\text{ ps}$ présentant un très faible chirp d'une magnitude de $1,5\text{ GHz/ps}$.

Les qualités d'un tel laser s'avèrent avantageuses pour de nombreuses applications en télécommunication optique. La prochaine étape va consister à réaliser et caractériser expérimentalement un tel laser.

Chapitre 4

Résultats expérimentaux

Sommaire

4.1	Introduction du chapitre 4	102
4.2	Caractérisation expérimentale d'un laser à blocage de modes	103
4.2.1	Profil de l'impulsion et largeur FWHM	103
4.2.2	Profil spectral et chirp	105
4.2.3	Gigue temporelle	106
4.2.4	Puissance	108
4.3	Gestion de la dispersion de la cavité fibrée	109
4.3.1	Fibre DCF	109
4.3.2	Optimisation des pertes de la soudure DCF-SMF	110
4.3.3	Estimation de la dispersion	112
4.4	Performances du laser constitué d'une cavité à dispersion positive	113
4.4.1	Caractéristiques du profil temporel et spectral des impulsions	114
4.4.2	Analyse du chirp	116
4.4.3	Comportement dans la bande C	119
4.4.4	Observation du blocage de modes rationnel harmonique	121
4.5	Performances du laser constitué d'une cavité à forte dispersion négative	122
4.5.1	Profil temporel et spectral	123
4.5.2	Tolérance à la longueur de la cavité	125
4.5.3	Synchronisation au flux de données	130
4.6	Application de notre laser à la récupération d'horloge	133
4.6.1	Présentation de la récupération d'horloge	133
4.6.2	Récupération d'horloge tout-optique et remise en forme d'impulsions	137
4.7	Conclusion du chapitre 4	146

4.1 Introduction du chapitre 4

Dans ce chapitre vont être exposés les résultats expérimentaux recueillis durant mon séjour au laboratoire du département Electronic and Information Engineering (E.I.E.) de l'Université Polytechnique de Hong-Kong. Ces travaux illustrent et confirment les résultats obtenus dans les chapitres précédents, de plus ils apportent des aspects nouveaux non révélés par la modélisation numérique.

Nous commencerons par présenter l'ensemble des méthodes que nous allons employer pour la mesure et la caractérisation complète d'impulsions picosecondes d'une puissance crête de l'ordre du milliwatt, générées par notre laser à un taux de répétition supérieur à 10Gb/s .

Puis nous présenterons de quelle manière nous sommes parvenus techniquement à modifier la dispersion totale de notre cavité laser par la fibre DCF.

Ensuite, nous exposerons les performances et les caractéristiques du laser à haut débit ($>10\text{GHz}$) lorsqu'en premier lieu celui-ci possède une cavité de faible dispersion positive. Nous montrerons l'avantage apporté par une forte dispersion négative dans la cavité laser. Nous justifierons que la forte dispersion négative pourvoit la cavité de la capacité de corriger le chirp et de remettre en forme l'impulsion circulant dans la cavité.

Nous terminerons par une application intéressante inhérente à la forte dispersion négative de la cavité : la récupération d'horloge tout-optique. L'intérêt et le caractère novateur de cette application réside dans son aptitude à récupérer de façon tout-optique l'horloge d'un signal, sans connaître préalablement son débit et sans la nécessité d'accorder la cavité.

4.2 Caractérisation expérimentale d'un laser à blocage de modes

Les exigences sur la forme d'une impulsion, sa largeur, son chirp et sa puissance peuvent être diverses, tout dépend de leur application. Par exemple, en traitement de signal où l'impulsion peut être employée pour actionner un interrupteur optique, une durée adéquate est la seule contrainte majeure requise. Pour cette application la forme et le chirp prennent une importance secondaire. En revanche, si l'on compte utiliser l'impulsion pour la transmission dans des systèmes OTDM, des exigences strictes seront imposées sur la qualité de l'impulsion.

4.2.1 Profil de l'impulsion et largeur FWHM

Jusque dans un passé proche et même actuellement, la détection de la forme d'impulsions picosecondes a fait appel à la technique d'autocorrélation en raison de la faible bande passante des photodiodes conventionnelles. Cependant, la technique d'autocorrélation est une technique fondamentalement différente de la mesure directe. En effet, elle exige l'interaction de l'impulsion avec sa réplique retardée. L'impulsion est ainsi caractérisée indirectement en fonction de ce retard qui peut être contrôlé très précisément. Une résolution de $0,1 ps$ correspond à une précision spatiale d'environ $15 \mu m$. La résolution temporelle élevée couplée avec le bas coût de conception de l'autocorrélateur ont rendu cette technique très populaire pour la caractérisation d'impulsions courtes. Notons que cette technique ne nécessite aucune synchronisation, la rendant utilisable aux systèmes pulsés non-synchronisés. Cependant, cette technique basée sur la non-linéarité dans un cristal doubleur (χ_2) requiert un signal de forte puissance.

Un schéma du dispositif d'autocorrélation est présenté dans la Fig. 4.1. L'impulsion devant être caractérisée est divisée en deux et envoyée dans les deux bras d'un interféromètre Michelson dont l'un permet d'ajuster un retard τ . Les faisceaux sont ensuite recombinaés sur un cristal doubleur (KTP, BBO, $LiIO_3$) à l'aide d'une lentille de focalisation. Seules les harmoniques d'ordre 2 vont atteindre le détecteur.

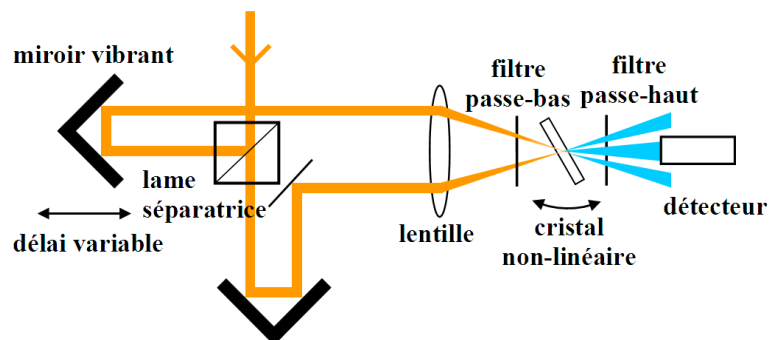


FIG. 4.1 – Schéma de mesure du profil temporel d'une impulsion par la technique d'autocorrélation basée sur la génération d'harmoniques d'ordre 2.

Le délai créé sur l'un des bras est communément produit par un miroir placé sur un pot vibrant permettant d'obtenir une fréquence de balayage de quelques dizaines de Hertz. Le signal obtenu représentera la fonction d'autocorrélation en intensité du signal d'origine, elle s'écrit :

$$f(\tau) = \frac{\int P(t)P(t - \tau)dt}{\int P(t)^2 dt} \quad (4.1)$$

Cependant, la fonction d'autocorrélation décrite par l'équation (4.1) est par définition une fonction symétrique ne tenant en aucun cas compte des propriétés de symétrie de l'impulsion étudiée. Le Tab. 4.1 désigne la fonction d'autocorrélation f des deux fonctions d'autocorrélation les plus utilisées pour estimer la forme d'impulsion de la trace d'autocorrélation et donc de l'impulsion d'origine. La cinquième colonne désigne le facteur multiplicateur que l'on doit appliquer à la largeur de la fonction d'autocorrélation T_a pour retrouver la largeur FWHM T_0 de l'impulsion d'origine. Nous retrouvons très fréquemment dans la littérature que les fonctions Gaussiennes et Soliton (*sech*) sont les fonctions de fitting les plus employées, en dépit de la prédiction d'impulsions dissymétriques par modélisation numérique.

Forme d'impulsion	$P(t)$	T_0	$f(\tau)$	T_0/T_a	$\Delta f \Delta t$
Gaussienne	e^{-t^2}	1,665	$e^{-\tau^2/2}$	0,071	0,4413
Sécante hyperbolique	$sech^2(t)$	1,763	$\frac{(\tau coth(\tau)-1)}{sinh^2(\tau)}$	0,6482	0,3148

TAB. 4.1 – Paramètres importants de fonctions communément utilisées pour le fitting. $P(t)$ représente l'intensité du profil de l'impulsion ; T_0 la FWHM de $P(t)$; $f(\tau)$ la fonction d'autocorrélation ; T_0/T_a : le ratio de la FWHM de l'impulsion par la FWHM de fonction d'autocorrélation ; $\Delta f \Delta t$ le produit des largeurs FWHM temporelle et spectrale.

En plus de masquer l'asymétrie de l'impulsion, la mesure par autocorrélation donnera des résultats erronés dans les cas où l'impulsion est dissymétrique. L'inconvénient est de taille notamment dans le cadre de nos expériences. En effet, comme le décrivent nos résultats de modélisation au chapitre 3, le SOA a une forte tendance à participer à la dissymétrisation de nos impulsions. L'utilisation d'un autocorrélateur ne fournirait qu'une information peu précise de la largeur temporelle de nos impulsions.

L'opportunité m'a été donnée de pouvoir mesurer avec un oscilloscope optique à échantillonnage (Optical Sampling Scope : OSO), la forme des impulsions de manière directe sans faire l'usage d'hypothèses sur la forme de nos impulsions. Ando (actuellement Yokogawa) a récemment (2003) commercialisé un OSO (AQ7750) dédié à la mesure de signaux ultra-rapides. La photodiode de cet OSO présente une large bande passante de 500 GHz assurant la mesure de trains d'impulsions pouvant atteindre un taux de répétition de 160 GHz, la résolution temporelle est d'environ 600 fs. Il est même possible de mesurer une gigue temporelle de l'ordre de 200 fs. D'après les prédictions de notre modèle, la largeur FWHM temporelle de nos impulsions est supérieure à 5 ps, nous avons donc la certitude que cet oscilloscope affichera avec précision le profil exact des impulsions mesurées qu'elles soient symétriques ou non. Ceci représente un point déterminant dans la justification de la fiabilité de nos résultats. En effet, jusqu'à

présent la plupart des oscilloscopes à échantillonnage altèrent la mesure en raison de la limitation en bande passante de la photodiode ($\approx 50 \text{ GHz}$).

Le principe de mesure par l'OSO est très simple, il nécessite uniquement de synchroniser l'OSO au laser via le synthétiseur RF synchronisant notre laser, comme le montre la Fig. 4.2. Cette synchronisation sera effectuée via le signal de déclenchement (trigger).

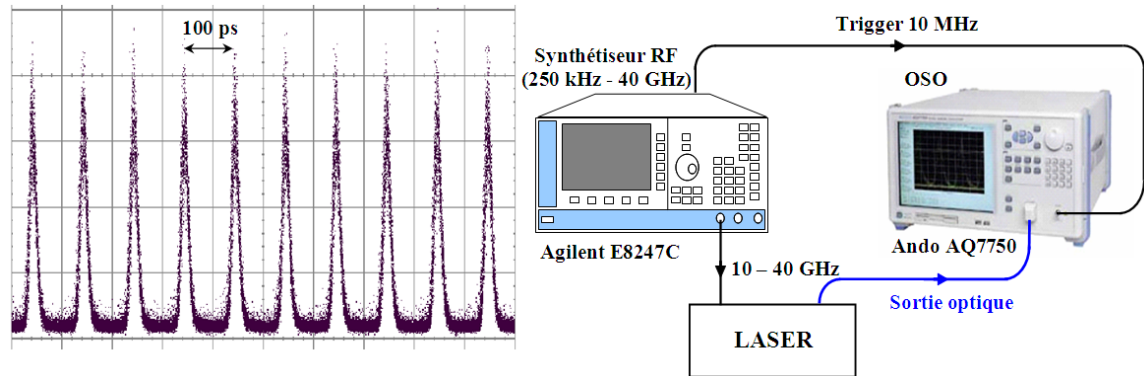


FIG. 4.2 – Schéma de mesure à l'oscilloscope à échantillonnage optique (OSO) de la forme temporelle d'un train d'impulsions à 10 GHz .

4.2.2 Profil spectral et chirp

La largeur spectrale est très importante pour des applications de transmission. Une impulsion courte limitée par la diffraction aura une largeur spectrale minimale donnée par la transformation de Fourier. Deux exemples d'un produit $\Delta f \Delta t$ minimal sont donnés dans le Tab. 4.1. La limitation par la diffraction n'existe que si la fréquence instantanée demeure inchangée durant l'impulsion.

Si la fréquence optique augmente dans le temps nous appellerons cela du chirp positif (up-chirp), et dans l'autre cas du chirp négatif (down-chirp). Ces deux types de chirp pourront être compensés en traversant une fibre respectivement SMF et DCF. La mesure simultanée d'une impulsion par autocorrélation et un analyseur de spectre optique (Optical Spectrum Analyzer : OSA) ne peut révéler la nature du chirp. On peut tout de même interposer différents types de fibres avant l'autocorrélateur afin d'obtenir une estimation de la magnitude et du signe du chirp linéaire.

Des méthodes très élaborées pour mesurer le chirp sont actuellement disponibles. Une des méthodes ayant remporté un franc succès est la méthode FROG (Frequency Resolved Optical Gating) [133] [134], avec laquelle le signal de seconde harmonique issu de la mesure d'autocorrélation est résolu spectralement, par la suite un algorithme est utilisé pour extraire l'amplitude de l'impulsion ainsi que sa phase pour finalement en déduire le chirp. De nombreuses applications ont fait appel au FROG, pour la mesure d'impulsions à 40 GHz produites par un laser monolithique à blocage de modes [135] ainsi qu'un signal compressé à 160 GHz [136]. D'autres méthodes ayant recours à l'interférométrie de la phase spectrale (SPIDER) [137] ou la mesure directe de la phase

spectrale (DOSPM) [138] permettent aussi la mesure du chirp.

Cependant, ces trois techniques sont basées sur l'utilisation des non-linéarités optiques et requièrent des impulsions comportant une forte puissance au pic. Elles sont donc plutôt inadaptées pour l'étude de sources dédiées à la télécommunication.

Une approche linéaire proposée par J. Debeau datant de 1998 [139] a récemment été commercialisée par APEX (<http://www.apex-t.com/>). Fondamentalement, il s'agit d'une méthode d'interférométrie spectrale basée sur l'examen du spectre optique issu de la modulation du train d'impulsions à un format particulier. Par cette technique de mixage optique, l'amplitude et la phase seront simultanément calculées par transformation de Fourier inverse. Bien que cette méthode présente l'insigne avantage d'être linéaire, elle est cependant assez délicate. La durée de mesure par la technique FROG ou bien celle développée par APEX est relativement rapide ($< 1 \text{ min}$). Bien que la technique FROG soit la plus économique, la technique par interférométrie spectrale semble la plus adéquate pour la mesure du chirp du train d'impulsions généré par notre laser. Ainsi, nous avons utilisé l'analyseur optique de spectres complexes (Optical Complex Spectrum Analyzer : OCSA) AP2440A commercialisé par APEX pour mesurer le chirp de notre laser impulsionnel.

La mesure du chirp du signal optique par l'AP2440A n'est pas directe. Comme l'indique la Fig. 4.3, il est nécessaire de moduler préalablement en amplitude le train d'impulsions. Le train d'impulsions modulé doit prendre la forme d'une séquence de données générées à un taux de répétition qui soit un sous-multiple du taux de répétition du signal initial, par exemple $2,5 \text{ GHz}$ ou 625 MHz si les impulsions sont générées à 10 Gb/s . Cette modulation a pour but de générer des raies supplémentaires au spectre du signal original. La modulation d'un train d'impulsions à 10 Gb/s par un signal NRZ à 10 GHz de la forme "10001000..." va générer trois nouvelles raies supplémentaires espacées de $2,5 \text{ GHz}$ entre les raies du spectre d'origine espacées de 10 GHz . Le signal ainsi modulé sera injecté dans l'OCSA qui déduira automatiquement le chirp par interférométrie spectrale. L'enveloppe temporelle sera déduite par transformation de Fourier inverse.

Notons que l'AP2440A peut également se comporter comme un simple OSA. À la différence de la plupart des OSA possédant une résolution spectrale de $0,01 \text{ nm}$, l'AP2440A possède une résolution très élevée atteignant $0,16 \text{ pm}$ pour un signal compris entre 1520 nm et 1567 nm . À la différence de la mesure du chirp par l'AP2440A en mode OCSA, le fonctionnement en mode OSA ne nécessite pas de synchroniser l'AP2440A.

4.2.3 Gigue temporelle

Un des sujets de recherche le plus important sur les lasers à blocage de modes est l'estimation de la gigue de l'impulsion émise, i.e., la déviation temporelle par rapport à un train d'impulsions parfaitement synchronisé. La Fig. 4.4 illustre un train d'impulsions où l'on peut envisager des variations sur l'amplitude ou le temps d'arrivée de l'impulsion.

Il est possible de réduire la gigue temporelle d'un train d'impulsions par modulation synchrone de l'amplitude ou de la phase du signal, mais ceci va traduire la gigue temporelle en fluctuation d'amplitude [140]. La fluctuation d'amplitude peut être réduite

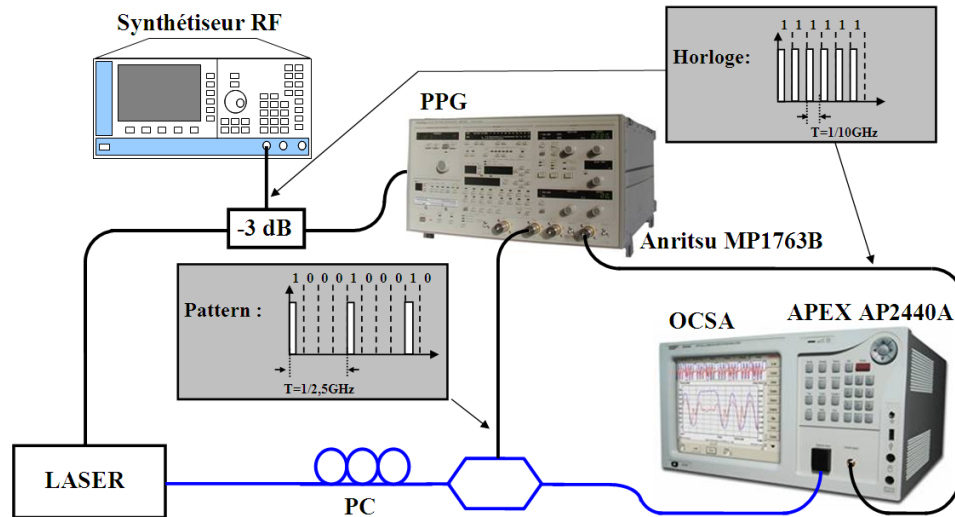


FIG. 4.3 – Illustration du schéma expérimental destiné à la mesure du chirp d'un train d'impulsions à 10 Gb/s par l'analyseur optique de spectre complexe (OCSA). L'OCSA nécessite que le signal laser soit préalablement modulé à $2,5\text{ GHz}$ (ou 625 MHz) à l'aide d'un générateur de séquences binaires (Pulse Pattern Generator : PPG) avant d'être mesuré. La synchronisation entre tous les appareils est nécessaire.

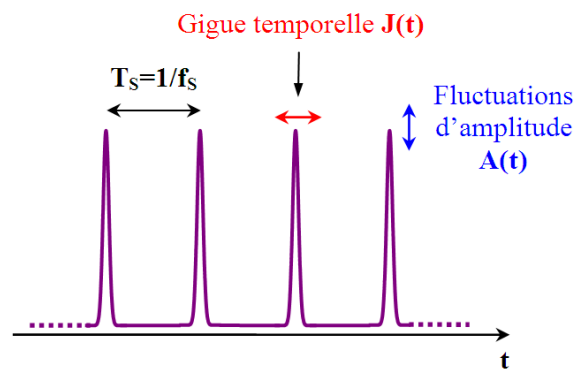


FIG. 4.4 – Schéma d'un train d'impulsions bruité. La gigue temporelle et la fluctuation d'amplitude vont affecter respectivement le temps d'arrivée et l'intensité crête du signal lors de sa détection.

par l'usage d'un dispositif externe non-linéaire comme un NOLM [141].

Il existe principalement deux techniques pour mesurer la gigue d'une impulsion. Nous présenterons dans un premier temps une technique directe de mesure basée sur l'emploi de l'OSO, puis nous enchaînerons par la présentation de la technique que nous adopterons requérant un analyseur de spectre électrique.

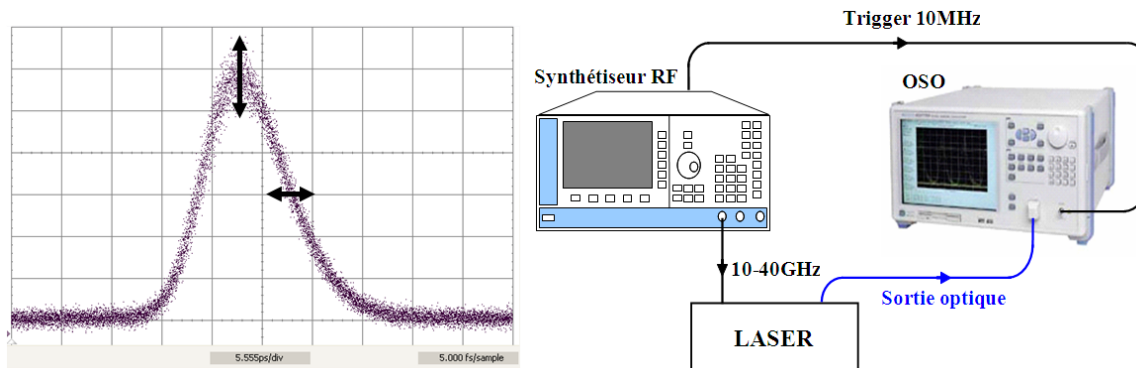


FIG. 4.5 – À gauche : Trace du train d'impulsions donné par l'oscilloscope à échantillonnage optique (OSO) où sont illustrés la fluctuation d'amplitude (vertical) et la gigue temporelle (horizontal). À droite : Dispositif de mesure de la gigue temporelle par l'OSO.

Oscilloscope à échantillonnage

Une manière simple de mesurer la gigue revient à utiliser un OSO de la manière indiquée dans la Fig. 4.5. La plupart des oscilloscopes rapides ne peuvent pas se déclencher de par eux-mêmes sur le train de données, ils ont besoin d'un "trigger" externe synchronisé au signal laser à mesurer. À chaque déclenchement du signal provenant du "trigger", l'OSO va prélever un échantillon à un délai fixé après le déclenchement. Ce délai est ensuite incrémenté afin de récupérer l'ensemble des échantillons définissant la trace complète du signal, c'est le principe même de l'échantillonnage. Par ce procédé de "trigger", la gigue temporelle peut être calculée par l'OSO. Cependant, ce procédé possède pour la plupart des oscilloscopes une gigue de l'ordre de la picoseconde pouvant masquer la gigue du laser à tester. En somme, cette technique simple permet une estimation grossière de la gigue temporelle.

Mesure du bruit de phase

La méthode la plus répandue pour mesurer la gigue temporelle consiste à mesurer sur le spectre électrique du train d'impulsions le bruit spectral localisé à la base des raies fréquentielles "noise skirt" (Annexe C). La méthode fut proposée pour la première fois par Von der Linde [142], elle nécessite l'utilisation d'un analyseur de spectre électrique (ASE) pour la mesure directe du signal optique converti en signal électrique par une photodiode rapide (Fig. 4.6). Cette technique relativement simple permet une estimation de la gigue temporelle avec une précision de l'ordre de la femtoseconde.

4.2.4 Puissance

Une forte puissance crête en sortie ($> 10\text{ mW}$) est toujours désirable pour les systèmes de transmission afin de compenser les pertes dues au multiplexage passif, modulateurs etc. De plus, une forte puissance est intéressante dans le traitement de signaux

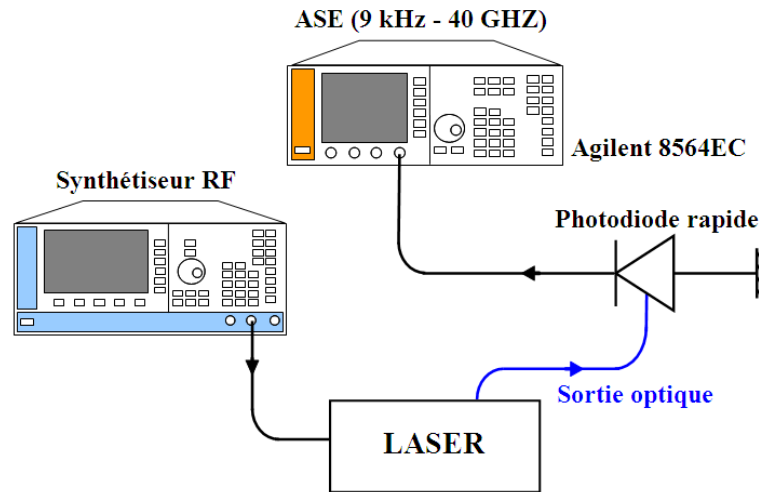


FIG. 4.6 – Schéma de mesure de la gigue temporelle par l'intermédiaire de la mesure du bruit de phase par l'analyseur de spectre électrique (ASE).

où une forte énergie est nécessaire pour les procédés non-linéaires. Cependant, la forte puissance n'est pas une obligation puisque des amplificateurs quasi-linéaires existent comme l'EDFA et les LOA (Linear Optical Amplifier). En revanche, le chirp, la forme d'une impulsion et la gigue temporelle occupent un intérêt primordial, car la correction de ces caractéristiques à l'extérieur de la cavité laser va nécessiter des dispositifs bien plus complexes et contraignants à établir.

La mesure de la puissance en sortie du laser sera effectuée de deux manières, tout d'abord par la mesure de la puissance moyenne mesurée par un radiomètre (Anritsu MT9810A), puis par la mesure de la puissance crête des impulsions donnée par l'OSO décrit plus haut.

4.3 Gestion de la dispersion de la cavité fibrée

4.3.1 Fibre DCF

La gestion de la dispersion de la cavité fibrée de notre laser est assurée par l'insertion d'un échantillon de fibre DCF. Les fibres DCF sont des fibres monomodes conçues pour compenser les effets de dispersion chromatique. On les retrouve principalement dans le commerce, encapsulées dans des modules de compensation de dispersion (DCM), elles peuvent être employées directement comme fibres de transmission, auquel cas on les appelle fibres à dispersion inverse (IDF).

Né désirant disposer que d'une dispersion maximale de $\approx -30 \text{ ps nm}^{-1}$, nous n'avons malheureusement pas pu utiliser de modules DCM en raison de leur trop forte dispersion généralement comprise entre -1700 et -700 ps nm^{-1} . Nous avons dû concevoir nous-mêmes l'échantillon de fibre, i.e., souder chaque extrémité de l'échantillon de DCF à une fibre SMF raccordée à son extrémité à la cavité laser par un connecteur FC/APC

(Fig. 4.7). La difficulté technique que nous avons dû surmonter résidait dans la soudure d'une fibre DCF à une fibre SMF et l'estimation de la dispersion chromatique de l'échantillon réalisé.

L'échantillon de DCF que nous avons conçu est issu d'une bobine de fibre manufacturée par YOFC (Yangtze Optical Fibre and Cable Company), la fiche technique de cette bobine est donnée en Annexe D.

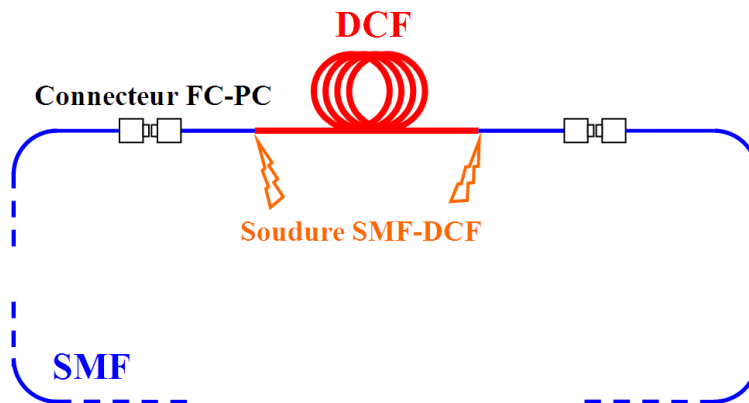


FIG. 4.7 – L'échantillon de fibre DCF est inséré dans la cavité constituée de fibres SMF. La soudure DCF-SMF faite par une technique de "taper" et de tension mécanique permet d'optimiser l'adaptation des modes d'une fibre à l'autre.

4.3.2 Optimisation des pertes de la soudure DCF-SMF

4.3.2.1 Introduction

La forte dispersion intrinsèque aux DCF résulte d'un profil d'indice tout particulier. Notre fibre DCF dispose comme la plupart des DCF d'un cœur dopé au germanium (GeO_2) et d'une gaine dopée au fluor. Cette particularité a pour inconvénient d'engendrer de fortes pertes lors d'une soudure en raison de la forte mobilité du fluor qui va diffuser et se mélanger au cœur de la fibre à une température inférieure à la température de fusion du germanium. De plus, le désaccord des profils de mode de propagation entre DCF et SMF contribue de manière significative à l'ajout de pertes à la soudure. Notons que le diamètre de mode fondamental (MFD) de notre fibre DCF est relativement faible ($\cong 5 \mu\text{m}$). Comparé au MFD d'une SMF ($\approx 9 \mu\text{m}$), la DCF est plus sensible aux imperfections du cœur inhérentes à sa conception, telles qu'une excentricité ou une déformation du cœur. Bien que nécessaire pour toute autre soudure de fibres, la soudure de DCF nécessite un excellent clivage des fibres visant à être soudées. L'angle de clivage doit être $\leq 1^\circ$. Ainsi, les pertes d'une soudure conventionnelle d'une SMF sur une DCF sont généralement très fortes, requérant une stratégie propre à cette soudure. De nombreux travaux ont déjà étudié ce problème [143].

Nous allons montrer dans la partie qui va suivre, comment limiter les pertes entre une fibre Sumitomo SMF et une fibre DCF manufacturée par YOFC. Il existe de nombreux

fabriquants de fibres DCF, et les caractéristiques de soudure d'un fabricant à l'autre sont souvent très différentes. C'est pour cela que la méthode présentée ici ne s'applique à priori qu'à la soudure des deux fibres référencées ci-dessus.

Les meilleurs résultats de soudure ont été obtenus en utilisant la soudeuse GPX-3300 manufacturée par Vytran permettant un contrôle total des paramètres de soudure.

4.3.2.2 Méthode et résultats

Les premiers essais ont été basés sur un programme de conception de "taper", connu pour donner de bons résultats de soudures entre fibre DCF et SMF. Faire un "taper" revient à diffuser le cœur de fibres de diamètre différent afin de les faire correspondre. Cette méthode procède à une première soudure à l'aide d'un filament d'iridium. Le filament est ensuite éloigné le long de la DCF pour se retrouver à 1 mm du point de soudure. Le filament est ensuite déplacé par sauts de $\cong 50\ \mu\text{m}$ en direction du point de soudure avec un cycle de diffusion à chaque saut. Le diamètre du filament étant de 2 mm , la quantité de fluor diffusé augmente à mesure que le filament se rapproche du point de soudure. Par ce procédé la transmission à travers la soudure devrait s'améliorer à mesure que le filament se rapproche de la soudure. Pourtant dans notre cas la perte de la soudure ne se réduit pas. À l'issue du programme de soudure la perte totale de la soudure est de $\approx -27\text{ dB}$. Ces pertes ont été obtenues avec une grande répétitivité, condamnant l'efficacité d'une telle méthode concernant notre soudure.

Il a cependant été observé que la perte de la soudure atteint une valeur inférieure à -20 dB . La trop forte température de fusion semble être à l'origine de pertes si élevées. Nous avons donc tout d'abord soudé les fibres entre elles par une soudure à faible puissance appelée "cool splice", permettant de "coller" les fibres entre elles sans trop fusionner les facettes clivées en vis-à-vis. À l'issue de cette première soudure, l'observation du profil du point de soudure montre un changement abrupt du diamètre des fibres. En effet, le diamètre respectif des gaines de chaque fibre est de $119\ \mu\text{m}$ pour la DCF et de $125\ \mu\text{m}$ pour la SMF. Après cette première soudure d'une durée de $0,4\text{ s}$ à une puissance de 25 W , la perte totale est de $\cong -15\text{ dB}$.

Le filament est ensuite décalé de 1 mm le long de la DCF pour être chauffé pendant 5 s à 16 W , réduisant les pertes à -9 dB . Le filament est ensuite déplacé de $10\ \mu\text{m}$ en direction du point de soudure pour chauffer à nouveau la fibre de la même manière, la perte à la soudure est ainsi réduite à $-7,5\text{ dB}$. Le programme de décalage et de chauffage du filament est ainsi répété à trois reprises afin d'atteindre une perte de -5 dB . Cette perte totale est cependant excessive, nous avons à nouveau modifié le programme de soudure pour le suivant. La soudure "cool splice" est reproduite de la même manière que ci-dessus. Le filament est à nouveau déplacé de 1 mm le long de la DCF et les étapes de diffusion sont à nouveau reproduites mais en appliquant une tension supplémentaire aux fibres. Par cette technique la perte totale de la soudure peut atteindre -2 dB .

En conclusion, la soudure entre les fibres DCF (D7316918CG0) et SMF Sumitomo peut atteindre des pertes raisonnables de -2 dB avec une routine combinant diffusion (taper) et tension. La soudure donne de bons résultats avec un filament d'iridium car il est le seul capable de faire la diffusion à de faibles puissances (10 W).

4.3.3 Estimation de la dispersion

Il est nécessaire de connaître la dispersion chromatique de l'échantillon de fibre DCF utilisée. De nombreuses techniques de mesure existent. Une technique bien connue consiste à envoyer une impulsion optique dans le tronçon de fibre étudiée. La dispersion du tronçon de fibre se déduit par la mesure de la variation de la porteuse de l'impulsion et du délai d'arrivée de l'impulsion sur un détecteur rapide. Cette méthode fonctionne aussi en injectant un signal continu modulé à différentes longueurs d'onde. Bien que limitée par l'accord en longueur d'onde et la gigue temporelle du système de détection, cette méthode a montré la capacité d'estimer la dispersion d'un tronçon de fibre à une précision de $\pm 0,05 \text{ ps nm}^{-1}$ [85].

Il existe une variante qui consiste à injecter une source pulsée accordable en longueur d'onde dans un autocorrélateur dont l'un des deux bras contient la fibre à tester. La modification de la longueur d'onde de l'impulsion injectée se traduira par un décalage temporel de la trace d'autocorrélation [144].

Une méthode bien plus intéressante consiste à utiliser l'interférométrie en lumière blanche [145]. Dans cette méthode, une source large bande est conjointement utilisée avec un OSA et un interféromètre. L'avantage de cette approche est qu'elle n'utilise pas de source impulsionnelle (ou modulée) ajustable en longueur d'onde.

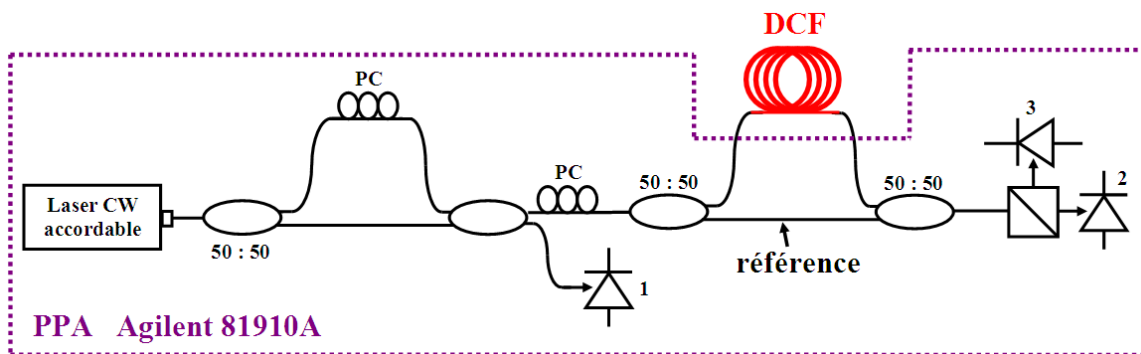


FIG. 4.8 – Schéma décrivant le principe de mesure de la dispersion chromatique et des pertes d'insertion de notre échantillon de DCF par le PPA (Photonic all-Parameter Analyzer).

Nous avons opté pour une technique interférométrique différente des autres présentées ci-dessus. Cette technique mesure les effets de l'échantillon étudié sur la polarisation, par le calcul des paramètres de la matrice de Jones et de Mueller. Nous avons utilisé l'appareil Agilent 81910A PPA (Photonic all-Parameter Analyzer) pour réaliser les mesures de la dispersion chromatique et des pertes d'insertion de notre échantillon. La technique de mesure est basée sur l'interférométrie de longueurs d'ondes glissantes (Swept-Wavelength Interferometry : SWI). Le schéma de mesure intégré dans le PPA est décrit dans la Fig. 4.8. Une source laser continue accordable peut émettre une raie de 200 kHz dans les bandes C et L. Le premier interféromètre est utilisé pour créer deux états de

polarisation décalés dans le temps. Le champ se propageant dans la branche du bas du deuxième interféromètre sera comme le champ de référence. Celui qui se propagera dans la branche du haut subira un déphasage et des pertes en fonction de la polarisation dans l'échantillon.

Le résultat de la mesure par le PPA est direct. Cet appareil polyvalent permet la mesure de toutes les propriétés physiques d'un composant DWDM sur une large bande spectrale (bande C et L). En ce qui nous concerne, il permet la mesure simultanée des pertes d'insertion et de la dispersion chromatique de nos échantillons avec une précision respective de $\pm 0,025 \text{ dB}$ et de 100 fs . La mesure de ces paramètres basée sur la polarisation passe par la méthode des matrices de Mueller pour la mesure des pertes et la méthode des matrices de Jones pour mesurer la dispersion chromatique. La procédure de mesure de ces paramètres est aisée, après calibration de l'appareil avant chaque mesure, il suffit simplement de connecter l'échantillon à caractériser au PPA via des connecteurs FC/PC.

L'échantillon de fibre DCF que nous avons connecté est constitué de 192 m de fibre DCF. La dispersion totale d'un tel échantillon est de $-26,7 \text{ ps nm}^{-1}$ pour une perte d'insertion totale de $-2,8 \text{ dB}$ dans la bande C.

4.4 Performances du laser constitué d'une cavité à dispersion positive

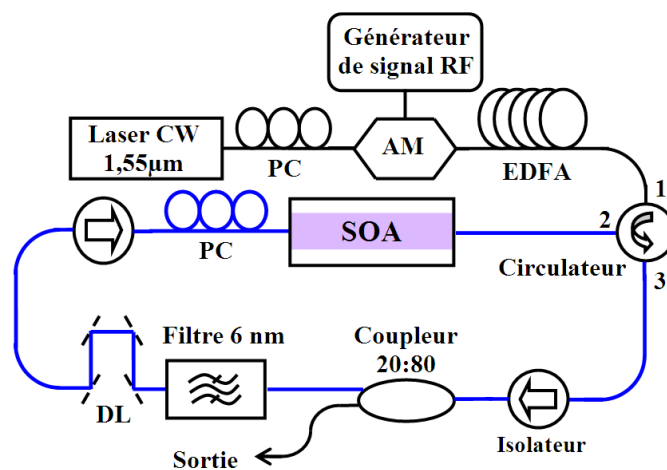


FIG. 4.9 – Montage expérimental du laser à modes bloqués. La cavité fibrée, constituée de fibre SMF, mesure $19,3 \text{ m}$ pour une dispersion totale de $+0,32 \text{ ps nm}^{-1}$. Elle comprend un SOA comme milieu amplificateur. Le circulateur assure l'injection du signal externe et les deux isolateurs conditionnent la circulation d'un signal optique dans le sens horaire. La ligne à retard (DL) permet d'ajuster la longueur de la cavité. Le contrôleur de polarisation (PC) permet d'ajuster une polarisation optimale du signal entrant dans le SOA.

Notre montage expérimental représenté par Fig. 4.9 utilise un SOA (CIP, SOA-NL-OEC) comme milieu amplificateur dont les descriptions ont été préalablement présentées

dans la Section 3.4.1.

Un contrôleur de polarisation (PC) inséré avant le SOA garantit la polarisation optimale du signal optique entrant dans le SOA. Le deuxième PC est employé pour contrôler la polarisation du signal CW entrant dans le modulateur Mach-Zehnder afin d'obtenir le meilleur taux d'extinction possible à la modulation.

Deux isolateurs disposés avant et après le SOA assurent la propagation unidirectionnelle des signaux à l'intérieur de la cavité fibrée, annulant toute possibilité d'effet étalon [19]. L'effet étalon est issu de la présence d'une plus petite cavité résonnante à l'intérieur de la cavité laser. La présence de ces résonances parasites vont affecter le signal optique d'une modulation supplémentaire, dégradant l'homogénéité du train d'impulsions.

Le filtre passe-bande possède une largeur à -3 dB de 6 nm correspondant à une bande passante de 750 GHz et une réjection à 20 dB . L'effet conjugué de la XGM et du filtrage optique permettent de favoriser l'apparition d'un train d'impulsions dont la porteuse sera située dans une fenêtre spectrale définie par la position du filtre passe-bande.

La ligne à retard (DL) permet d'accorder le laser. C'est par un réglage micrométrique de la DL que l'on fait correspondre la fréquence de répétition du signal externe f_E à une harmonique de la fréquence fondamentale f_C de la cavité (Section 2.2.2.1). Notons qu'à une fréquence de répétition de 10 GHz , la distance séparant deux impulsions voisines est de $\approx 2,5\text{ cm}$ dans cette configuration.

L'ensemble de ces composants reliés entre eux par de la fibre SMF standard constitue la cavité optique que l'on va étudier en premier lieu. Cette cavité est d'une longueur totale de $19,3\text{ m}$ lui conférant une fréquence fondamentale de $f_C = 7,7\text{ MHz}$. Sa dispersion totale est estimée à $+0,32\text{ ps nm}^{-1}$. Lorsque le laser fonctionne à un taux de répétition de 10 Gb/s il circule ≈ 1300 impulsions dans la cavité, ce nombre d'impulsions désigne aussi l'ordre N du blocage de modes harmonique.

Le signal externe entrant dans la cavité par la voie 1 du circulateur est généré par la modulation en intensité d'un signal optique continu issu d'une source laser accordable dans la bande C. Son intensité sera ajustée par un EDFA de manière à moduler le gain du SOA autour d'une valeur moyenne avoisinant les pertes totales de la cavité. Ainsi, l'obtention d'un train d'impulsions sur une porteuse donnée par la position du filtre nécessite un ajustement de l'énergie du signal externe via l'EDFA, et le réglage de la longueur de la cavité via la DL. Nous allons dans la section qui suit caractériser le train d'impulsions obtenu à un débit $\geq 10\text{ Gb/s}$.

4.4.1 Caractéristiques du profil temporel et spectral des impulsions

Présentons dans un premier temps les performances du laser à un taux de répétition de 10 GHz . La porteuse du laser contra-propagatif est fixée à 1565 nm , le filtre passe-bande est centré sur 1537 nm et l'intensité de pompage du SOA est de 290 mA . La puissance moyenne du signal externe modulé à 10 GHz , entrant par la voie 1 du circulateur, est de $1,3\text{ mW}$.

Le signal optique en sortie du coupleur 20:80 sera amplifié par un EDFA réglé pour

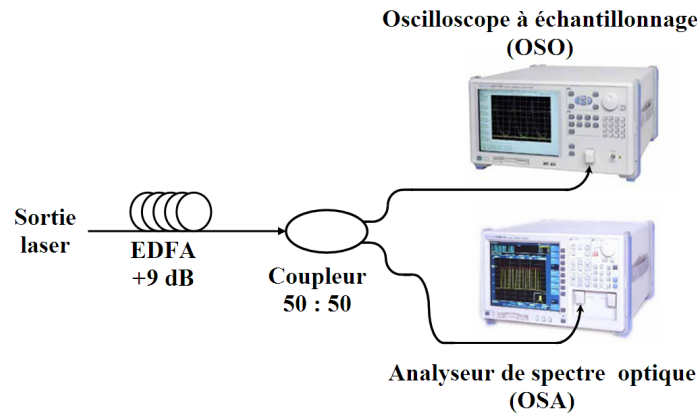


FIG. 4.10 – Le train d'impulsions en sortie du laser est réamplifié de 9 dB pour être lu simultanément sur l'OSO et l'OSA. Le signal lu aura la même amplitude et puissance moyenne que le train d'impulsions circulant dans la cavité.

fournir une amplification de 9 dB (Fig. 4.10). Le signal réamplifié sera envoyé vers l'OSA et l'OSO via un coupleur $50:50$. Ceci nous permet de faire une acquisition simultanée des profils temporel et spectral du signal circulant dans la cavité laser et un calcul rapide et fiable du produit $\Delta f \Delta t$ des impulsions générées.

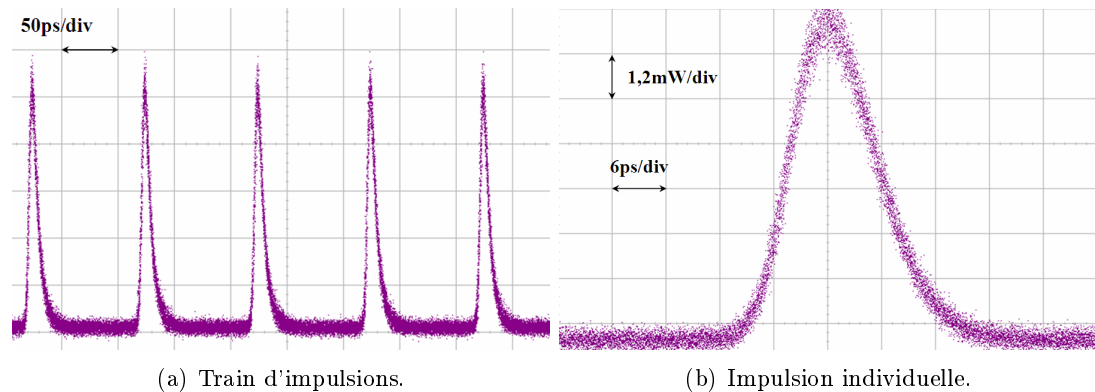


FIG. 4.11 – Profil temporel du train d'impulsions généré à 10 GHz . L'impulsion d'une largeur FWHM de $\approx 10\text{ ps}$ et d'amplitude $\approx 9\text{ mW}$ est asymétrique.

La Fig. 4.11(a) représente le train d'impulsions obtenu. Ces impulsions d'une largeur de $10,2\text{ ps}$ et d'une amplitude de $9,4\text{ mW}$ sont asymétriques, avec un front montant abrupt et un front descendant plus lent (Fig. 4.11(b)). Le spectre RF du signal laser mesuré avec l'ASE (Fig. 4.13), montre que le taux de suppression des modes latéraux (Side Mode Suppression Ratio : SMSR) est supérieur à 65 dB . Un tel SMSR confirme que notre laser opère exclusivement sur un seul mode transverse. La mesure de la gigue temporelle par l'ASE donne une gigue temporelle $\leq 330\text{ fs}$, ce qui témoigne d'une bonne synchronisation du signal sortant.

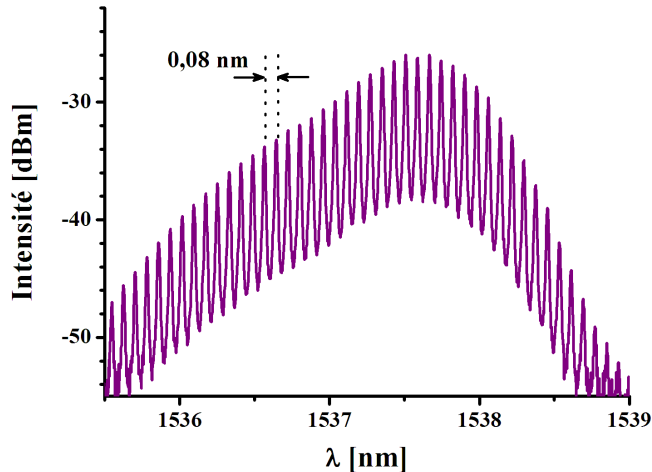


FIG. 4.12 – Spectre optique du train d’impulsions décrit par la Fig. 4.11 avec une résolution de $0,01 \text{ nm}$.

La dissymétrie du profil spectral, donné par la Fig. 4.12, confirme la présence de non-linéarités. En effet, la transformation de Fourier d’une impulsion dissymétrique n’est pas nécessairement dissymétrique, tout dépend du terme de phase intrinsèque à l’impulsion. Si cette dernière présente un profil non-linéaire, le profil spectral en sera affecté et deviendra dissymétrique [115]. La largeur spectrale est de $0,9 \text{ nm}$, ce qui donne $\Delta f \Delta t = 1,4$, très éloigné de la limite de diffraction.

4.4.2 Analyse du chirp

La mesure du profil exact du chirp donné par l’OCSA (Fig. 4.14) révèle un chirp décroissant qui n’est pas rigoureusement linéaire.

Cependant, l’allure générale du chirp nous apporte une information tout de même intéressante, qui confirme nos prédictions théoriques énoncées dans la Section 3.5.1.3 : le chirp est globalement décroissant.

En accord avec nos résultats numériques, le chirp présente une non-linéarité notable au niveau du pic d’intensité de l’impulsion. Cette non-linéarité se reflète sur les formes temporelles et spectrales. En approximant ce chirp par une ligne droite, nous pouvons estimer une variation du chirp de l’ordre de -10 GHz/ps .

Dans les mêmes conditions de fonctionnement, le chirp a été relevé pour trois valeurs du courant de pompage du SOA ($I=175 \text{ mA}$, 250 mA et 290 mA). Les résultats de la mesure du chirp sont représentés dans la Fig. 4.15.

Nous pouvons immédiatement observer qu’une augmentation de I_{SOA} accentue la partie non-linéaire ainsi que la pente globale de la fréquence instantanée mesurée. Cette dernière évolue de $-8,5$ à -10 GHz/ps à mesure que I_{SOA} augmente. Afin de mieux expliquer cette observation, nous avons reporté dans le Tab. 4.2 les paramètres concernant

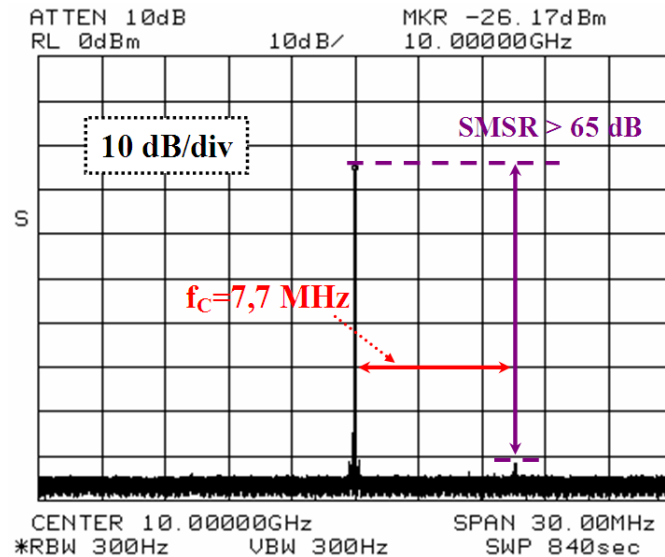


FIG. 4.13 – Spectre RF du train d'impulsions illustré dans la Fig. 4.11 et Fig. 4.12. Le SMSR de 65 dB dénote la présence exclusive d'un unique train d'impulsions circulant dans la cavité à un taux de répétition de 10 Gb/s.

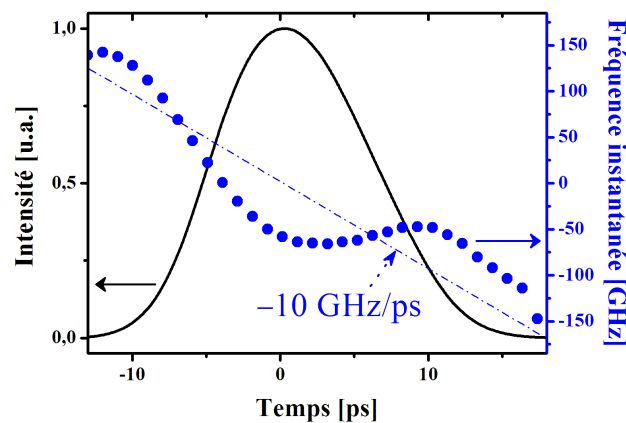


FIG. 4.14 – Profils de la fréquence instantanée et de l'enveloppe de l'impulsion obtenus par l'OCSA. Le décroissance du chirp peut être approximée par une droite d'une pente de $\approx -10 \text{ GHz/ps}$. Le profil de l'impulsion déduit par l'OCSA par la transformation de Fourier inverse est dissymétrique avec une largeur de $\approx 10 \text{ ps}$.

le signal contra-propagatif et les impulsions sortantes en fonction de I_{SOA} .

Il est bien connu que la recombinaison des porteurs dans le SOA devient plus rapide pour un I_{SOA} d'autant plus élevé, de plus la densité de porteurs dans le SOA augmente avec I_{SOA} . Ainsi, pour chaque augmentation de I_{SOA} , une énergie contra-propagatrice plus élevée sera nécessaire pour saturer le gain du SOA autour des pertes intra-cavité

I_{SOA}	$P_{moy,contra}$ [mW]	T_0	P_{pic} [mW]	$\Delta f \Delta t$	Gigue RMS [ps]
175	0,3	12,3	9,28	1,1	0,47
250	0,68	11,8	9,6	1,32	0,4
290	0,79	11	10,86	1,4	0,35

TAB. 4.2 – Largeur FWHM (T_0), puissance crête (P_{pic}) et produit $\Delta f \Delta t$ des impulsions en sortie du laser en fonction de l'intensité de pompage du SOA (I_{SOA}) et de la puissance moyenne du signal contra-propagatif ($P_{moy,contra}$).

demeurant invariantes (Tab. 4.2). Cette forte dynamique du gain du SOA sera perçue par l'impulsion optique qui le traverse, favorisant un chirp plus accentué et présentant une non-linéarité plus marquée au niveau du pic de l'impulsion.

De plus, une régénération plus rapide des porteurs dans la fenêtre spectrale où l'impulsion est favorisée va contribuer à la création d'une impulsion plus énergétique et plus étroite justifiant une amplitude crête plus élevée (Tab. 4.2).

Nous avons aussi observé que l'impulsion présente une gigue temporelle plus faible à mesure que I_{SOA} augmente. Nous pensons que l'augmentation globale de l'énergie optique circulant dans le SOA, contribuant à une saturation du gain plus importante, va favoriser la diminution de la puissance d'ESA source de bruit de phase et de gigue temporelle. Cette propriété a déjà été relevée dans des études antérieures sur la dynamique du gain du SOA [146].

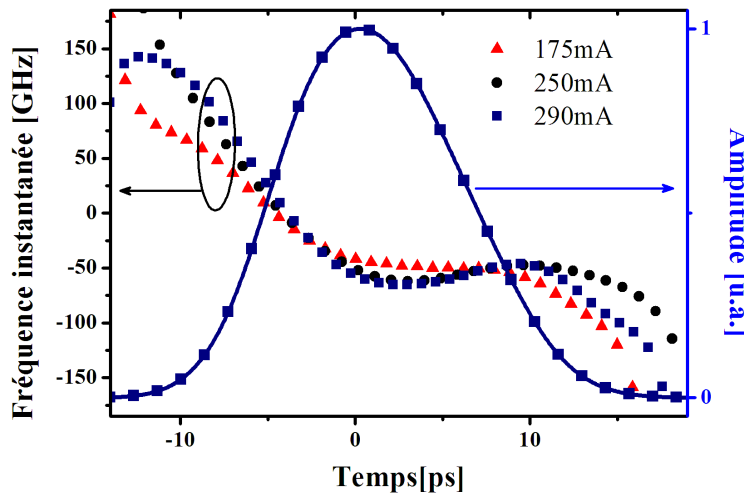


FIG. 4.15 – Mesure de la fréquence instantanée de l'impulsion à modes bloqués pour différentes valeurs du courant de pompage du SOA, I_{SOA} . Une augmentation de I_{SOA} se traduit par une accentuation de la pente du chirp.

4.4.3 Comportement dans la bande C

Il a été observé qu'à une longueur d'onde fixée du signal contra-propagatif, sa puissance moyenne nécessaire au blocage de modes du laser décroît à mesure que la fenêtre spectrale sélectionnée par le filtre passe-bande est décalée vers les courtes longueurs d'onde. Comme l'indique la Fig. 4.17, la puissance moyenne contra-propagatrice nécessaire au blocage de modes évolue de 0,3 à 12 *mW* pour une position du filtre passe-bande fluctuant de 1565 *nm* à 1525 *nm*.

Cette caractéristique inhérente à la XGM dans le SOA est bien connue, elle découle des propriétés de la saturation homogène du gain. Bien que la saturation du gain du SOA soit homogène, la modulation du gain du SOA à une longueur d'onde donnée va se traduire par une amplitude de variation du gain plus élevée à mesure que l'on se déplace vers les courtes longueurs d'onde [147], [148]. Ainsi, un taux d'extinction plus fort sera observé vers les courtes longueurs d'onde, ce qui explique les observations sur la puissance moyenne contra-propagatrice nécessaire pour produire le blocage de modes en fonction de la position du filtre dans la cavité, répertoriées dans les Fig. 4.16 et Fig. 4.17.

Notons que le même phénomène est observé lorsque la position du filtre passe-bande est fixée et la longueur d'onde du signal contra-propagatif modifiée. De manière similaire aux résultats exposés dans la Fig. 4.16, l'énergie contra-propagatrice nécessaire au blocage de modes sera plus faible pour une grande longueur d'onde du signal contra-propagatif (Fig. 4.17). En accord avec le Tab. 4.2, la Fig. 4.16 confirme qu'une l'augmentation du courant de pompage du SOA s'accompagne d'une augmentation de l'énergie contra-propagatrice.

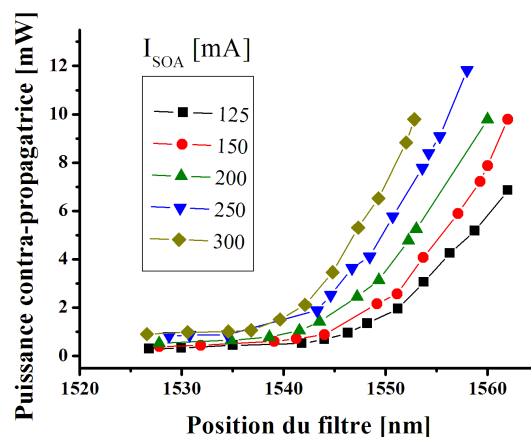


FIG. 4.16 – Mesure de la puissance moyenne du signal contra-propagatif en fonction de la position du filtre passe-bande et de l'intensité de pompage du SOA. La longueur d'onde du signal contra-propagatif est fixée à $\lambda = 1553$ *nm*.

Nous avons constaté que le train d'impulsions manifeste des caractéristiques différentes selon la longueur d'onde du signal contra-propagatif externe. Ces différences sont

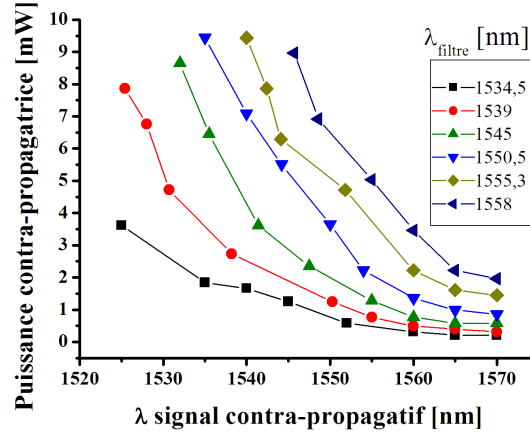


FIG. 4.17 – Mesure de la puissance moyenne du signal contra-propagatif nécessaire à l’obtention d’un train d’impulsions à modes bloqués en fonction de la longueur d’onde de sa porteuse et de la position du filtre passe-bande dans la cavité laser. L’intensité de pompage du SOA est de 125 mA .

illustrées dans la Fig. 4.18 et Fig. 4.19. En effet, pour un signal contra-propagatif émis à 1565 nm et un courant de pompage I_{SOA} de 200 mA , nous avons observé une impulsion de meilleure qualité en termes d’amplitude, de largeur FWHM et de gigue temporelle pour un filtre positionné vers les courtes longueurs d’onde de la bande C. Ces propriétés se dégradent à mesure que l’on décale le filtre vers les grandes longueurs d’onde. Nous pensons que la XGM, plus efficace aux courtes longueurs d’onde, est responsable d’un tel phénomène. En effet, comme nous l’avons expliqué dans la Section 4.4.2, un meilleur taux d’extinction du gain du SOA aux courtes longueurs d’onde favorisera la création d’impulsions de plus forte amplitude et d’une plus faible largeur FWHM. La puissance moyenne des impulsions étant plus faible à des courtes longueurs d’onde, nous avons fort à penser qu’une composante continue optique d’autant plus importante s’additionne au train d’impulsions à mesure que le filtre se décale vers les grandes longueurs d’onde. Il peut paraître surprenant que la gigue temporelle augmente à mesure que la puissance optique injectée dans le SOA augmente (Fig. 4.19). En effet, il est connu que le taux d’émission de l’ESA, responsable du bruitage des signaux et de la gigue temporelle, décroît en fonction de la puissance optique injectée [149]. Nous pensons que l’accroissement de la gigue temporelle mesurée découle de l’augmentation de la puissance moyenne du signal laser. Ce dernier possédant une amplitude moindre et un niveau de bruit plus élevé, il sera mesuré plus bruité par l’ASE.

Nous pouvons conclure qu’il existe un réglage optimal du laser à blocage de modes. Tout en restant dans la bande passante du gain du SOA, il suffit de positionner le filtre passe-bande vers les courtes longueurs d’onde ($\approx 1525 - 1530 \text{ nm}$) tout en réglant la porteuse du signal contra-propagatif vers les grandes longueurs d’onde ($\approx 1565 \text{ nm}$). De cette manière, les impulsions générées ont une faible gigue temporelle ($0,3 \text{ ps}$), une plus grande amplitude (10 mW) et une largeur temporelle minimale ($9,8 \text{ ps}$). De plus,

la puissance moyenne du signal contra-propagatif nécessaire au blocage de modes du laser est minimale ($0,4\text{ mW}$).

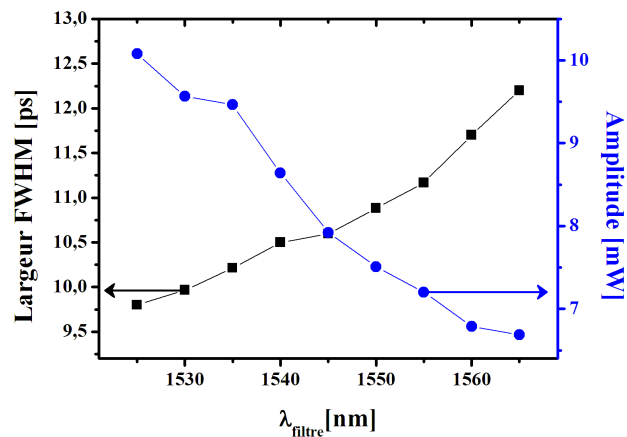


FIG. 4.18 – Mesure de la largeur FWHM et de l'amplitude des impulsions sortantes en fonction de la position du filtre dans la bande C. Le signal externe modulé est fixé à $\lambda = 1565\text{ nm}$.

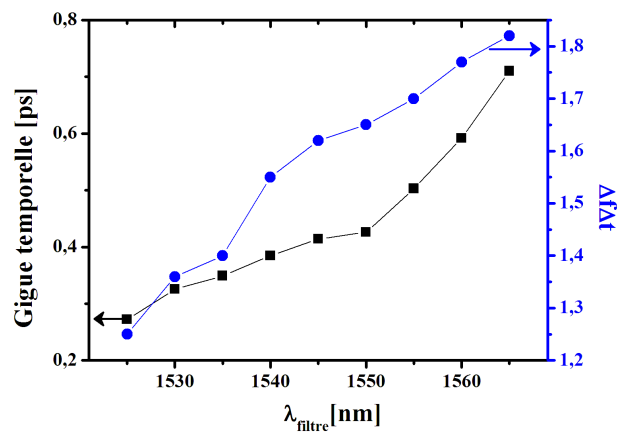


FIG. 4.19 – Produit $\Delta f \Delta t$ et gigue temporelle des impulsions sortantes en fonction de la position du filtre dans la bande C. Le signal externe modulé est fixé à $\lambda = 1565\text{ nm}$.

4.4.4 Observation du blocage de modes rationnel harmonique

Comme nous l'avons présenté dans le chapitre 2 dans la Section 2.2.2.2, le blocage de modes rationnel harmonique permet d'obtenir un train d'impulsions à un débit multiple de celui du signal contra-propagatif. En conservant les mêmes conditions expérimentales que celles de la Section 4.4.1, et en ajustant la ligne à retard de sorte que la condition $f_E = (N + \frac{1}{2})f_C$ soit satisfaite, un train d'impulsions de 20 GHz est généré à partir d'un

signal externe de $f_E = 10 \text{ GHz}$. Comme le montre la Fig. 4.20(a), le train d'impulsions généré n'est pas régulier. Ce phénomène est communément observé en blocage de modes rationnel harmonique [150].

En blocage de modes harmonique, la tension de polarisation du modulateur d'intensité est réglée de telle sorte que le signal modulé ait une extinction maximale, un tel réglage est recommandé pour le blocage de modes harmonique. En revanche, en blocage de modes rationnel harmonique, un tel réglage n'amplifiera une impulsion donnée que tous les deux tours, produisant un train d'impulsions à 20 GHz présentant des pics d'intensité alternativement inégaux (Fig. 4.20(a)). Il est possible de pallier cet inconvénient en modifiant la tension de polarisation du modulateur afin qu'elle avoisine la zone de fonctionnement non-linéaire du modulateur. De cette manière, le train d'impulsions généré pourra être égalisé en amplitude (Fig. 4.20(b)).

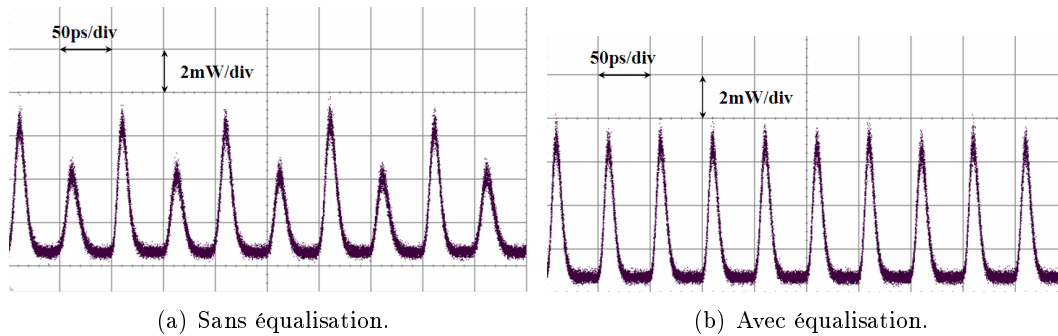


FIG. 4.20 – Blocage de modes rationnel harmonique d'ordre 2. Lorsque le modulateur d'intensité est polarisé à son maximum d'extinction, le train d'impulsions paraît inégal (Fig. 4.20(a)). En déplaçant la tension de polarisation vers la zone de fonctionnement non-linéaire du modulateur, le train d'impulsions peut être égalisé (Fig. 4.20(b)).

À la différence des travaux de Zoïros sur le même type de laser [105], le blocage de modes rationnel harmonique à l'ordre 3 et plus s'est montré difficile à obtenir. Comme l'illustre la Fig. 4.21 nous n'avons pas réussi à obtenir un train d'impulsions à 30 GHz . Malgré un bon réglage de la ligne à retard, nous n'observons qu'un signal de sortie présentant une ondulation autour de 30 GHz sans pouvoir obtenir un vrai régime impulsionnel. La raison d'un tel comportement demeure obscure.

4.5 Performances du laser constitué d'une cavité à forte dispersion négative

Nous allons à présent, insérer notre échantillon de 192 m de fibre DCF et observer les changements produits sur le train d'impulsions. Nous apprécierons dans un premier temps l'effet de remise en forme apporté par la compensation de la dispersion. Ensuite, nous montrerons comment la forte dispersion rend le laser flexible. En termes de flexibilité nous montrerons comment le laser réussit à entrer systématiquement en blocage de modes sans aucun ajustement de la longueur de cavité ou du débit du signal externe.

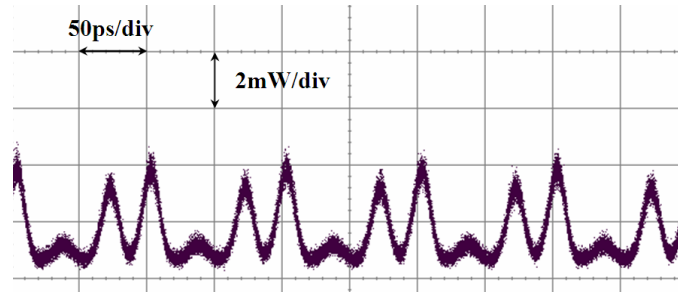


FIG. 4.21 – Blocage de modes rationnel harmonique du 3^{me} ordre. Le régime impulsif n'est pas convenable.

4.5.1 Profil temporel et spectral

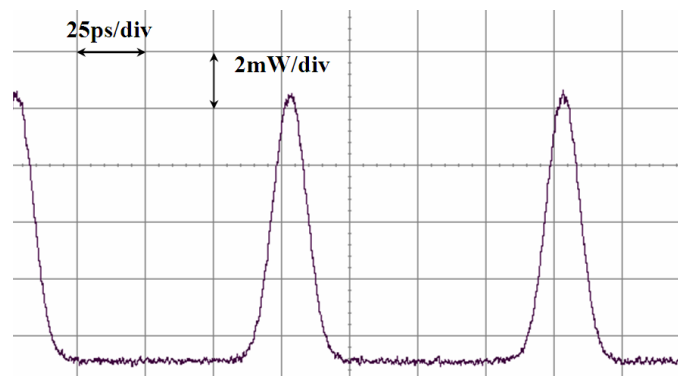


FIG. 4.22 – Train d'impulsions obtenu en insérant 192 m de fibre DCF dans la cavité laser.

Le filtre passe-bande est centré autour de 1535 nm et le signal externe est émis à 1565 nm. La puissance moyenne du signal contra-propagatif pénétrant par la facette droite du SOA est de 0,9 mW. L'obtention d'un train d'impulsions à modes bloqués est directe, i.e., aucun ajustement de la DL n'est nécessaire. La mesure du profil temporel du train d'impulsions obtenu à l'OSO est donnée dans la Fig. 4.22. Le train d'impulsions généré possède une puissance moyenne de 1,15 mW (0,62 dBm), pour des impulsions de 9,2 mW de puissance crête et de 12,5 ps de largeur FWHM.

Contrairement à la Fig. 4.11(b), les impulsions ont été remises en forme. Le fitting des profils temporel et spectral du train d'impulsions est donné respectivement dans les Fig. 4.23 et Fig. 4.24. Nous observons clairement une forte corrélation des deux profils avec un profil gaussien. Bien que la largeur FWHM et la puissance crête demeurent inchangées, la fibre DCF contribue à la remise en forme du train d'impulsions à chaque tour de cavité.

Rappelons que dans la cavité sans DCF, il n'y a pas de compensation du chirp après le SOA. La Fig. 4.11(b) montre clairement le chirp induit par les effets conjugués de la SPM et de la XGM dans le SOA. L'asymétrie est à la fois présente sur le profil temporel

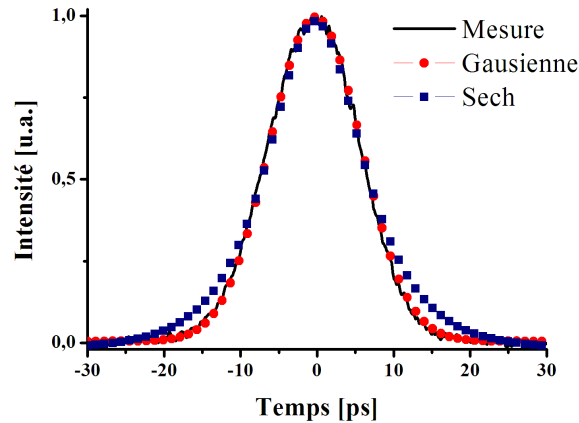


FIG. 4.23 – Profil temporel mesuré de l'impulsion obtenu en insérant 192 m de fibre DCF dans la cavité laser. Le fitting de cette impulsion montre une meilleure ressemblance avec un profil gaussien.

et spectral (Fig. 4.12). Le produit $\Delta f \Delta t = 1,44$ en l'absence de compensation. Notons que le chirp est toujours négatif et peut être grossièrement approché par une droite, suggérant l'utilisation d'une fibre à dispersion négative pour compenser ce chirp.

En effet, dans une telle fibre la partie "rouge" (basses fréquences) du spectre de l'impulsion va se propager plus vite que la partie "bleue" (hautes fréquences), provoquant la remise en forme de l'impulsion. Puisque le front descendant de l'impulsion amplifiée par le SOA est dominé par la partie "rouge" du spectre, la propagation de celle-ci dans la DCF aidera le front descendant à rattraper le front montant de l'impulsion dominé par les hautes fréquences (bleues). En conséquence, le long front descendant de l'impulsion pourra ainsi être rectifié.

Cette rectification de la forme temporelle s'accompagne d'une correction de la forme spectrale (Fig. 4.24) et du chirp de l'impulsion (Fig. 4.25) grâce à l'action non-linéaire du SOA. La forme spectrale est quasi-symétrique et considérablement plus étroite en comparaison avec le spectre des impulsions dans une cavité d'une dispersion de $+0,32 \text{ ps nm}^{-1}$. La largeur spectrale est de $0,29 \text{ nm}$, celle-ci a été diminuée d'un facteur $\approx 3,5$. En présence de la fibre DCF, le produit $\Delta f \Delta t = 0,45$ est très proche du produit $\Delta f \Delta t$ d'une impulsion gaussienne limitée par la diffraction (0,44).

La mesure de la fréquence instantanée de l'impulsion par l'OCSA est donnée par la Fig. 4.25. La mesure relate une amélioration de la variation du chirp autour du pic d'intensité de l'impulsion. L'approximation de la fréquence instantanée par une droite donne un chirp de $-0,6 \text{ GHz/ps}$.

La gigue temporelle du train d'impulsions sortant mesuré par l'ASE vaut 225 fs . Cette valeur est relativement faible, nous pensons qu'elle est en grande partie causée par la gigue temporelle initiale du signal externe dont la valeur mesurée est comprise entre 150 et 200 fs.

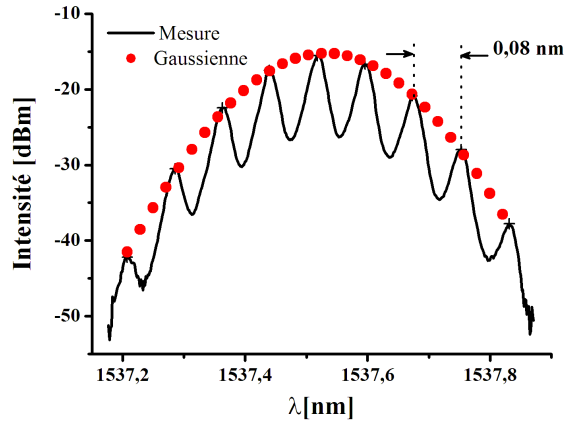


FIG. 4.24 – Spectre optique mesuré de l'impulsion obtenue en insérant 192 m de fibre DCF dans la cavité laser. Le fitting de l'enveloppe spectrale correspond bien à un profil gaussien.

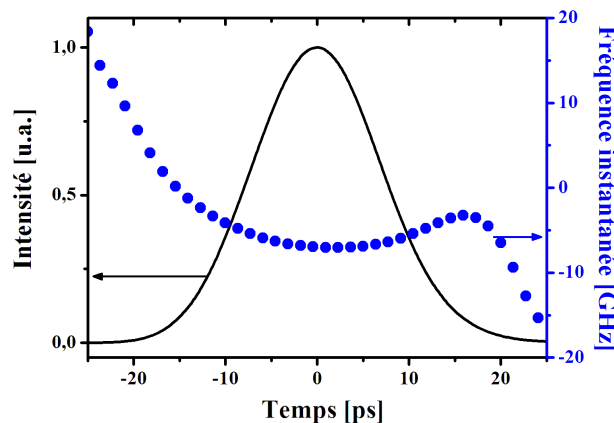


FIG. 4.25 – Fréquence instantanée et enveloppe temporelle obtenue par la mesure à l'analyseur optique de spectre complexe. La variation de la fréquence instantanée est très faible aux alentours du pic d'intensité.

4.5.2 Tolérance à la longueur de la cavité

La forte dispersion négative de $-26,4 \text{ ps nm}^{-1}$ obtenue par l'insertion de 192 m de fibre DCF dans la cavité confère au laser une propriété intéressante, non révélée par nos études numériques. Nos résultats expérimentaux ont prouvé qu'avec une telle dispersion, la condition de blocage de modes peut subsister quel que soit le réglage de la ligne à retard.

Bien que les caractéristiques du train d'impulsions observé à l'OSO se trouvent inchangées (même amplitude et largeur FWHM), le spectre du signal observé sur l'OSA se décale progressivement vers les grandes longueurs d'onde à mesure que la longueur de

la cavité augmente. En augmentant sans cesse la longueur de la cavité nous observons que la porteuse du train d'impulsions évolue entre deux longueurs d'onde (λ_{max} et λ_{min}) à la manière d'une fonction en dents de scie, comme le montre la Fig. 4.26(a).

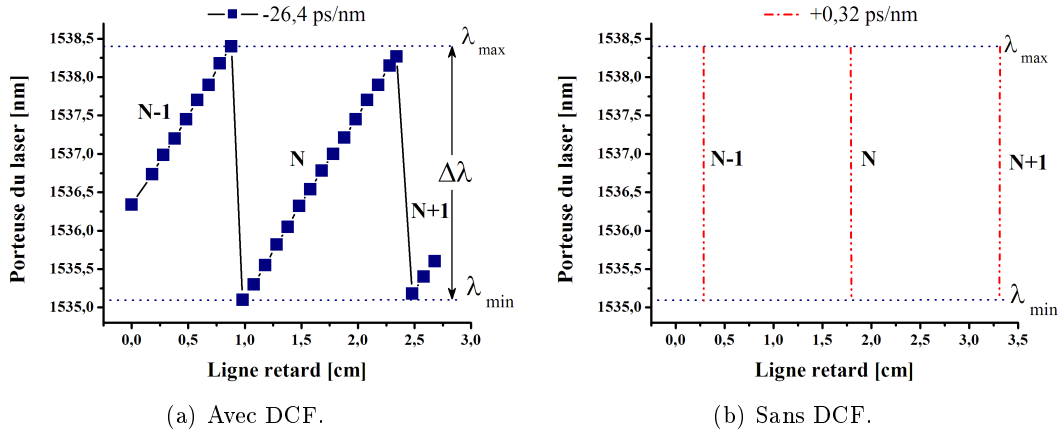


FIG. 4.26 – Adaptation de la porteuse du laser à blocage de modes à l'augmentation de la longueur de la cavité. Les résultats expérimentaux relevés dans la Fig. 4.26(a) montrent que la forte dispersion entraîne une fluctuation mineure de la porteuse. En revanche, pour une dispersion totale de $+0,32 \text{ ps nm}^{-1}$, les droites en trait discontinu déduites de l'équation (4.3) illustrent la variation brutale de la porteuse optique contraignant l'existence de la condition de blocage de modes pour des valeurs quasi-déterminées de la ligne à retard, espacées de $1,5 \text{ cm}$.

Cette singularité est bien connue, elle a été observée pour la première fois par Tamura et *al.* en 1997 [151]. Il a été prouvé que la dispersion chromatique est à la source d'un tel comportement. En effet, les résultats observés dans la Fig. 4.26 peuvent s'interpréter aisément à partir de l'équation (4.2) reliant la dispersion D à la vitesse de groupe v_g et la longueur d'onde λ dans le milieu concerné, majoritairement constitué de fibre optique dans notre laser :

$$D = -\frac{d(1/v_g)}{d\lambda} \quad (4.2)$$

Admettons que le laser fonctionne en blocage de modes harmonique à l'ordre N , signifiant qu'à une longueur de cavité donnée L_1 , il y a blocage de modes du laser à la porteuse λ_1 . L'existence de la même condition de blocage de modes harmonique à une longueur de cavité L_2 sensiblement plus grande ne peut se produire que s'il existe dans la bande passante du filtre une longueur d'onde λ_2 se propageant à une vitesse supérieure satisfaisant à son tour la même condition de blocage de modes harmonique d'ordre N .

La dispersion de la vitesse de groupe exprime exactement les disparités de la vitesse de groupe en fonction de la longueur d'onde, c'est à partir de cette relation que λ_2 peut être prédit. En effet, l'équation (4.2) donne directement les variations ($\delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$) de la porteuse du laser en fonction des fluctuations ($\delta L = L_2 - L_1$) de la longueur de

la cavité de la manière suivante :

$$\delta\lambda = -\frac{\delta L}{DL_C v_g} \quad (4.3)$$

Pour une variation δL donnée, l'équation (4.3) montre bien que la variation $\delta\lambda$ sera d'autant plus faible que $|D|$ est grande.

Ainsi, pour une cavité d'une dispersion totale $D_{tot} = DL_C = -26,4 ps nm^{-1}$ et d'indice de groupe $n_g \approx 2$, la fluctuation $\delta\lambda$ par rapport à δL donne : $\delta\lambda/\delta L = 2,3 nm cm^{-1}$. Cette variation correspond à la pente de chaque portion linéaire croissante de la courbe illustrée par la Fig. 4.26(a). Remarquons que cette variation est radicalement plus forte en l'absence d'une forte dispersion.

Ainsi, dans le cas d'une cavité standard composée de 19,3 m de SMF, la dispersion totale est ≈ 82 fois plus faible ($0,32 ps nm^{-1}$), et de signe opposé, soit une variation $|\delta\lambda/\delta L|$ qui sera 82 fois plus élevée ($\approx 190 nm cm^{-1}$). C'est la raison pour laquelle un ajustement micrométrique de la ligne à retard est obligatoire dans une cavité laser présentant une faible dispersion, qu'elle soit positive ou négative. Une faible variation de la ligne à retard (quelques μm) suffit à renvoyer le blocage de modes possible à une longueur d'onde située en dehors de la bande passante du filtre, voire du gain du SOA, faisant disparaître le train d'impulsions. Ainsi, le blocage de modes ne sera possible qu'à la condition que la cavité soit rallongée ou diminuée d'une longueur équivalente à la distance séparant deux impulsions consécutives ($\delta L = 1,5 cm$), nous faisant retomber sur un état de blocage de modes harmonique (HML) d'ordre supérieur ($N + 1$) ou inférieur ($N - 1$). Par conséquent, un tel laser est très sensible aux perturbations de toutes sortes, le rendant impraticable à utiliser.

À l'inverse, l'usage d'une forte dispersion négative permet d'obtenir entre deux conditions d'HML consécutifs, N et $N + 1$ par exemple, une variation mineure de la longueur d'onde. En s'appuyant sur l'équation (4.3), cette variation $\Delta\lambda$ illustrée dans la Fig. 4.26(a) est facile à estimer, elle vaut 3,9 nm.

Comme le montre la Fig. 4.27, ce $\Delta\lambda$ demeure facilement encastré dans la bande passante de notre filtre d'une bande passante de 6 nm,

$$\Delta\lambda < \Delta\lambda_{PB} \quad (4.4)$$

Si l'on désire observer un blocage de modes non perturbé par les fluctuations de la longueur de la cavité, l'équation (4.4) doit être valide. En effet, si cette condition est remplie, quelle que soit la position du filtre dans la bande passante du SOA et quelle que soit la longueur de la cavité, le laser s'accordera automatiquement, en d'autres termes un train d'impulsions pourra toujours exister à une porteuse possédant une vitesse de groupe satisfaisant les propriétés d'HML. Seule une puissance adéquate du signal externe modulé reste à être ajustée afin de satisfaire la condition "gain=pertes".

Jusqu'à présent nous n'avons justifié que la valeur de la pente $\delta\lambda/\delta L$ prise dans sa portion de variation linéaire. Reste à justifier l'allure en dents de scie de la courbe donnée par la Fig. 4.26(a), en somme exposer la cause des discontinuités.

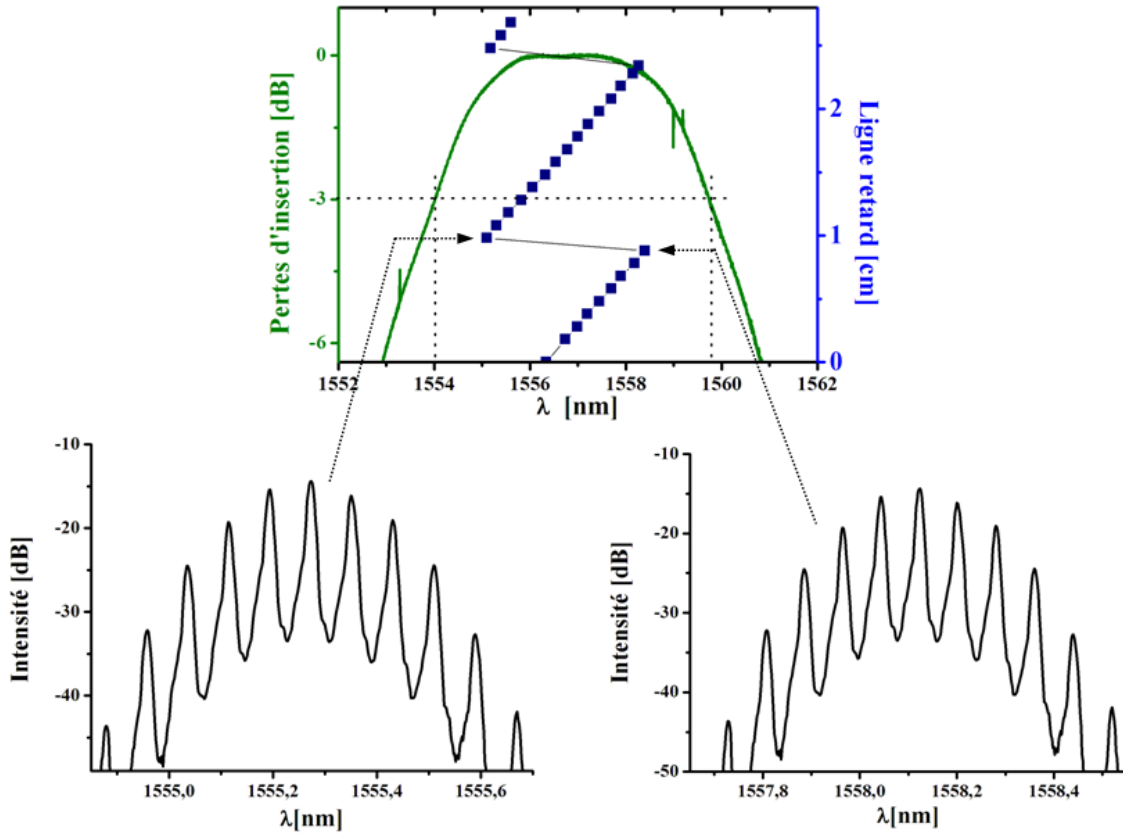


FIG. 4.27 – Même configuration que la Fig. 4.26. On peut observer la fluctuation de la porteuse du laser dans la bande passante du filtre passe-bande de la cavité lorsqu'on ajuste la ligne à retard. Les caractéristiques du spectre du laser à blocage de modes à 10 GHz sont identiques, que le laser fonctionne à 1555 nm ou 1558 nm .

Admettons que notre laser fonctionne à une longueur d'onde située juste avant la discontinuité, dans un état d'HML d'ordre N , appliquons une légère augmentation de la longueur de la cavité.

La porteuse du laser va basculer subitement vers les courtes longueurs d'onde, signifiant un passage à la condition d'HML d'ordre supérieur ($N + 1$), au lieu de s'accorder à une longueur d'onde supérieure satisfaisant toujours l'HML d'ordre (N). Ce comportement résulte de la compétition entre les modes d'ordre N et $N + 1$ favorisant le mode d'ordre $N + 1$.

C'est la limitation en longueur d'onde du filtre qui conditionne l'existence d'un seul signal à modes bloqués. En effet, si dans les mêmes conditions le filtre passe-bande avait été deux fois plus large ou bien la dispersion totale D_{tot} deux fois plus élevée, alors deux conditions d'HML à des ordres N et $N + 1$ auraient été satisfaites simultanément, entraînant le fonctionnement multimode du laser. Cette idée a récemment été exploitée par W.Zhang pour la récupération d'horloge tout-optique sur plusieurs longueurs d'ondes [152].

La Fig. 4.28 donne une illustration de l'auto-synchronisation du laser fibré à une modification de la longueur de cavité, où notre laser sera exclusivement schématisé par une cavité résonnante linéaire pour plus de clarté.

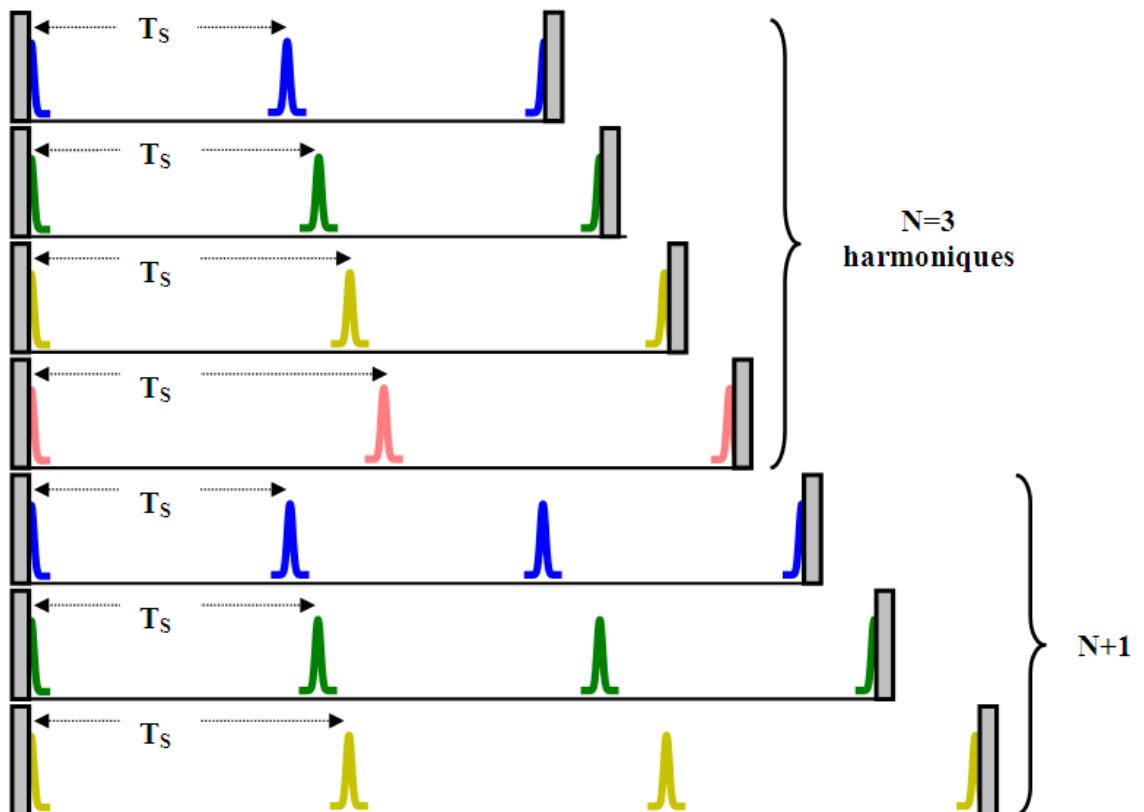


FIG. 4.28 – Illustration de l'auto-synchronisation propre à une cavité de forte dispersion négative. À mesure que la longueur de la cavité augmente, le taux de répétition du laser demeure le même ($f_S = 1/T_S$). Cependant, la porteuse migre vers de plus grandes longueurs d'ondes se propageant plus vite afin de conserver la même condition d'HML $f_C = N f_E$. Dès qu'il en a la possibilité, en raison de la compétition entre les modes d'ordre N et $N + 1$, le laser bascule à l'harmonique d'ordre supérieur $N + 1$, provoquant la décroissance brusque vers une longueur d'onde plus faible.

4.5.3 Synchronisation au flux de données

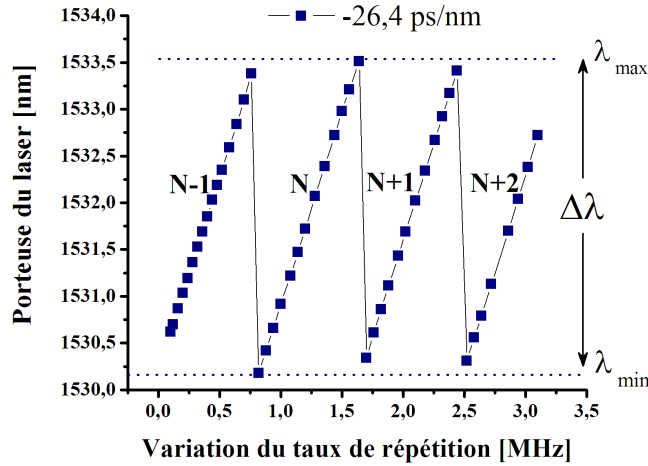


FIG. 4.29 – Évolution de la porteuse du laser à blocage de modes en fonction des fluctuations du taux de répétition du signal externe modulé à une fréquence avoisinant 10 GHz .

La capacité du laser à s'adapter automatiquement à la modification de la longueur de la cavité s'accompagne inévitablement d'une autre propriété. La forte dispersion de la cavité laser permettra au laser de s'auto-synchroniser à la fréquence de répétition f_E du signal externe. Cette propriété ne peut exister indépendamment de l'auto-synchronisation du laser à la longueur de la cavité. En effet, une augmentation (spatiale) de la longueur de la cavité s'apparente à une augmentation (temporelle) de la période de répétition T_E du signal externe, soit une diminution de f_E .

Le dispositif expérimental est le même que dans le paragraphe précédent, la dispersion intra-cavité est toujours de $-26,4\text{ ps nm}^{-1}$. Le laser à blocage de modes opère à une fréquence de $\approx 10\text{ GHz}$. Via le synthétiseur RF, nous augmentons de quelques kHz la fréquence de répétition du signal RF commandant le modulateur externe. De manière analogue aux observations dans la Section 4.5.2, l'enveloppe du laser observé à l'OSO se trouve inchangée et le spectre demeure identique mais décalé en longueur d'onde.

Cette propriété émanant à nouveau de la forte dispersion peut être traduite analytiquement. En effet, si l'on change légèrement f_E de δf_E sans modifier la longueur de la cavité, le laser va essayer de rester en HML à une longueur d'onde circulant plus vite dans la cavité, c'est pour cela que la porteuse se décale de $\delta\lambda$ vers les grandes longueurs d'onde, plus rapides que les courtes longueurs d'onde (dispersion négative). Similaire à l'équation (4.3), l'expression reliant δf_E à $\delta\lambda$ s'écrit :

$$\delta\lambda = -\frac{\delta f_E}{Df_S v_g} \quad (4.5)$$

Comme dans le paragraphe précédent, nous constatons que $|\delta\lambda|$ est d'autant plus faible que $|D|$ est grand. Comme le montre la Fig. 4.29, la porteuse du laser évolue à la

manière d'un signal en dents de scie à mesure que la fréquence de répétition augmente. La pente correspondant à la partie linéaire de la Fig. 4.29 s'exprime analytiquement sous la forme : $\delta\lambda/\delta f_E = +4,5 \text{ nm/MHz}$. Notons qu'avec une cavité de faible dispersion ($D_{tot} = +0,32 \text{ ps nm}^{-1}$) nous aurions obtenu une variation $\delta\lambda/\delta f_E \approx -0,4 \text{ nm/kHz}$. La fréquence fondamentale f_C de la cavité étant de $0,87 \text{ MHz}$, la variation en longueur d'onde $\Delta\lambda$ entre la $N^{\text{ième}}$ et la $N+1^{\text{ième}}$ harmonique sera de $3,9 \text{ nm}$. Bien entendu, on retrouve la même variation observée précédemment dans la Fig. 4.26(a).

Similaire à la Fig. 4.28, l'effet d'adaptation d'une cavité laser de forte dispersion négative à la modification de la fréquence f_E peut être représentée de manière schématique par la Fig. 4.30.

Nous avons observé cette capacité à s'auto-synchroniser, pour une fréquence f_E comprise entre 10 et 20 GHz et pour une position quelconque du filtre dans la bande C. Sans avoir à ajuster un seul des paramètres de la cavité, le signal laser de sortie préserve les mêmes caractéristiques dans le domaine temporel. Le signal demeure gaussien d'une largeur FWHM $\approx 12 \text{ ps}$ et de 9 mW d'amplitude, pour une puissance moyenne sortante de $\approx 0,5 \text{ dBm}$. Cette haute flexibilité est un très grand avantage. En effet, nous montrerons dans la section qui va suivre que notre laser peut jouer un rôle intéressant pour la récupération tout-optique d'horloge d'un signal .

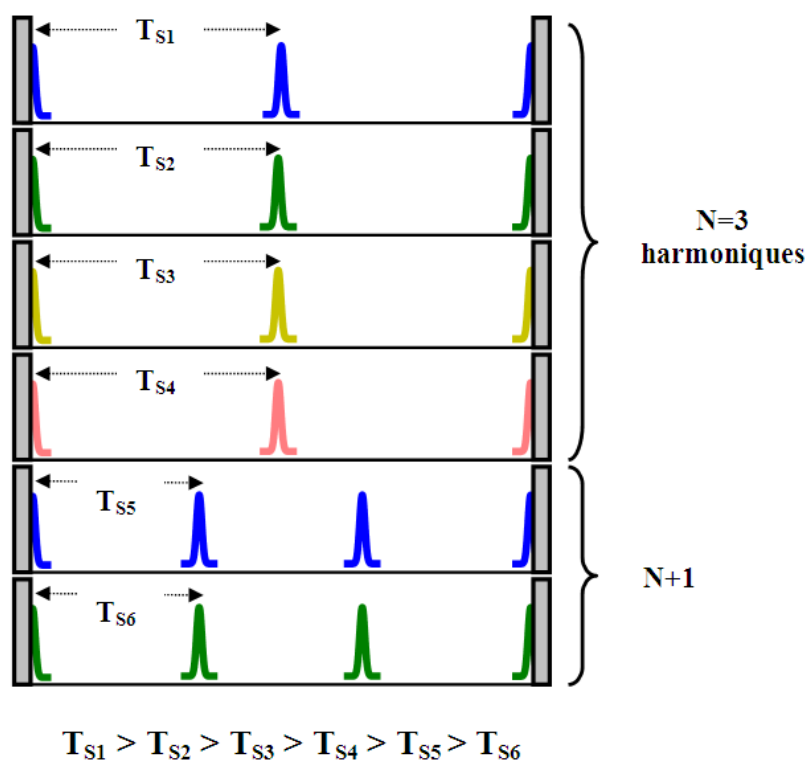


FIG. 4.30 – Cette figure nous montre qu'à mesure que la fréquence f_E augmente, la fréquence de répétition du laser va augmenter tout en respectant la condition $f_E = Nf_C = f_S$. Pour ce faire, la porteuse du laser va sélectionner une longueur d'onde se propageant plus vite, i.e., une plus grande longueur d'onde (dispersion négative). Dès que la compétition des modes favorise l'harmonique d'ordre supérieur $N + 1$, le laser bascule sur une longueur d'onde plus courte pour les mêmes raisons que celles énoncées dans le paragraphe précédent.

4.6 Application de notre laser à la récupération d'horloge

4.6.1 Présentation de la récupération d'horloge

Les résultats sur la flexibilité du laser à blocage de modes (MLL) obtenus dans la Section 4.5 nous ont motivés à expérimenter les performances de notre MLL à cavité fortement dispersive pour la récupération d'horloge (Clock Recovery : CR). Il a été montré dans de nombreux travaux que les MLL fibrés peuvent s'appliquer directement à la CR tout-optique, [130], [152], [153], [154], [155], [156].

Suite à une brève introduction de la CR en télécommunication optique, nous énoncerons les critères requis caractérisant une CR de qualité.

À l'issue de cette partie, nous proposerons notre dispositif de CR et démontrerons les nouveautés apportées par notre configuration.

4.6.1.1 Rôle de la récupération d'horloge en télécommunication optique

En télécommunication optique le signal d'information, d'une puissance de quelques mW , peut être codé de plusieurs manières. Dans l'ensemble, les techniques de codage se répartissent en deux grands groupes :

Celui du codage par modulation de l'amplitude aux formats :

- Retour à Zéro (RZ), Non Retour à Zéro (NRZ), Modulation d'amplitude (OOK), Modulation d'amplitude à deux porteuses en quadrature (QAM), etc.

et par modulation de la phase aux formats :

- Modulation par déplacement de phase (PSK), Modulation par déplacement de phase à deux états (BPSK), Modulation par déplacement de phase à 4 états (QPSK), Modulation par déplacement de phase à M états (MPSK), etc.

Cette information se propage sur de longues distances (des centaines à quelques milliers de km) dans les canaux de transmission composés de fibres optiques et d'amplificateurs (répéteurs). À l'issue de sa propagation, le signal d'informations est généralement dégradé en raison de la dispersion modale, chromatique et de l'atténuation des fibres optiques, mais aussi à cause du bruit d'émission spontanée amplifiée et des non-linéarités des amplificateurs.

Afin de retrouver le signal dans son état d'origine, de nombreux travaux de recherche ont étudié des dispositifs de régénération 3R [157]. La régénération 3R permet de régénérer un signal en trois étapes : la réamplification, la remise en forme et la resynchronisation.

Les deux premières étapes constituent la régénération 2R. La première étape permet d'obtenir un signal à un niveau de puissance convenable. Comme son nom l'indique, la deuxième étape remet en forme le signal, afin d'obtenir un meilleur rapport signal sur bruit (S/N). De nombreuses techniques de régénération traitent ces deux étapes. Un procédé bien connu, mis à jour par Mamyshev en 1998, est la régénération 2R par SPM dans des fibres fortement non-linéaires [158], [159].

Bien que la régénération 2R contribue à l'obtention d'un diagramme de l'œil plus "ouvert", elle corrige peu la gigue temporelle et les imperfections des fronts montant et descendant du signal de données. Ces défauts contribuent à l'interprétation de données erronées par le photorécepteur. En effet, la mauvaise resynchronisation d'un signal contribue à l'ajout d'une incertitude sur la valeur ("0" ou "1") d'un bit de données. Plus la resynchronisation est mauvaise et plus cette incertitude augmentera. La resynchronisation du train de données sur un signal d'horloge est l'étape nécessaire.

La resynchronisation sur un signal d'horloge nécessite l'obtention d'un signal d'horloge. Ce signal d'horloge peut être extrait du signal de données. La récupération d'un signal d'horloge est l'opération qui consiste à extraire le signal d'horloge du flux de données.

Le dispositif de CR se doit de satisfaire certaines qualités :

- Tout d'abord, le signal d'horloge doit être le plus stable possible, i.e., la gigue temporelle (ou bruit de phase) doit être le plus faible possible.
- De plus, le système doit faire preuve de flexibilité vis-à-vis du débit des données. On parle aussi de "plage d'accrochage" du dispositif. Plus la plage sur laquelle le dispositif peut récupérer l'horloge est large, plus le système de CR est flexible.
- La vitesse à laquelle le dispositif de CR réussit à récupérer le signal d'horloge est déterminante. On parle d'agilité.
- Dans le cas où le signal d'horloge est employé pour des applications de traitement du signal ou même de transmission, il est aussi très important que le système de CR génère un signal d'horloge non-chirpé.

La récupération d'horloge tout-optique est en quelque sorte la pierre angulaire des réseaux de télécommunication, figurant comme l'une des fonctions les plus importantes de la régénération 3R dans les réseaux WDM et TDM. De plus, le développement des systèmes de transmission au-delà de $10Gb/s$ confirme la CR comme le composant clé pour extraire l'information d'horloge présente dans un signal de données, sans l'aide d'aucun interface électronique.

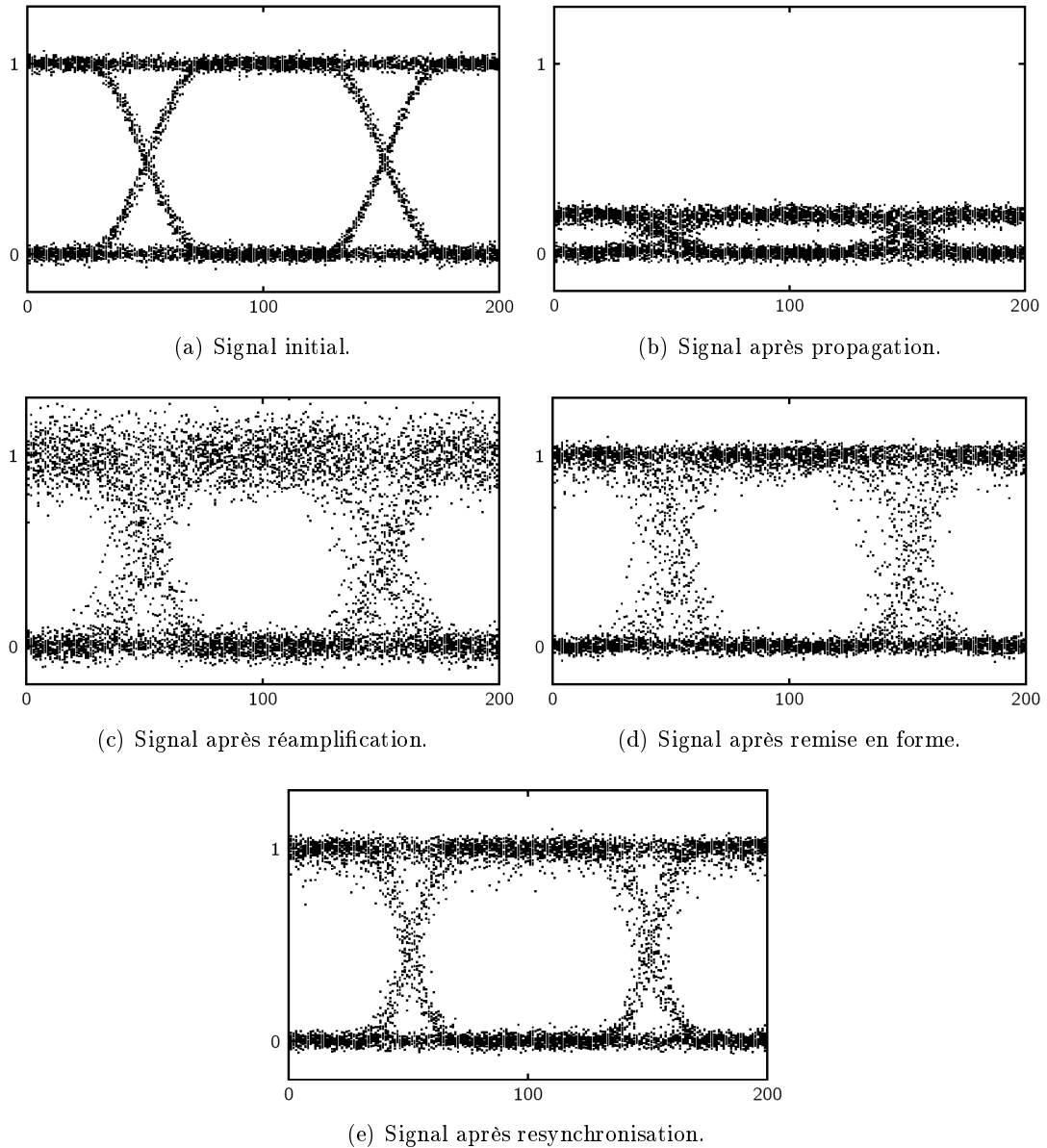


FIG. 4.31 – Description des étapes de la régénération 3R d'un signal optique NRZ à 10 Gb/s (a). Après avoir été dégradé par le canal de transmission (b), le signal est tout d'abord réamplifié (c) pour être remis en forme (d) et finalement resynchronisé (e).

4.6.1.2 Méthodes de récupération d'horloge

De nos jours, de nombreuses méthodes de récupération d'horloge ont été proposées. Certaines sont déjà appliquées dans les systèmes de transmission de données numériques. Afin de mieux comparer notre réalisation aux systèmes de CR déjà développés ou étudiés, nous proposons un bref rappel des principales techniques de CR.

Filtrage de la fréquence d'horloge

Dans le seul cas où le spectre du signal optique modulé fait apparaître la fréquence d'horloge (au format RZ par exemple), le filtrage optique de cette fréquence permet de récupérer l'horloge. Cependant, ce procédé n'est pas très flexible car la plage d'accrochage est quasi-inexistante. De plus, une forte quantité de bits "0" risque de rendre la CR momentanément impossible. Ce système tout-optique a été démontré à 10 Gb/s [160].

Boucle à verrouillage de phase (PLL)

La boucle à verrouillage (Phase Locked Loop : PLL) est une technique ayant fait ses preuves en électronique [161]. Elle permet d'extraire le signal d'horloge d'un signal optique grâce à un oscillateur commandé par la différence de phase entre le flux de données et la sortie de ce même oscillateur. La différence de phase est obtenue par le biais d'un comparateur de phase. Le comparateur de phase peut être réalisé à base d'un mélangeur optique ou d'un élément non-linéaire suivi d'un filtre. Il a été montré que l'effet de mélange à quatre ondes dans le SOA peut très bien contribuer à la réalisation d'un mélangeur optique [162].

D'autres variantes de PLL ont été démontrées, comme celle de Phillips *et al.* utilisant un modulateur à électro-absorption (EAM) comme élément principal [163]. Plus récemment, l'absorption à deux photons dans une diode à avalanche a été employée pour récupérer l'horloge d'un signal RZ à 80 Gb/s [164].

Néanmoins, ces différentes variantes de PLL nécessitent un étage de conversion opto-électronique. Ceci peut être considéré comme un facteur encombrant et coûteux, figurant comme un handicap pour des flux de données au débit en perpétuelle croissance.

Systèmes à blocage de modes

Outre la récupération d'horloge basée sur la PLL, une large partie des procédés étudiés sont basés sur le principe du blocage de modes actif. Par exemple, les laser Fabry-Pérot à îlots quantiques ont récemment montré la possibilité de récupérer un signal d'horloge à 40 GHz [165], [166].

Une abondante littérature propose diverses techniques de récupération d'horloge à base de lasers fibrés à blocage de modes actif. De nombreux procédés ont déjà été mis au point, invoquant des cavités fibrées de constitution diverse. Chacune de ces techniques diffère de par l'effet non-linéaire qu'elle exploite.

Comme non-linéarité, nous pouvons répertorier : l'absorption croisée dans les modulateurs à électro-absorption [154], le mélange à quatre ondes [167], la modulation croisée

du gain (XGM) dans les cavités laser fibrées employant un SOA [155], [168], [169], la dispersion Brillouin stimulée [170], la dynamique non-linéaire des NOLM [171].

Pour la plupart, ces techniques ont pour avantage de pouvoir fonctionner de manière tout-optique, sur une large plage spectrale en raison de la large bande passante des milieux amplificateurs (SOA, EDFA). À l'exception du système proposé par Lui en 2007 [154], où la récupération d'horloge est insensible à une variation de 3 MHz du flux de données (60 % de la fréquence fondamentale du laser), la plupart de ces dispositifs tout-optiques nécessite un ajustement systématique de la longueur de la cavité fibrée pour chaque changement du débit du signal PRBS (Pseudo Random Bit Signal). En effet, un changement du débit de données de quelques MHz peut entraîner la perte de la condition de blocage de modes et interrompre la récupération de l'horloge.

De plus, le signal d'horloge généré est très souvent distordu et chirpé. Bien que ceci ne constitue pas un vice rédhibitoire à la récupération d'horloge et la régénération 3R, ceci constitue un handicap à l'emploi de ce signal en OTDM, échantillonnage optique à haute résolution [172], mesures de test [173], logique tout-optique ou traitement du signal. De plus, une horloge gaussienne s'avère très intéressante pour des applications telles que la logique optique, les circuits à traitement de signaux et les systèmes de mesures. Une faible gigue temporelle est importante aussi, spécialement pour des applications en OTDM [174] ou l'échantillonnage optique haute résolution [172].

4.6.2 Récupération d'horloge tout-optique et remise en forme d'impulsions

4.6.2.1 Description de notre montage expérimental

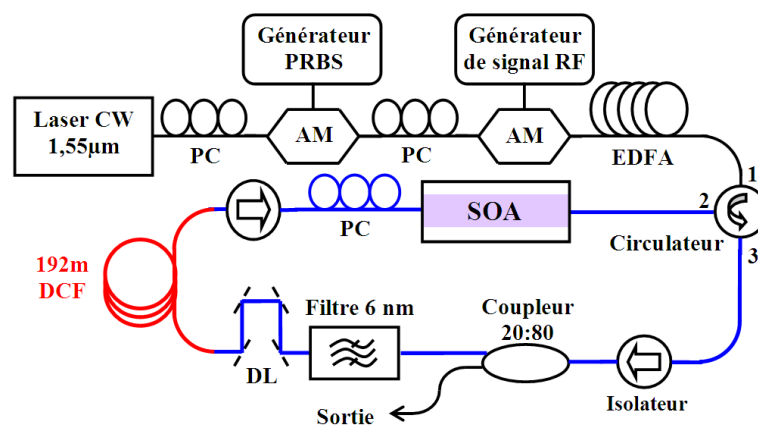


FIG. 4.32 – Montage expérimental pour la récupération d'horloge d'un signal optique PRBS au format RZ à un débit situé entre 8 et $12,5\text{ GHz}$, et dont la porteuse sera comprise dans la bande C.

Le schéma expérimental constituant la cavité laser dédiée à la CR est présenté par la Fig. 4.32. La conception de la cavité est identique à celle étudiée dans la Section 4.5 de ce chapitre. La seule différence réside dans le signal externe. La reconstitution d'un

train d'informations RZ constitué aléatoirement de bits "0" et "1" sera assurée par un signal PRBS. Afin de générer le plus fidèlement possible un signal PRBS au format RZ, nous avons mis en série deux modulateurs d'intensité synchronisés sur le même signal d'horloge généré par un synthétiseur RF (250 kHz-40 GHz clock-E8247C Agilent). Le premier modulateur (JDSU) est commandé par un PPG, lui-même synchronisé au synthétiseur RF. Le PPG (Anritsu MP1763B) peut tolérer un signal d'horloge compris entre 8 et 12,5 GHz. Cette plage fréquentielle constituera la plage de fluctuation du débit de notre signal PRBS. Comme l'explique la Fig. 4.33, pour générer un signal optique PRBS au format RZ à une fréquence f_E , le PPG va générer un signal électrique NRZ à la même fréquence de répétition. Ce signal NRZ pénétrera dans le deuxième modulateur (Covega-Mach40 005) directement modulé par le synthétiseur RF à la fréquence f_E .

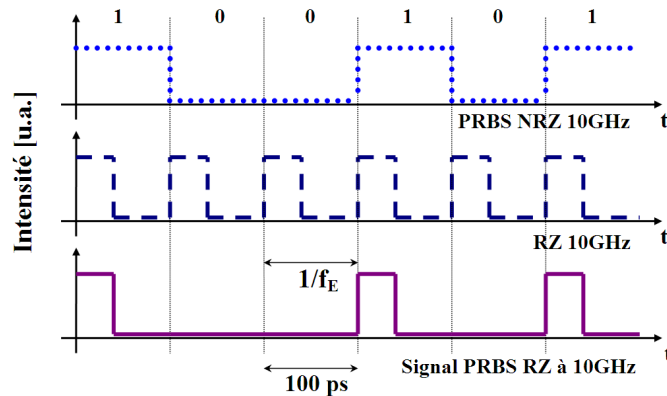


FIG. 4.33 – Illustration du procédé employé pour générer un signal PRBS au format RZ à un taux de répétition compris entre 8 et 12,5 GHz. Les deux premières courbes (pointillés et tirets) illustrent respectivement le signal RF commandant chacun des deux modulateurs. Le premier modulateur est commandé par un signal PRBS NRZ à 10 GHz, et le deuxième est commandé par un signal d'horloge à 10 GHz. Il en résulte un signal optique RZ à 10 GHz illustré par la troisième courbe (trait).

Certains travaux sur la CR synthétisent le signal PRBS par la modulation d'un MLL par un signal PRBS directement produit par un générateur de signaux aléatoires [154], [155]. Cette représentation d'un signal PRBS est cependant trop idéale, car de nos jours la plupart des signaux de données optique haut débit sont encore générés par OTDM sur un signal issu d'un laser CW modulé en intensité [175]. À l'instar des travaux de [130], nous opterons pour un signal PRBS généré de la manière indiquée par la Fig. 4.33.

4.6.2.2 Domaine d'observation

Afin de mieux estimer les limites de notre MLL à récupérer un signal d'horloge, plusieurs propriétés du signal PRBS seront modifiées. Ces propriétés que nous modifierons sont les suivantes :

- La longueur d'onde de la porteuse [nm] ;
- Le taux de répétition [Gb/s] ;

- La densité de zéros (bit "0") défini par la grandeur sans dimension "mark ratio". Un mark ratio de 1/4 stipulera que la séquence définissant le signal PRBS contiendra 25 % de bits "0" et 75 % de bits "1";
- La longueur de la séquence PRBS, ($2^{11} - 1$, $2^{15} - 1$, ..., $2^{31} - 1$);
- Le rapport signal sur bruit [dB], identifiable par la mesure à l'OSO du diagramme de l'œil du signal PRBS généré.

La longueur d'onde du signal PRBS est ajustée en modifiant la longueur d'onde du laser CW (Anritsu MG9541A). Le débit du signal PRBS sera ajusté en opérant sur l'horloge générant le synthétiseur RF (Agilent E8247C). Le PPG nous permettra de modifier le "mark ratio" et la longueur de la séquence PRBS.

Nous emploierons une technique bien connue pour modifier le rapport signal sur bruit du signal PRBS. Pour ce faire nous injecterons via un coupleur 50 : 50 le bruit d'ESA produit par un EDFA. La quantité de bruit injecté sera gérée par un atténuateur optique variable (Fig. 4.34). Le bruitage du signal PRBS affectera le diagramme de l'œil du signal PRBS. Un bruitage élevé rendra plus difficile le discernement entre un bit "1" et "0", la qualité des impulsions générées par blocage de modes en sera affectée par la même occasion.

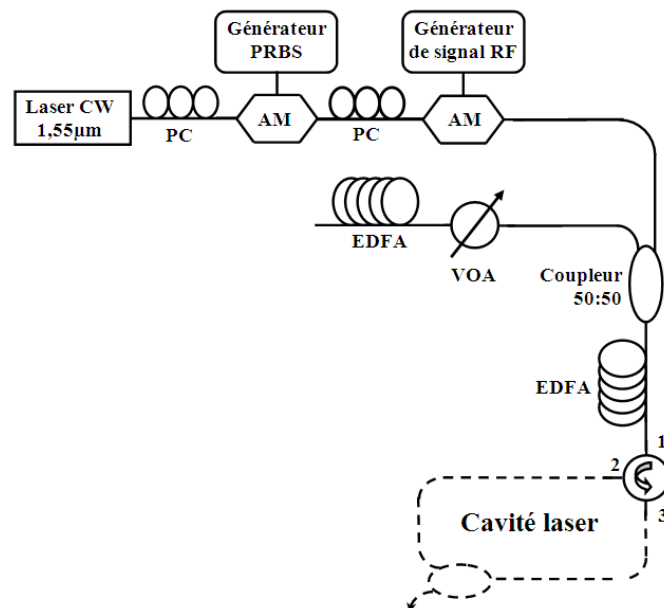


FIG. 4.34 – Le signal PRBS sera bruité par l'ESA d'un EDFA via un coupleur 50:50. L'injection de ce bruit sera commandée par un atténuateur optique variable (VOA).

L'observation des propriétés du signal d'horloge suite à la modifications des paramètres du signal PRBS caractérisera la robustesse de notre MLL. Rappelons qu'un signal d'horloge robuste désigne un signal dont la fluctuation des paramètres énoncés ci-dessus affecte le moins possible la largeur FWHM, l'amplitude, le chirp, la gigue temporelle et le SMSR. Afin de s'assurer que le signal d'horloge récupéré détient un rapport

signal sur bruit acceptable, ou qu'il n'est pas émis de manière discontinue dans le temps, nous compléterons nos mesures par la mesure du BER (Bit-Error Ratio).

4.6.2.3 Performances de la CR

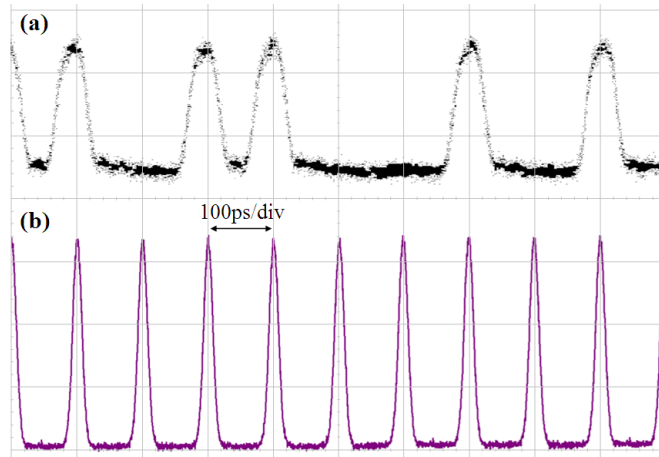


FIG. 4.35 – Diagramme temporel de la donnée PRBS entrante (a) générée à un débit de 10 Gb/s et du signal d'horloge récupéré (b) en sortie du laser. La séquence binaire du signal PRBS est "11011001010".

La Fig. 4.35 montre l'allure du signal PRBS observé à l'OSO (Agilent 86100A) et du signal d'horloge observé simultanément à l'OSO (Ando AQ7750). La séquence à 10 Gb/s du signal PRBS de longueur $2^{31} - 1$ injecté dans la cavité laser possède une puissance moyenne de $1,8\text{ dBm}$, il est généré à une longueur d'onde de 1565 nm . Le centre du filtre se situe à 1537 nm .

Le signal d'horloge en sortie s'avère très stable avec une gigue temporelle de 225 fs . Sa puissance moyenne mesurée au radiomètre est de 0 dBm pour une puissance crête de 9 mW et une largeur FWHM de 13 ps . Le spectre de cette horloge, de largeur FWHM de $0,3\text{ nm}$ et centré à $1537,5\text{ nm}$, soit un produit $\Delta f \Delta t = 0,45$, est représenté par la Fig. 4.38.

Comme le montre la Fig. 4.36, les enveloppes temporelle et spectrale du signal d'horloge en sortie du MLL s'accordent bien avec une fonction gaussienne. La mesure de la fréquence instantanée avec l'OCSA, illustrée par la Fig. 4.37, révèle une fréquence instantanée variant très faiblement aux environs du pic d'intensité de l'impulsion. La valeur du chirp estimée par une droite est de $-0,2\text{ GHz/ps}$, confirmant le résultat de mesure du produit $\Delta f \Delta t$.

La comparaison de ces résultats avec ceux de la Section 4.5 montre que la compensation du chirp et la remise en forme du signal intra-cavité sont très tolérants à l'agencement des bits "0" et "1" du signal externe. La propreté d'un tel signal d'horloge élargit le champ d'utilisation de notre horloge à d'autres applications que la resynchronisation de signaux de données en régénération 3R (cf. Section 4.6.1.1).

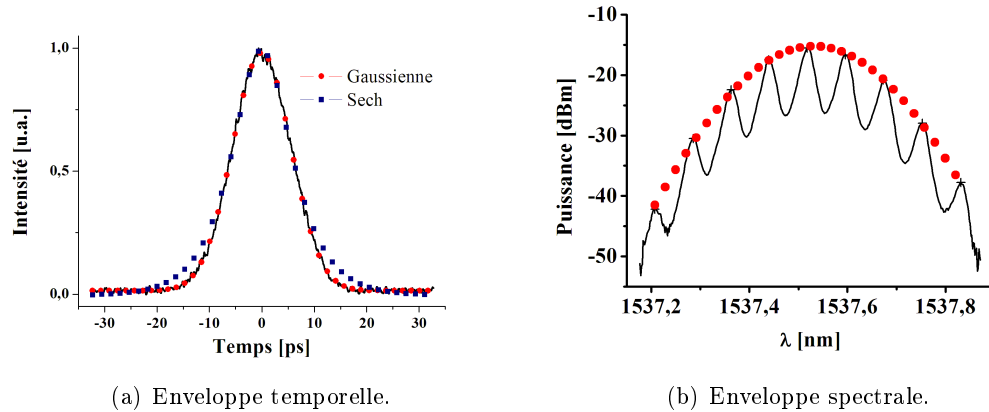


FIG. 4.36 – Enveloppes temporelle et spectrale du signal d'horloge. Le fitting de l'enveloppe temporelle démontre une bien meilleure corrélation de l'horloge avec une impulsion gaussienne (points) qu'une impulsion soliton (carrés).

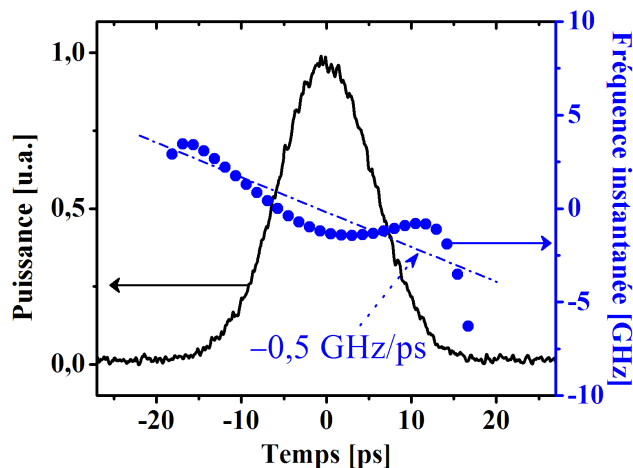


FIG. 4.37 – Profil temporel (trait) et fréquence instantanée (points) associée de l'impulsion d'horloge. L'approximation de la fréquence instantanée par une droite souligne la présence d'un faible chirp de $-0,2 \text{ GHz/ps}$.

Le spectre RF mesuré par l'ASE représenté par la Fig. 4.38 révèle un SMSR de 55 dB . Bien que nettement plus faible que le SMSR mesuré dans la Section 4.4.1 ($> 65 \text{ dB}$), cette valeur demeure néanmoins convenable. Identiquement aux résultats illustrés dans la Section 4.5.3, nous avons observé cette même aptitude de la cavité à s'adapter automatiquement au flux de données PRBS entrantes sans aucune modification de la longueur de la cavité. Nous ne représenterons pas la fluctuation de la longueur d'onde du signal d'horloge en fonction de la fluctuation de la fréquence de répétition du signal PRBS car le résultat et la démonstration sont identiques. Cependant, nous certifions que la

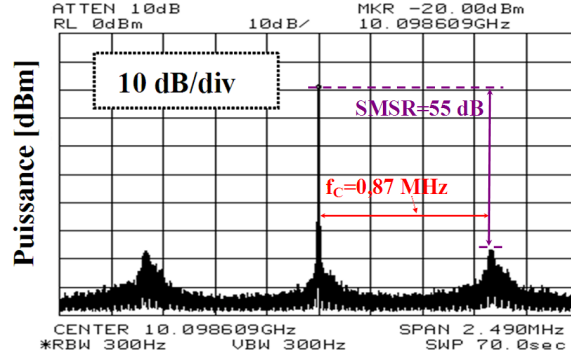


FIG. 4.38 – Spectre RF de l'horloge mesuré par l'ASE avec une résolution de 300 Hz.

plage d'accrochage de notre laser permet la récupération de l'horloge d'un signal PRBS RZ ayant un taux de répétition compris entre 8 et 12,5 GHz. La limite de cette plage d'accrochage est due à la limitation du PPG ne pouvant accepter d'être commandé en dehors de cet intervalle. Cette propriété est très intéressante dans le domaine de la CR. Bien que déjà présenté dans des dispositifs de MLL fibré [152], [176], cet avantage n'a pas encore été mis à profit, à notre connaissance jusqu'à ce jour, dans des applications de CR basée sur un laser fibré.

L'autonomie de notre laser couplée à son aptitude à générer un signal d'horloge quasi-gaussien, limité par la diffraction, représente une qualité irréfutable liée à la forte dispersion négative intra-cavité. Certains travaux mentionnent que le chirp intra-cavité peut être corrigé en dehors de la cavité par une fibre dispersive [130], [154], [155]. Certes, par un traitement du signal hors cavité, le chirp du train d'impulsions s'en retrouvera amélioré. Mais bien que la cavité demeure de faible dimension, elle demeurera toujours très sensible aux modifications du flux des données PRBS, nécessitant un ajustement systématique de la ligne à retard à chaque modification du débit du signal PRBS.

Notons aussi que les perturbations environnementales engendrant une modification de la longueur de la cavité ou de la polarisation peuvent avoir un effet néfaste sur le blocage de modes dans des cavités faiblement dispersives. Dans notre cas ces perturbations seront "absorbées" pour être converties en une adaptation de la fréquence porteuse de l'horloge.

	PRBS						
Longueur de la séquence	$2^7 - 1$	$2^9 - 1$	$2^{11} - 1$	$2^{15} - 1$	$2^{20} - 1$	$2^{23} - 1$	$2^{31} - 1$
SMSR [dBm]	62	65	59	60	53	57	55
Largeur FWHM [ps]	12,4	13,1	12,7	13	12,8	13	12,5
Puissance moyenne [mW]	1,2	1,24	1,17	1,19	1,17	1,18	1,12

TAB. 4.3 – Variation de la largeur FWHM et de la puissance crête de l'impulsion d'horloge en fonction de la longueur de la séquence de données PRBS émise à une longueur d'onde fixe (1565 nm).

Nous avons testé la CR pour une séquence d'une longueur croissante allant de $2^7 - 1$ à $2^{31} - 1$ et un "mark ratio" de $1/2$. Nous avons répertorié dans le Tab. 4.3 le SMSR et la largeur temporelle du signal d'horloge. Ces résultats montrent une dégradation notable du SMSR à mesure que la longueur de la séquence augmente, en revanche la largeur temporelle du signal d'horloge reste stable et comprise entre $12,4$ et 13 ps. Ces résultats témoignent de la robustesse de notre procédé de récupération d'horloge à différents formats de séquence PRBS présentant autant de bits "0" que de bits "1" ("mark ratio"= $1/2$).

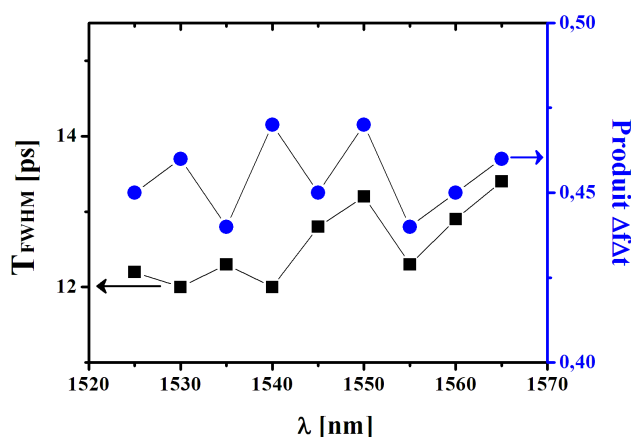


FIG. 4.39 – Largeur temporelle et produit $\Delta f \Delta t$ de l'horloge récupérée en fonction de la longueur d'onde des données PRBS.

La capacité de récupérer l'horloge dans toute la bande C est démontrée dans la Fig. 4.39. La largeur FWHM de l'impulsion se situe autour de 13 ps, avec un produit $\Delta f \Delta t \cong 0,45$, indépendant de la longueur d'onde de la porteuse du signal PRBS. Cette propriété est largement due à la large bande passante du milieu amplificateur (SOA) couvrant toute la bande C.

Étudions maintenant si la dégradation du signal PRBS par le rajout d'un bruit d'ESA affecte les performances de récupération d'horloge de notre MLL. Comme indiqué dans la Fig. 4.34, le rapport signal sur bruit du signal PRBS sera dégradé à mesure que l'injection du bruit d'ESA sera importante. Les conséquences sur le signal d'horloge seront analysées à travers la mesure du BER.

Cette méthode est fréquemment employée en propagation fibrée, pour comparer le BER en fonction de la puissance injectée avec et sans la propagation dans la longueur de fibre étudiée ("back to back"). Cette technique s'avère bien utile en CR afin de s'assurer de la régularité du signal d'horloge et de la valeur de son SNR. En effet, il est intéressant de savoir si de longues séries de bits "0" vont altérer le signal d'horloge ou si le bruit de fond ("noise floor") rend le signal d'horloge suffisamment détectable.

Notons que l'étude de la réponse du MLL à une séquence de longueur $2^{31} - 1$ et de "mark ratio" $1/2$ est la plus intéressante. En effet, une telle séquence est suffisamment longue pour proposer une quantité suffisante d'agencement différents des bits de la

séquence binaire. De plus, les longues séries de bits "0" étant les plus néfastes à la récupération d'horloge, nous mesurerons le BER avec un "mark ratio" maximal (1/2). Le schéma expérimental de mesure du BER est présenté par la Fig. 4.40.

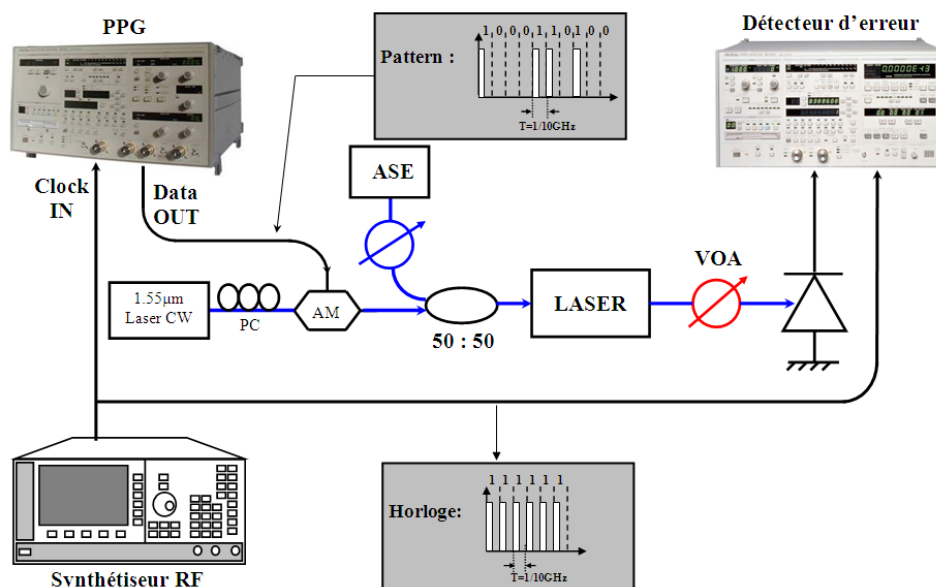


FIG. 4.40 – Montage pour la mesure du taux d'erreurs binaires (BER).

La mesure du BER est effectuée par un détecteur d'erreurs (Anritsu MP1764A). Les résultats, représentés dans la Fig. 4.41, montrent que la pénalité en puissance est aggravée par la dégradation du SNR du signal PRBS. Cette pénalité est de $0,5 \text{ dB}$ à un BER de 10^{-9} par rapport à la mesure de référence ("back to back") pour un SNR de 25 dB . Elle atteint 1 dB pour un SNR de 20 dB . Cependant, les mesures montrent que la possibilité d'un fonctionnement à un BER inférieur à 10^{-10} demeure possible même avec un signal PRBS entrant dans le MLL avec un SNR médiocre (20 dB).

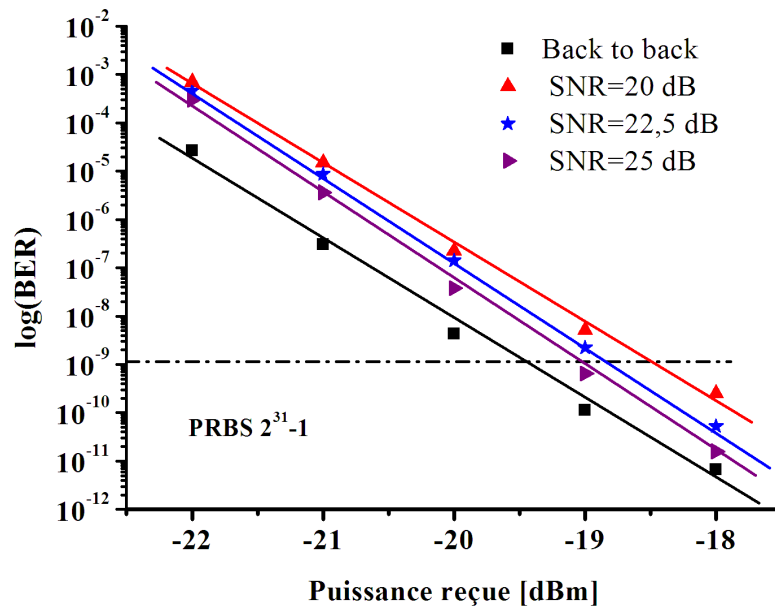


FIG. 4.41 – Mesure du BER pour un signal PRBS de longueur $2^{31} - 1$ et "mark ratio" 1/2. La mesure est répétée pour trois valeurs de SNR du signal PRBS.

4.7 Conclusion du chapitre 4

Les résultats expérimentaux obtenus dans ce chapitre démontrent l'insigne avantage apporté par la gestion de la dispersion intra-cavité du laser. En effet, l'insertion d'une fibre DCF permet de corriger les non-linéarités induites par le SOA par une correction du chirp négatif et de la dissymétrisation des impulsions. Ces observations confirment nos prédictions numériques (Chapitre 3).

Nous avons pu mesurer avec fiabilité qu'une cavité possédant une dispersion totale de $-26,4 \text{ ps nm}^{-1}$ peut générer dans toute la bande C des impulsions quasi-gaussiennes d'une largeur FWHM de $\approx 12 \text{ ps}$, de faible gigue temporelle (300 fs) et de chirp négligeable ($-0,6 \text{ ps nm}^{-1}$).

De plus, cette forte dispersion intra-cavité offre à notre laser la capacité de s'auto-synchroniser au flux du signal externe sans la nécessité d'ajuster la longueur de la cavité. Il découle de cet avantage majeur une insensibilité aux perturbations mécanique, thermique et à la polarisation.

Ainsi, nous avons pu démontrer avec succès qu'un tel laser figure comme un dispositif de récupération d'horloge robuste possédant une plage d'accrochage très large comprise entre 8 et $12,5 \text{ GHz}$, qui peut s'élargir encore plus si le générateur de signaux PRBS le permet.

Pour l'ensemble de ces qualités, notre laser peut s'appliquer à la récupération d'horloge, à la régénération 3R, ou encore à l'échantillonnage optique, à la logique optique ou à l'OTDM.

Tous ces aspects apportent un intérêt scientifique certain et seront étudiés prochainement dans un programme de collaboration entre l'ENIB et l'Université Polytechnique de Hong-Kong.

Conclusion

Le but de cette étude était de réaliser et d'étudier les performances d'un laser à blocage de modes actif constitué d'une cavité fibrée en anneau ayant pour milieu amplificateur un SOA (Semiconductor Optical Amplifier).

L'originalité du présent travail consistait à étudier les effets bénéfiques apportés par une gestion de la dispersion intra-cavité du laser. L'ajout d'une fibre DCF (Dispersion Compensating Fiber) a montré la possibilité de pallier les effets non-linéaires induits par le SOA et d'améliorer la flexibilité et la robustesse de notre laser.

Ces travaux de thèse ont donné lieu à des études théorique et expérimentale. L'analyse numérique a porté tout d'abord sur la modélisation du SOA. Nous avons montré l'aptitude du modèle TEM (Time Evolution Method) [123] à traiter dans le domaine temporel les phénomènes dynamiques prenant en compte les effets de la saturation du gain. Ainsi, notre modèle prend en compte la SPM (Self Phase Modulation) et la XGM (Cross Gain Modulation).

Nous avons montré dans des travaux préliminaires que le SOA a la faculté, en régime faiblement saturé, de remettre en forme le profil temporel et spectral d'impulsions par l'injection d'une impulsion contra-propagatrice [127]. Par un ajustement du temps d'arrivée de l'impulsion contra-propagatrice sur la facette du SOA, nous avons observé de la compression d'impulsion gaussienne picoseconde jusqu'à une valeur maximale de 11% tout en corrigeant le produit $\Delta f \Delta t$. Ces résultats intéressants proposent une méthode intéressante pour remédier à l'élargissement systématique imposé à une impulsion traversant seule un SOA.

Nous avons ensuite conservé ce modèle de SOA pour la modélisation de notre laser à blocage de modes actif. La modélisation a révélé la possibilité de corriger le profil spectral et temporel du train d'impulsions à 10 GHz par l'introduction d'un échantillon de 190 m de fibre DCF. Cette correction linéaire de la dispersion chromatique présente l'avantage de compenser les effets non-linéaires induits par le SOA. Cette correction permet l'obtention d'un train d'impulsions quasi-gaussiennes et limitées par la diffraction ($\Delta f \Delta t = 0,45$).

L'étude expérimentale du laser a confirmé les résultats théoriques et démontré l'uti-

lité de la présence d'une telle dispersion dans la cavité. Cette dernière permet l'auto-synchronisation du laser et rajoute une meilleure stabilité et robustesse vis-à-vis des fluctuations des paramètres externes à la cavité laser. L'ensemble de ces qualités nous ont permis de valider ce laser comme candidat intéressant pour la récupération d'horloge tout-optique [177].

Les performances en récupération d'horloge ayant été étudiées à des débits situés entre 8 et 12,5 GHz , il est intéressant de connaître le comportement et les limites d'un tel dispositif à de plus hauts débits. Une étude plus focalisée sur la mesure de la dynamique du gain du SOA, en l'occurrence sa profondeur de modulation, sa durée et sa forme de régénération en fonction de la pulsation et de l'amplitude du signal PRBS, pourra nous apporter des informations pertinentes quant au taux de répétition maximal pouvant être atteint par notre laser.

Un affinement du modèle numérique sera nécessaire pour l'étude à de plus hauts débits. La prise en compte de la dispersion spectrale du gain et des phénomènes intra-bande se révélera nécessaire pour des impulsions de largeur $< 5 ps$.

La gestion de la dispersion par fibre DCF nécessite une connaissance préliminaire de la dispersion initiale de la cavité laser et de la bande passante du filtre qu'elle comporte. L'utilisation de filtres de Bragg chirpés (CFBG) accordables [178] peut constituer une alternative intéressante réduisant considérablement la longueur de notre cavité à une valeur fixe, quelle que soit la dispersion totale de la cavité imposée par le CFBG. En nous affranchissant des difficultés de soudure DCF-SMF, le CFBG peut permettre une gestion plus aisée de la dispersion.

Nous espérons vivement que ces résultats contribuent à notre connaissance générale et s'appliquent dans les systèmes de télécommunications. Les questions soulevées méritent d'être poursuivies afin d'améliorer les techniques concernées, et d'élargir notre compréhension sur les impulsions optiques ultra-rapides, ainsi que les systèmes générateurs de ces impulsions.

Publications

Revue internationale avec comité de lecture

- [RI-1] A. Fernandez, C. Lu, J. Chi : *Gaussian pulses generated by SOA and intra-cavity dispersion management*, MedJEC Special Issue, 2009, accepté.
- [RI-2] A. Fernandez, C. Lu, J. Chi : *All-optical clock recovery and pulse reshaping using semiconductor optical amplifier and dispersion compensating fibre in a ring cavity*, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 20, n° 13, July 2008, pp. 1148-1150.
- [RI-3] A. Fernandez, P. Morel, J. Chi : *Temporal and spectral properties of contra-propagating picosecond optical pulses in SOA*, Optics Communications, Vol. 259, n° 2, March 2006, pp. 465-469.

Conférences internationales avec comité de lecture et actes

- [CI-1] A. Fernandez, C. Lu, J. Chi : *Dispersion-managed ring laser using SOA and dispersion-compensating fiber for pulse reshaping and clock recovery*, IEEE/CSNDSP'08, Graz, Austria, Juillet 2008.
- [CI-2] A. Fernandez, J. Chi : *Experimental and theoretical study on picosecond optical pulses using mode-locked fiber-ring cavity with SOA as gain element*, IEE/SIOE'07, Cardiff, UK, Mars 2007.
- [CI-3] A. Fernandez, P. Morel, J. Chi : *Temporal and spectral reshaping of picosecond optical pulses induced by face-to-face collision inside semiconductor optical amplifiers*, IEE/SIOE'05, Cardiff, UK, Mars 2005.

Conférences nationales avec comité de lecture et actes

- [CN-1] A. Fernandez, C. Lu, J. Chi : *Récupération d'horloge tout optique et remise en forme d'impulsions dans une cavité laser fibrée utilisant un amplificateur optique à semi-conducteurs*, JNOG, Lannion, Octobre 2008.
- [CN-2] A. Fernandez, J. Chi : *Cavité tout-optique à blocage de modes actif et compensation du chirp induit*, JNOG, Grenoble, Juillet 2007.

- [CN-3] A. Fernandez, P. Morel, J. Chi : *Compression des impulsions picosecondes par collision dans un SOA*, Journal de Physique IV, proceedings of COLOQ9, Vol. 135, n°7, octobre 2006, pp.159-160.

Glossaire

- ASE : Analyseur de Spectre Électrique.
- Bande C : Bande spectrale allouée aux télécommunications optiques allant de 1530 nm à 1570 nm.
- Bande L : Bande spectrale allouée aux télécommunications optiques allant de 1570 nm à 1620 nm.
- BER : Bit-Error Ratio (taux de bits erronés).
- BP : Bande Passante.
- BPSK : Binary Phase-Shift Keying (modulation par déplacement de phase à 2 états).
- CH : Carrier Heating (échauffement des porteurs).
- CR : Clock Recovery (récupération d'horloge).
- CW : Continuous Wave (signal continu).
- DBR : Distributed Bragg Reflector (miroir de Bragg distribué).
- DCF : Dispersion-Compensating Fiber (fibre à compensation de dispersion).
- DFB : Distributed FeedBack (rétro-action distribuée).
- DL : Delay Line (ligne à retard).
- EAM : Electro Absorption Modulator (modulateur à électro absorption).
- EDFA : Erbium-Doped Fiber Amplifier (amplificateur à fibre optique dopée à l'Erbium).
- ESA : Émission Spontanée Amplifiée.
- FTTH : Fiber-To-The-Home (fibre connectée à l'abonné).
- FWHM : Full Width at Half Maximum (largeur à mi-hauteur).
- FWM : Four-Wave Mixing (mélange à quatre ondes).
- HML : Harmonic Mode-Locking (blocage de modes harmonique).
- LOA : Linear Optical Amplifier (SOA linéaire).
- MLL : Mode-Locked Laser (laser à blocage de modes).
- MMLL : Monolithic Mode-Locked Laser.
- MPSK : M-ary Phase-Shift Keying (modulation par déplacement de phase à M états).
- MQAM : M-ary Quadrature Amplitude Modulation (modulation d'amplitude à deux porteuses en quadrature).
- MZI : Mach-Zehnder Interferometer (interféromètre de Mach-Zehnder).
- NRZ : Non-Retour à Zéro.
- OOK : On-Off Keying (modulation d'amplitude).
- OCSA : Optical Complex Spectrum Analyzer (analyseur optique de spectre complexe).
- OSA : Optical Spectrum Analyzer (analyseur de spectre optique).

OSO : Optical Sampling Oscilloscope (oscilloscope à échantillonnage optique).
OTDM : Optical Time Division Multiplexing (multiplexage dans le temps).
PC : Polarization Controller (contrôleur de polarisation).
PLL : Phase Locked Loop (boucle à verrouillage de phase).
PM : Power Monitor (puissance-mètre).
PPA : Photonic all-Parameter Analyzer.
PPG : Pulse Pattern Generator (générateur de séquences binaires).
PRBS : Pseudo Random Bit Sequence (séquence de bits pseudo-aléatoire).
PSK : Phase-Shift Keying (modulation par déplacement de phase).
QAM : Quadrature Amplitude Modulation (modulation d'amplitude à deux porteuses en quadrature).
QPSK : Quaternary Phase-Shift Keying (modulation par déplacement de phase à 4 états).
RF : Radio Fréquence.
RZ : Retour à Zéro.
SGM : Self-Gain Modulation (auto-modulation du gain).
SHB : Spectral Hole Burning (création d'un trou spectral par brûlage des porteurs).
SMF : Standard single Mode Fiber (fibre monomode standard).
SMSR : Side Mode Suppression Ratio (taux de suppression des modes latéraux).
SNR : Signal to Noise Ratio (rapport signal sur bruit).
SOA : Semiconductor Optical Amplifier (amplificateur optique à semi-conducteurs).
SPM : Self-Phase Modulation (auto-modulation de la phase).
TDM : Time Division Multiplexing (multiplexage temporel).
WDM : Wavelength Division Multiplexing (multiplexage en longueur d'onde).
XGM : Cross-Gain Modulation (modulation croisée du gain).
XPM : Cross-Phase Modulation (modulation croisée de la phase).

Annexe A

Split-step Fourier

La méthode split-step est la méthode la plus employée lorsque l'on traite les phénomènes liés à la modélisation de la propagation alliant les phénomènes linéaires et non-linéaires [179]. Cette méthode présente l'insigne avantage d'être intuitive et de rarement diverger. Afin d'expliquer le principe de cette méthode, appliquons la à l'équation non-linéaire de Schrödinger (NLSE) exprimée en convention $exp(-j\omega_0 t)$:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -j\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial A^2}{\partial \tau^2} + \frac{\beta_3}{6}\frac{\partial A^3}{\partial \tau^3} + j\gamma|A|^2 A \quad (\text{A.1})$$

Avant de se lancer dans la résolution de cette équation, rappelons que l'évaluation de termes d'ordre élevé dans le domaine temporel a tendance à être difficile, et spécialement pour les fonctions présentant des variations rapides dans le temps. Afin de déjouer cette embûche, la méthode split-step fait appel à l'une des propriétés fondamentales de la transformation de Fourier :

$$\left[\frac{dA^n}{dt^n} \right] \xrightarrow{TF} (-j\omega)^n \tilde{A}(\omega, z) \quad (\text{A.2})$$

où TF désigne la transformation de Fourier.

La méthode split-step prend en considération l'avantage de cette propriété afin de traiter dans le domaine fréquentiel les termes impliquant une dérivée dans le domaine temporel, et en traitant les effets non-linéaires dans le domaine temporel. L'idée de scinder en deux la résolution de cette équation a donné le nom à cette technique. Ainsi un pas "step" spatial Δz de propagation dans la fibre est divisé en deux demi-étapes permettant de résoudre séparément les effets dispersifs des effets non-linéaires. Afin de résoudre la NLSE, il est judicieux de l'écrire de cette manière,

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A \quad (\text{A.3})$$

où les termes dispersifs sont donnés par :

$$\hat{D} = -j\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + \frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3}{\partial \tau^3} \quad (\text{A.4})$$

et les termes non-linéaires donnés par :

$$\hat{N} = j\gamma |A|^2 \quad (\text{A.5})$$

Pour résoudre la NLSE, notons que la partie dispersive de l'équation A.4 peut être écrite dans le domaine fréquentiel, sa transformation de Fourier s'écrit :

$$\tilde{D} = +j\omega^2 \frac{\beta_2}{2} + j\omega^3 \frac{\beta_3}{6} \quad (\text{A.6})$$

Résolvons dans un premier temps l'équation dans le domaine fréquentiel en ne considérant que l'opérateur de dispersion \hat{D} . La résolution est triviale :

$$\tilde{A}' = \tilde{A} e^{(\tilde{D}\Delta z)} \quad (\text{A.7})$$

où \tilde{A}' est la solution dans le domaine fréquentiel de l'enveloppe ayant progressé d'un pas spatial Δz . Une fois que le champ a progressé sous l'effet de la dispersion, nous allons lui appliquer la transformation de Fourier inverse pour le reconvertir dans le domaine temporel pour ainsi obtenir A' . L'opérateur non-linéaire \hat{N} de l'équation A.5 est ensuite résolu d'une manière analogue donnant :

$$A'' = A' e^{(\hat{N}\Delta z)} \quad (\text{A.8})$$

Dans l'équation A.5, il est supposé que A'' et A' sont suffisamment similaires pour que la solution approximative donnée par A.8 donne essentiellement une solution exacte. C'est au niveau de cette supposition qu'une erreur est introduite dans le schéma split-step, cependant une variante à cette approximation simpliste existe augmentant ainsi la précision du résultat final. Cette variante a pour principe d'utiliser une approximation trapézoïdale pour accroître la précision. La méthode split-step présentée ci-dessus est la méthode d'ordre 1 en raison de la manière dont ses opérateurs sont traités en une seule étape ($\hat{D}\hat{N}$ ou $\hat{N}\hat{D}$). Afin d'examiner la précision de cette technique, considérons la possibilité qu'il existe une différence entre $\hat{D}\hat{N}$ et $\hat{N}\hat{D}$. Vu que les opérateurs \hat{N} et \hat{D} ne commutent pas, observons la relation de commutation afin d'avoir une information sur le mécanisme faisant augmenter ou décroître la précision. Ces opérateurs apparaissent dans une fonction exponentielle, donc la relation de commutation est donnée par le théorème de Baker-Hausdorff [180], [181] :

$$e^{\hat{D}} e^{\hat{N}} = e^{\hat{D} + \hat{N} + \frac{1}{2}[\hat{D}, \hat{N}] + \frac{1}{12}([\hat{D}, \hat{D}, \hat{N}] + [\hat{N}, \hat{N}, \hat{D}] + \dots)} \quad (\text{A.9})$$

La forme développée de A.9 donnée ci-dessous est plus enrichissante,

$$\begin{aligned} e^{m\hat{D}} e^{\hat{N}} e^{n\hat{D}} = & \\ & \exp\left\{(n+m)\hat{D} + \hat{N} - \frac{1}{2}(m-n) [\hat{D}, \hat{N}] \right. \\ & + \left(\frac{1}{12}(m^2 + n^2) - \frac{1}{4}m - \frac{1}{12}(mn)\right) [\hat{D}, [\hat{D}, \hat{N}]] \\ & \left. + \frac{1}{12}(m+n) [\hat{N}, [\hat{N}, \hat{D}]] + \dots\right\} \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

Dans A.10, nous présentons une variante moins simpliste du produit $\hat{D}\hat{N}$ (ou $\hat{N}\hat{D}$). Dans l'équation A.10, les valeurs m et n sont des paramètres que l'on peut choisir librement, à la seule condition que $m + n = 1$.

Afin d'accroître la précision de la méthode split-step, appelons split-step symétrique (Fig. A.1) la méthode correspondant au cas où $m = n = \frac{1}{2}$. Ici la précision de la split-step atteint l'ordre 2.

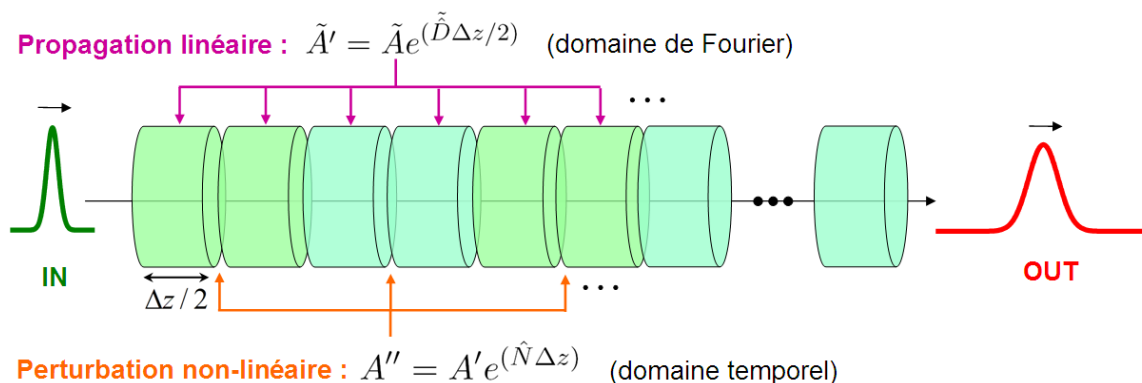


FIG. A.1 – Illustration de la méthode split-step Fourier symétrique. La longueur de la fibre est divisée en un grand nombre de segments de largeur Δz . Les effets non-linéaires sont inclus au milieu de chaque segment (tirets), ils sont traités séparément des effets dispersifs.

Si l'on rencontre des problèmes de simulation numérique, il est dans un premier temps plus judicieux de réduire le pas spatial de la simulation avant d'essayer la méthode split-step à un ordre supérieur. Il est à noter que la split-step doit essentiellement sa rapidité d'exécution à la transformation de Fourier rapide, qui comme elle l'indique s'avère rapide à calculer.

Bien que cette méthode numérique soit relativement directe à mettre en œuvre, l'utilisation de transformations de Fourier successives nécessite un échantillonnage du domaine temporel et fréquentiel en plus de la segmentation de la longueur de fibre. Le choix de l'échantillonnage en fonction de la complexité du problème est le premier inconvénient de cette méthode.

En effet, si la largeur de la fenêtre spectrale a une valeur égale à $2f_{max}$ avec f_{max} la fréquence maximale et que le pas d'échantillonnage vaut Δf , alors dans l'espace de Fourier, la largeur de la fenêtre temporelle sera de $\frac{1}{\Delta f}$ et le pas vaudra $\frac{1}{2f_{max}}$.

Le choix de f_{max} et Δf représente une limite sur la précision des calculs et sur la description des phénomènes physiques pouvant être étudiés. Le choix optimum du pas de segmentation de la longueur de fibre est beaucoup moins complexe et Δz doit être choisi très inférieur aux longueurs L_D et L_{NL} [131], pour ne négliger aucun effet concerné.

Le deuxième inconvénient de cette méthode nécessite de s'assurer régulièrement au cours de la simulation que l'énergie de l'impulsion soit conservée (en l'absence d'absorption) le long de la fibre. Pour cela, la largeur de la fenêtre temporelle doit être

choisie suffisamment grande pour garantir que l'énergie de l'impulsion reste confinée à l'intérieur de la fenêtre (typiquement 10 à 20 fois la largeur de l'impulsion). Dans quelques cas, une partie de l'énergie de l'impulsion peut s'étendre si rapidement qu'elle atteint les frontières de la fenêtre. Ceci peut mener à des instabilités numériques qui introduisent des fréquences parasites dans le spectre. Il est alors possible d'utiliser une "fenêtre absorbante" dans laquelle la radiation atteignant les bords de la fenêtre est artificiellement absorbée, bien qu'une telle mise en œuvre ne préserve pas l'énergie de l'impulsion. Si l'on travaille en régime continu, nous devons nous assurer, pour que la conservation de l'énergie soit vérifiée, que la largeur de la fenêtre temporelle corresponde bien à un nombre entier de périodes de l'onde. En général, la méthode split-step Fourier est un outil puissant à condition de s'assurer qu'elle soit utilisée correctement.

Annexe B

Solution analytique gaussienne de la "Master Equation"

Présentation

Le blocage de modes actif a été investigué de manière théorique et formulé pour la première fois en 1970 par Kuizenga et Siegman utilisant une analyse gaussienne [12]. Plus tard vers 1975, Haus introduisit une approche basée sur la résolution d'une équation maîtresse du blocage de modes "Master equation of mode-locking" [15] d'un laser à blocage de modes passif à absorbant saturable. Cette technique consiste à synthétiser dans une unique équation l'ensemble des phénomènes essentiels mis en jeu dans le laser étudié. Reste à savoir si une solution analytique existe ou non.

Dans la Section 3.5.3 nous avons tout de même observé la forte similitude de l'impulsion stationnaire avec une impulsion gaussienne dans une cavité à forte dispersion négative. Ceci nous motive à justifier l'existence d'une solution gaussienne en négligeant certains effets non-essentiels, c'est-à-dire avec un SOA délivrant un gain intégral de forme purement parabolique (3.12). Pour cette raison, nous proposons une résolution analytique du problème dans le seul cas où les résultats de simulation prédisent une impulsion quasi-gaussienne.

Même si il est impossible que le gain du SOA soit parfaitement parabolique, nous désirons simplement montrer dans cette annexe la raison d'une forte similitude de nos résultats de modélisation avec une impulsion gaussienne.

Nous allons dans une première étape établir la "Master equation" propre au fonctionnement de notre laser d'une manière similaire à la méthode développée par Haus [182]. Dans notre équation nous ne prendrons en compte que la dispersion chromatique d'ordre 2 dans la fibre optique, les pertes intra-cavité, l'amplification et la SPM du SOA. Cette étude analytique sera effectuée dans la convention $\exp(-j\omega_0 t)$.

Élaboration de la "Master equation"

Par mesure de simplicité nous considérerons que le laser fonctionne dans des modes fondamentaux transverses. Ainsi, nous n'aurons qu'à traiter les modes longitudinaux du laser que l'on assimilera à une cavité Fabry-Perot en anneau de longueur L_C . Bien que la dynamique de polarisation puisse paraître importante dans certains lasers à blocage de modes, nous ne considérerons qu'une seule polarisation du signal optique.

Comme nous l'avons expliqué dans le chapitre 1, le travail du blocage de modes consiste à mettre en phase le plus grand nombre possible de modes longitudinaux de telle sorte que la superposition de ces modes représente une impulsion.

Considérons dans un premier temps la cavité "froide" (i.e. il n'y a qu'un simple milieu linéaire dans la cavité et pas d'effet laser). La solution la plus générale du champ intra-cavité est une superposition d'ondes planes se propageant dans l'anneau :

$$E(z, t) = \Re \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \tilde{E}_n e^{-j(\omega_n t + k_n z)} \right\}, \quad (\text{B.1})$$

En raison de la relation de phase conditionnant l'effet laser, les valeurs possibles prises par le vecteur d'onde k_n sont : $k_n = n\pi/L_C$.

Dans la "Master equation" de notre laser, nous allons décrire l'ensemble des modifications que subit une enveloppe A , lorsque celle-ci a parcouru un tour complet dans la cavité laser. Par commodité, nous allons exprimer cette enveloppe dans le repère (t, τ) [182]. La variable t désigne le temps global et $\tau = t - \frac{z}{v_g}$ la variable temporelle locale rattachée à un échantillon de l'enveloppe stabilisée se propageant dans le laser à la vitesse de groupe v_g .

Donc, en régime stabilisé, l'enveloppe observée en un point quelconque de la cavité laser demeure inchangée quelque soit le nombre de tours qu'elle aura effectué. Nous pouvons donc écrire,

$$A(t, \tau) = A(t + NT_C, \tau) \quad (\text{B.2})$$

où N est un entier et $T_C = L_C/v_g$ désigne la durée de parcours de la cavité.

Équation de la dispersion chromatique

Voici l'équation de propagation dans une fibre optique exprimée dans le repère (t, τ) [182] :

$$T_C \frac{\partial A(t, \tau)}{\partial t} = -j \sum_{n=2}^{\infty} D_n \left(-j \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^n A(t, \tau) \quad (\text{B.3})$$

Le coefficient de dispersion par tour de cavité s'écrit :

$$D_n = \frac{L_C}{n! v_g^{n+1}} \left. \frac{\partial^{n-1} v_g(k)}{\partial k^{n-1}} \right|_{k=0} \quad (\text{B.4})$$

En ne considérant que la dispersion chromatique d'ordre 2, l'équation (B.3) se simplifie sous la forme suivante :

$$T_C \frac{\partial A(t, \tau)}{\partial t} = j D_2 \left(\frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \right) A(t, \tau) \quad (\text{B.5})$$

En remplaçant D_2 par $-\frac{\beta_2}{2} L_C$ et $\frac{\partial}{\partial t}$ par $v_g \frac{\partial}{\partial z}$, nous pouvons aisément retrouver l'équation de dispersion dans une fibre optique exprimée dans le repère (z, τ) , décrite par l'équation (2.9) sous la forme :

$$\frac{\partial A(z, \tau)}{\partial z} = -j \frac{\beta_2}{2} \left(\frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \right) A(z, \tau) \quad (\text{B.6})$$

Équation du gain

Nous pouvons écrire l'équation d'amplification relative au SOA d'une manière similaire à l'équation (B.3). Il est connu que la propagation dans le SOA fait appel à l'équation d'évolution du gain. Cependant, il est possible d'interpréter la propagation en n'utilisant que l'équation de propagation et la notion de gain intégral $h(\tau)$ à condition de connaître la forme de ce dernier. L'équation de propagation dans le SOA en fonction des coordonnées (z, t) a déjà été énoncée dans l'équation (2.23). Son expression dans le repère (z, τ) est la suivante :

$$\frac{\partial A(z, \tau)}{\partial z} = \frac{1}{2} g(\tau) (1 - j\alpha_H) A(z, \tau) \quad (\text{B.7})$$

Cette formulation est intéressante lorsque l'on connaît la forme analytique de $h(\tau)$. Supposons que $h(\tau)$ est de forme parabolique :

$$h(\tau) = a_h \tau^2 + b_h \tau + c_h \quad (\text{B.8})$$

L'écriture de l'équation (B.7) dans le repère (t, τ) donne :

$$T_C \frac{\partial A(t, \tau)}{\partial t} = \frac{1}{2} h(\tau) (1 - j\alpha_H) A(t, \tau) \quad (\text{B.9})$$

Notons que lorsque le laser se trouve en régime stationnaire, la variation du gain par tour de cavité est faible. À la différence des pertes en dehors du SOA qui sont uniformes sur toute l'impulsion, le gain intégral est fonction de τ . Le gain G en dB dont bénéficiera $A(t, \tau)$ s'exprime en fonction de $h(\tau)$ sous la forme suivante :

$$G(\tau) = 10 \log(e^{h(\tau)}) \quad (\text{B.10})$$

Équation des pertes

L'équation des pertes est une fonction de transfert qui représente l'ensemble des pertes imputées au signal optique après avoir effectué un tour de cavité. Les pertes peuvent être représentées par l'intermédiaire de h_{loss} désignant les pertes en puissance

à chaque tour de cavité. Nous déterminerons h_{loss} de sorte que les pertes totales dans la cavité soient de $\alpha_c = -6 \text{ dB}$, identiquement aux pertes intra-cavité du modèle numérique étudié dans la Section 3.5. La relation entre h_{loss} et α_c est la suivante,

$$\alpha_c = 10 \log(e^{-h_{loss}}) \quad (\text{B.11})$$

L'équation de propagation (ou fonction de transfert) de l'enveloppe A s'écrit communément dans un repère (z, τ) de la manière suivante,

$$A(z + L_C, \tau) = A(z, \tau) e^{-\frac{h_{loss}}{2}} \quad (\text{B.12})$$

Par changement de repère, l'équation (B.12) se réécrit dans le repère (t, τ) de la manière suivante,

$$T_C \frac{\partial A(t, \tau)}{\partial t} = -A(t, \tau) \frac{h_{loss}}{2} \quad (\text{B.13})$$

L'équation (B.13) contribuera à l'écriture de la "Master equation".

Solution analytique de la "Master equation"

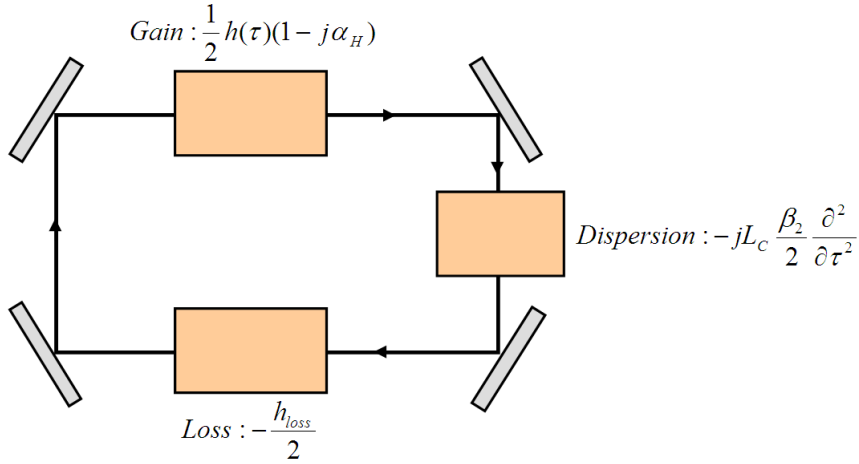


FIG. B.1 – Schéma bloc du laser décrit par la "Master equation".

La "Master equation" tiendra compte de tous les effets décrits ci-dessus, elle est comme l'indique la Fig. B.1, le résultat de la sommation des effets de dispersion de la vitesse de groupe (B.5), du gain du SOA (B.9) et des pertes totales intra-cavité (B.13). Sa forme littérale est donc la suivante :

$$T_C \frac{\partial A(t, \tau)}{\partial t} = \left\{ -jL_C \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} - \frac{h_{loss}}{2} + \frac{1}{2} h(\tau)(1 - j\alpha_H) \right\} A(t, \tau) \quad (\text{B.14})$$

La solution stationnaire $A_0(t, \tau)$ supportée par l'équation (B.14) doit remplir la condition suivante :

$$T_C \frac{\partial A_0(t, \tau)}{\partial t} = 0 \quad (\text{B.15})$$

Pour un gain intégral de la forme donnée par l'équation (B.8), la "Master equation" est linéaire et peut admettre une solution analytique. Vérifions si une solution gaussienne est supportée à l'état stationnaire. Cette solution gaussienne sera de la forme :

$$A_0(\tau) = A e^{-\frac{\tau^2}{2T_e^2}(1+jb_0)} \quad (\text{B.16})$$

où T_e désigne la largeur à $1/e$ en ps de l'impulsion gaussienne reliée à la largeur FWHM T_0 par la relation : $T_0 = 2\sqrt{\ln 2}T_e$. Notons aussi que b_0 est relié au chirp en GHz/ps par l'expression suivante : $\zeta = 10^3 \frac{b_0}{2\pi T_e^2}$.

En insérant l'équation (B.16) dans l'équation (B.14) et en tenant compte de l'équation (B.15), nous obtenons l'équation (B.17) que l'on peut réécrire sous forme d'un système d'équations nous permettant de déduire les paramètres de l'impulsion gaussienne stabilisée :

$$T_C \frac{\partial A_0(t, \tau)}{\partial T_C} = \left[\left(\frac{c_h}{2} + D_2 \frac{b_0}{T_0^2} - \frac{h_{loss}}{2} \right) + \tau \left(\frac{b_h}{2} \right) + \tau^2 \left(\frac{a_h}{2} - 2D_2 \frac{b_0}{T_0^4} \right) - j \left(\frac{c_h \alpha_H}{2} + \frac{D_2}{T_0^2} \right) - j\tau \left(\frac{\alpha_H b_h}{2} \right) + j\tau^2 \left(\frac{D_2}{T_0^4} (1 - b_0^2) - \frac{\alpha_H a_h}{2} \right) \right] A_0(T, \tau) = 0 \quad (\text{B.17})$$

1. $\frac{c_h}{2} + D_2 \frac{b_0}{T_0^2} - \frac{h_{loss}}{2} = 0$
2. $\frac{b_h}{2} = 0$
3. $\frac{a_h}{2} - 2D_2 \frac{b_0}{T_0^4} = 0$
4. $\frac{c_h \alpha_H}{2} + \frac{D_2}{T_0^2} = 0$
5. $\frac{\alpha_H b_h}{2} = 0$
6. $\frac{D_2}{T_0^4} (1 - b_0^2) - \frac{\alpha_H a_h}{2} = 0$

Comme l'indiquent les équations (2) et (5) du système d'équations ci-dessus, il est nécessaire que le paramètre b_h du gain intégral soit nul pour satisfaire une solution stationnaire gaussienne. Le chirp et la largeur de l'impulsion gaussienne peuvent être déduits à partir des équations (3) et (6).

Si l'on remplace a_h et c_h par leur valeur respective $-1,5 \cdot 10^{-3} ps^{-2}$ et $1,4$ donnée par le fitting du gain intégral h_{tot} par l'équation 3.12 dans la Section 3.5.3, et si l'on ajuste la constante D_2 de sorte que la dispersion totale de la cavité soit de $-24,7 ps/nm$ soit $D_2 = 14,1 ps^2$, on peut trouver que l'impulsion stabilisée est gaussienne, de largeur FWHM $T_0 = \left(\frac{4D_2 b_0}{a_h} \right)^{1/4} = 12,9 ps$ et de chirp $\zeta = 0,7 GHz/ps$, soit très sensiblement identique à ce qu'on obtient dans nos expériences.

Ce résultat confirme que la forme de gain intégral décrite par l'équation 3.12 favorise l'existence d'une impulsion gaussienne linéairement chirpée. La largeur FWHM de l'impulsion correspond bien à celle donnée par le modèle.

Annexe C

Mesure de la gigue d'un laser impulsif

Le bruit d'un train d'impulsions se caractérise par la présence de fluctuations de l'énergie de l'impulsion se traduisant par de la fluctuation d'amplitude (bruit d'amplitude). Il se caractérise aussi par de la gigue temporelle (bruit de phase). La détection et la quantification de ces deux grandeurs peut s'effectuer par l'analyse du spectre d'intensité du signal optique récupéré sur un photodétecteur. Le dispositif expérimental est illustré par la Fig. C.1. Le signal optique est collecté par un photodétecteur rapide pour être envoyé sur un analyseur de spectre électrique ASE. Le spectre en intensité affiché par l'ASE montre que les bandes latérales adjacentes aux composantes de Fourier du signal sont liées au bruit d'amplitude et à la gigue temporelle. Les relations théoriques permettant d'extraire les informations sur le bruit à partir du spectre d'intensité d'un train d'impulsions ont été établies par D. Von der Linde [142]. Cette opération effectuée automatiquement par l'ASE sera plus amplement développée dans cette annexe.

L'intensité de sortie d'un laser à verrouillage de modes parfait $F_0(t)$ s'écrit sous la forme :

$$F_0(t) = \sum_{\mu=-\infty}^{+\infty} f(t + \mu T_S) \quad (\text{C.1})$$

où $f(t)$ représente l'intensité temporelle de chaque impulsion du train et T_S la périodicité du train d'impulsions. Considérons une situation spéciale dans laquelle la forme de l'impulsion demeure constante et les fluctuations de la sortie sont lentes et aléatoires comparées à l'intensité de l'impulsion $f(t)$.

L'intensité laser en présence de bruit, nommée $F(t)$, s'écrit sous la forme :

$$F(t) = F_0 + F_0 A(t) + \dot{F}_0 T_S J(t) \quad (\text{C.2})$$

Le deuxième terme de l'équation (C.2) représente les fluctuations d'amplitude caractérisées par une fonction aléatoire $A(t)$ qui donne la déviation relative de l'amplitude

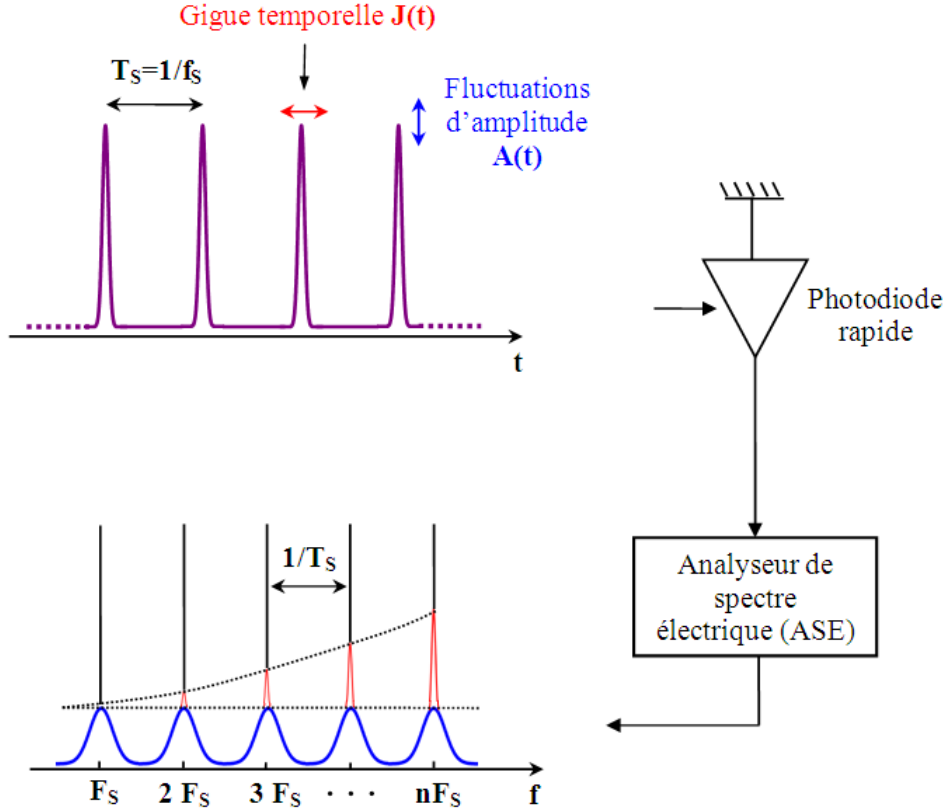


FIG. C.1 – Les bandes latérales générées dans le spectre d'intensité traduisent la présence de fluctuations d'amplitude $A(t)$ et de gigue temporelle $J(t)$ dans le train d'impulsions optiques.

moyenne de l'impulsion. Le troisième terme représente les fluctuations sur la périodicité du signal, i.e., la gigue temporelle de l'impulsion :

$$\delta T_S = T_S J(t) \quad (C.3)$$

Le spectre d'intensité du laser est donné par la transformation de Fourier de la fonction d'autocorrélation de $F(t)$, et peut s'écrire ainsi :

$$P_F(\omega) = (2\pi/T_S)^2 |f(\omega)|^2 \sum_{\mu} [\delta(\omega_{\mu}) + P_A(\omega_{\mu}) + (2\pi\mu)^2 P_J(\omega_{\mu})] \quad (C.4)$$

où $P_A(\omega)$ et $P_J(\omega)$ désignent respectivement les spectres d'intensité de $A(t)$ et $J(t)$. $\omega_{\mu} = (\omega - 2\pi\mu/T_S)$ et μ est un entier positif variant entre moins l'infini et plus l'infini. Comme illustré sur la figure C.1, la somme représente une série de bandes spectrales centrées autour de $\omega_{\mu} = 2\pi\mu/T_S$ avec un espacement constant $\Delta\omega = 2\pi/T_S$. Chaque bande contient les trois contributions. La contribution de la fonction de Dirac symbolisée par δ correspond au train d'impulsions parfait non bruité. Le deuxième terme est le spectre de puissance décalé du bruit d'amplitude. Le troisième terme représente

le spectre de puissance de la fonction aléatoire $J(t)$ qui représente la gigue temporelle. Notons que le terme de gigue est proportionnel à μ^2 , où μ identifie les différentes bandes spectrales. Il est donc possible de distinguer les deux types de bruit et de déterminer séparément $P_A(\omega)$ et $P_J(\omega)$. Vu qu'il n'y a aucune contribution de la gigue temporelle pour $\mu = 0$, le spectre de puissance du bruit d'amplitude peut être obtenu à partir de la composante fréquentielle centrée autour de $\omega = 0$. D'autre part, aux ordres supérieurs le bruit temporel prédomine, et $P_J(\omega)$ peut être déterminé rapidement en utilisant les composantes fréquentielles avec $\mu > 0$. Lorsque les répartitions $P_A(\omega)$ et $P_J(\omega)$ sont connues, les fluctuations d'amplitude et la gigue temporelle du laser peuvent être déterminées. Par exemple, si l'on se réfère à la Fig. C.2, l'aire du spectre de bruit de la composante de fréquence nulle ($\mu = 0$) donne directement la déviation RMS ΔE de l'énergie de l'impulsion

$$(\delta E/E)^2 = \langle A^2 \rangle = \int_{+\infty}^{-\infty} P_A(\omega) d\omega \quad (\text{C.5})$$

où, E désigne l'énergie moyenne de l'impulsion. D'autre part, la déviation RMS $\Delta t = \langle \delta^2 T_S \rangle^{1/2}$ qui caractérise la gigue temporelle des impulsions, est obtenue directement à partir de l'aire du spectre de bruit temporel

$$(\delta t/T_S)^2 = \langle J^2 \rangle = \int_{+\infty}^{-\infty} P_J(\omega) d\omega \quad (\text{C.6})$$

Ces intégrales peuvent être approximées par le produit de la largeur FWHM spectrale par la puissance maximale de la $n^{\text{ième}}$ harmonique :

$$\int_{+\infty}^{-\infty} P(\omega) d\omega \approx 2\pi \Delta f P(\omega_n) \quad (\text{C.7})$$

La Fig. C.2 représente la $n^{\text{ième}}$ harmonique du spectre de puissance du laser. Pour effectuer des mesures quantitatives de bruit, il est utile de considérer les quantités suivantes : le rapport de la puissance P_A correspondant au maximum des pics, et les puissances des différentes bandes de bruit P_B et P_C ainsi que les largeurs FWHM des bandes spectrales de bruit. Nous obtenons la formule suivante pour les fluctuations d'énergie :

$$\frac{\Delta E}{E} = \left[\left(\frac{P_C}{P_A} \right)_{n=0} \frac{\Delta f_A}{\Delta f_{res}} \right]^{1/2} \quad (\text{C.8})$$

$(P_C/P_A)_{n=0}$ indique le rapport de puissance de la composante spectrale à $n = 0$, Δf_A désigne la largeur FWHM de la bande de bruit d'amplitude et Δf_{res} est la résolution de l'analyseur de spectre basse fréquence sur lequel se fait la mesure. La gigue temporelle est directement évaluée à partir des harmoniques d'ordre supérieur. Elle se calcule par la formule suivante :

$$\frac{\Delta t}{T_S} = \left(\frac{1}{2\pi n} \right) \left[\left(\frac{P_B}{P_A} \right)_{n=0} \frac{\Delta f_J}{\Delta f_{res}} \right]^{1/2} \quad (\text{C.9})$$

où n est l'ordre de l'harmonique considérée, $(P_B/P_A)_n$ le rapport des puissances à cet ordre et Δf_J la largeur FWHM de la bande de bruit temporel. T_S est la période de la cavité.

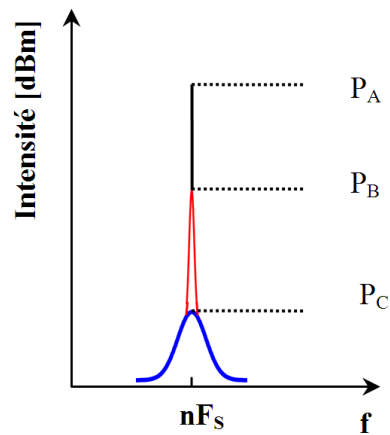


FIG. C.2 – P_B et P_C indiquent respectivement la gigue temporelle et la fluctuation de l'amplitude, présentes à la $n^{\text{ième}}$ harmonique du spectre d'intensité mesuré par l'ASE.

Annexe D

Fiche technique de la DCF

YOFC Specialty Optical Fiber Measurement Report

Order No.: 4060113

Fiber Type:	Negative Dispersion Fiber
Fiber ID:	D7316918CG0

Characteristics	Units	Specification	Measured Value
Optical characteristics			
MFD(@1550nm)	μm	5.5±0.5	5.01
Attenuation(@1545nm)	dB/km	≤0.42	0.397
Dispersion(@1545nm)	ps/(nm.km)	≤-100	-139.2
Dispersion slope (@1545nm)	ps/(nm ² .km)	≤-0.36	-0.526
PMD Coef.	ps/√ km	≤0.24	0.17
Geometrical characteristics			
Clad diameter	μm	125±10	119.3
Coating diameter	μm	245±20	242.4
Core/Clad. concentricity error	μm	≤0.3	0.1
Mechanical characteristics			
Proof test	kpsi	50,100	100
Delivery length	km	>0.5, <25	2.2
Coating material	UV Cured, Dual Acrylate		

Annexe E

Bibliographie de l'auteur

All-Optical Clock Recovery and Pulse Reshaping Using Semiconductor Optical Amplifier and Dispersion Compensating Fiber in a Ring Cavity

Arnaud Fernandez, Lu Chao, *Member, IEEE*, and Jacques W. D. Chi

Abstract—An all-optical clock recovery device capable of continuously recovering the clock frequency of optical return-to-zero signals from a 10- to 12.5-GHz repetition rate is reported. The recovered clock consists of chirp-free Gaussian pulses at a diffraction limit with low timing jitter of ~ 200 fs. We employ intracavity dispersion-compensating fiber (DCF) in order to eliminate chirp and asymmetry of semiconductor optical amplifier (SOA)-amplified pulses. This SOA+DCF ring configuration allows us to easily recover the clock over a 40-nm tuning range corresponding to the SOA gain bandwidth.

Index Terms—Active mode locking, clock recovery, dispersion-compensating fiber, semiconductor optical amplifiers (SOAs).

I. INTRODUCTION

ALL-OPTICAL clock recovery (OCR) is one of the most important functions that is required of any optical 3R regenerator in wavelength division multiplexing (WDM)/time-division multiplexing (TDM) networks. Moreover, the development of high-speed optical fiber transmission systems beyond 10 Gb/s confirms OCR as a key component for extracting the clock information from a jittered optical data signal without any electronic interface. In the recent past, many all-optical OCR technologies were investigated, including nonlinear processes like stimulated Brillouin scattering [1], cross-absorption modulation in electro-absorption modulators [2], nonlinear dynamics of a nonlinear optical loop mirror (NOLM) [3], two-photon absorption [4], mode-locked erbium-doped fiber lasers [5], and cross-gain modulation (XGM) in a fiber ring laser using SOAs [6]–[8]. Among those technologies, XGM in a fiber ring laser with SOA has shown attractive features. It can operate over a wide wavelength range and a wide repetition rate of incoming data with low polarization dependence [6], [7]. However, in most of the OCR fiber ring lasers, ring cavity length needs to be properly tuned or electrically controlled, in order to be harmonically mode-locked (HML) with data stream repetition frequency. Those OCRs usually lack flexibility when incoming data rate varies. Moreover, the clock-recovered signals are seldom chirp-free, and this may

Manuscript received January 2, 2008; revised April 14, 2008. This work was supported in part by the Research Attachment Program of the Hong Kong Polytechnic University.

A. Fernandez and J. W. D. Chi are with the RESO Department, Brest National Engineering School (ENIB), 29238 Brest Cedex 3, France (e-mail: fernandez@enib.fr).

L. Chao is with the Department of Electronic and Information Engineering, Hong Kong Polytechnic University, Kowloon, Hong Kong (e-mail: ENLUCHAO@polyu.edu.hk).

Digital Object Identifier 10.1109/LPT.2008.925186

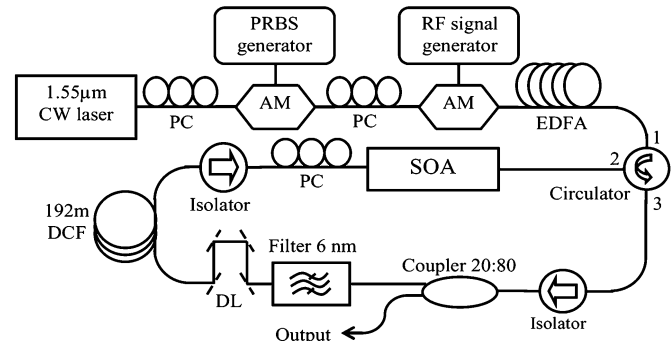


Fig. 1. The OCR setup: P.C, polarization controller; A.M, amplitude modulator; D.L, delay line; DCF, dispersion compensating fiber.

limit system performance when using the recovered clock for optical TDM system demultiplexing [9].

An unchirped Gaussian clock is of interest for further usage, such as all-optical logic, signal processing circuits, as well as test measurement systems. Low timing jitter is important, too, especially for applications like OTDM or high-resolution optical sampling [10].

In order to reduce pulse chirping and asymmetry, which are typical for SOA-amplified pulses, as well as to enable an OCR for variable data-rate systems, we propose, in this letter, a self-synchronized, dispersion-managed OCR technique based on SOA and a chosen length of DCF in a ring cavity. Compared with standard single-mode fiber (SMF), strong negative dispersion induced by DCF generates a substantial change in group velocity between neighboring wavelengths. Hence, in our setup, the HML condition is satisfied all the time and provides the ability to be synchronized with the data rate of the incoming pseudo-random bit sequence (PRBS) data without tuning [11]. Furthermore, DCF compensates a large part of chirp after SOA amplification and reshapes the pulse temporal profile before its reamplification. Moreover, HML pulses remain stable against parameter fluctuations, such as polarization variations.

Experimental results show that 10- to 12.5-GHz chirp-free Gaussian clock pulses, with ~ 13 -ps full-width at half-maximum (FWHM) and more than 50-dB side-mode suppression ratio (SMSR), are obtained. A stable optical clock is observed with a tuning range covering the entire *C*-band.

II. EXPERIMENTAL SETUP

Our OCR setup (Fig. 1) employs an SOA as the gain medium that exhibits 1-dB polarization gain dependence (by CIP, ref. SOA-NL-OEC). It is a multi-quantum-well structure with

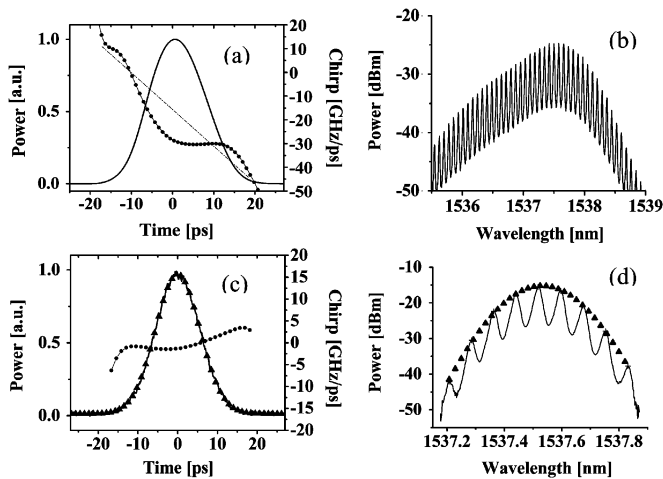


Fig. 2. The 10-GHz clock-recovered output. (a) Temporal shape without DCF and related chirp (dotted) with rough estimation (dashed and dotted). Corresponding spectrum (b) has 0.7-nm bandwidth. (c) Temporal shape with DCF and related chirp (dotted). Corresponding spectrum (d) has 0.3-nm bandwidth, respectively, in good agreement with a Gaussian fit (triangles).

$L = 1.5$ mm, showing its peak gain at 1555 nm, and with 28-dB small-signal power gain at 290-mA dc drive. The carrier recovery time is 13 ps, therefore repetition rate as high as a few hundred gigahertz is potentially possible [12]. A polarization controller ensures the TE polarization state. Two isolators before and after SOA ensure unidirectional pulse propagation in the ring, while canceling the undesirable etalon effect. A 192-m DCF (by Yangtze Optical Fiber and Cable Company) with $D = -139$ ps/nm/km is used to reduce pulse chirp, as well as its asymmetry, according to our simulation [13]. The remaining fiber link is a standard SMF with $D = 16$ ps/nm/km. The total cavity dispersion is measured to be -26.3 ps/nm, with which it is very easy to obtain HML. A 6-nm bandpass filter with 20-dB out-of-band rejection is used to select the clock wavelength in the *C*-band. For any fixed filter position, the clock wavelength can be adjusted in a ~ 3.9 -nm range through an adjustable delay line. The total cavity length is about 211 m, corresponding to a fundamental cavity frequency of 0.87 MHz. The 10- to 12.5-Gb/s return-to-zero (RZ) data stream to be clock recovered is a $2^{31}-1$ RZ PRBS, generated through two serial LiNbO₃ amplitude modulators. The output coupler extracts 20% pulse power in every round trip.

III. RESULTS AND DISCUSSION

Output pulses are measured with a 500-GHz bandwidth optical sampling oscilloscope (OSO, Ando AQ7750) and an optical spectrum analyzer (Ando AQ6317), respectively. Contrary to auto-correlation, the OSO offers straightforward details about pulse shape, thanks to its fast rise time. The average power of incoming PRBS data is 1.8 dBm at 1565 nm. Average power of clock output is measured to be 0 dBm (6 dBm in the cavity) with 9-mW peak power.

In Fig. 2, we show the clock temporal profile and spectrum without DCF [Fig. 2(a) and (b)], and with DCF [Fig. 2(c) and (d)] for comparison. Related chirps were measured with optical complex spectrum analyzer (OCSA, Apex 2440A).

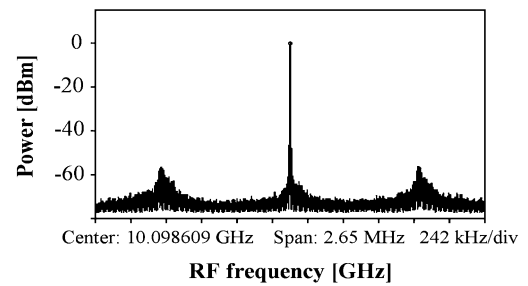


Fig. 3. Clock-recovered RF spectrum (resolution 300 Hz).

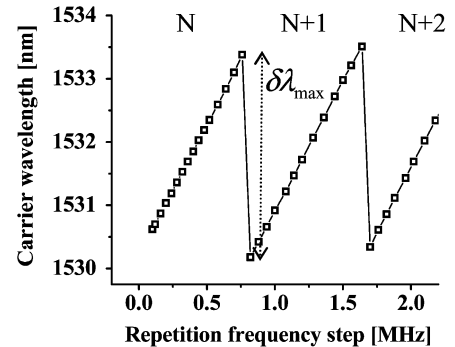


Fig. 4. Clock-recovered carrier wavelength responding to the fluctuation of incoming PRBS rate around 12.5 GHz.

For the cavity without DCF, there is no chirp compensation after SOA. Fig. 2(a) clearly shows chirp induced by self-phase modulation (SPM) through SOA. The asymmetry observed in both temporal and spectral profiles originates from SOA nonlinearity [14]. The time-bandwidth product of output pulses is $\Delta f \Delta t = 1.4$ in this uncompensated case. Notice that this chirp is always negative and can be roughly estimated by a dashed-dotted line [see Fig. 2(a)], which implies using a negative dispersion fiber for its compensation. In such a fiber, moreover, the red part of the pulse spectrum propagates faster than its blue part, resulting in a pulse reshaping. In effect, since the trailing edge of SOA-amplified pulses is dominated by the red part of its spectrum, the propagation in DCF will allow the trailing edge to catch up with the pulse leading edge which is blue-dominated. As a consequence, the typical longer trailing edge of SOA-amplified pulses is corrected. This physical picture is verified in Fig. 2(c) and (d), where clock-recovered temporal and spectrum profiles are obtained using a 192-m intracavity DCF. The pulses have 12-ps width and 0.3-nm bandwidth (all in FWHM). The time-bandwidth product is $\Delta f \Delta t = 0.45$, very close to the Gaussian diffraction limit (0.44).

The timing jitter of output clock is 225 fs, measured by an electrical spectrum analyzer (ESA, Agilent 8564EC). It is mainly caused by the incoming PRBS data stream (150–200 fs). Fig. 3 shows the RF spectrum measured with ESA. SMSR is measured to be > 50 dB.

The present OCR scheme is continuously self-synchronized to PRBS rate from below 10 GHz up to 12.5 GHz, thanks to a strong cavity dispersion. In Fig. 4, we show how a small variation in PRBS rate around a fixed value results in a clock wavelength shift, as explained by Tamura *et al.* [11]. Meanwhile,

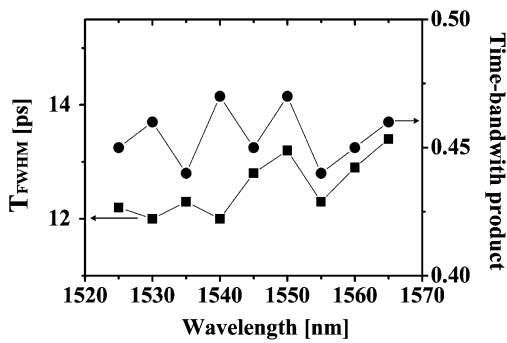


Fig. 5. Clock characteristics all over the *C*-band. Pulsewidth (square) and time-bandwidth product (dot).

this continuous self-synchronization occurs only when the filter bandwidth is wider than the maximum carrier wavelength shift, $\delta\lambda_{\max} = 3.9$ nm, corresponding to a jump in harmonic number (N).

From the definition $D = \partial(1/v_g)/\partial\lambda$, one obtains $\delta\lambda/\delta F_{\text{rep}} = -1/(v_g DF_{\text{rep}}) = 4.5$ [nm/MHz], which is exactly the slope of upward lines in Fig. 4. With a fundamental frequency of 0.87 MHz, the wavelength change between N th and $N + 1$ th harmonics is $\Delta\lambda = 3.9$ nm, which is less than the filter bandwidth (6 nm). If a conventional monomode fiber is used instead, one would obtain $\delta\lambda/\delta F_{\text{rep}} \approx -35$ [nm/MHz], the wavelength span would be far larger between two consecutive harmonics, and, as a consequence, the mode-locked state could be easily lost. On the other hand, due to high dispersion of DCF, polarization variation will only result in a moderate wavelength adaptation and, therefore, reduce the sensibility of pulse train to those fluctuations. In effect, the good repetition rate flexibility is a proof of stability in our setup.

The quality of the recovered clock is shown in Fig. 5. The pulse FWHM is around 13 ps, with its $\Delta f\Delta t \sim 0.45$, independent of PRBS wavelength. Combined with Fig. 2(c) and (d), it can be stated that the clock remains nearly diffraction-limited Gaussian for the entire *C*-band. The pulse asymmetry and negative frequency chirp, usually associated with SOA amplification, is thus strongly reduced by intracavity DCF without any external equipment.

IV. CONCLUSION

We have demonstrated that an intracavity DCF not only offers a robust and self-synchronized 10- to 12.5-GHz OCR, and also the possibility of pulse reshaping and intracavity chirp management. The output clock pulses are directly observed by fast oscilloscope and are shown to be diffraction-limited Gaussian with

~ 13 -ps FWHM and ~ 9 -mW peak power, with its frequency covering the entire *C*-band. Further investigation at higher bit rate and shorter pulsewidth is in progress.

ACKNOWLEDGMENT

The authors would like to thank Dr. D. Tregoeat (PERFOS), Dr. R. Swain (Vytran), Dr. L. F. K. Lui, and Dr. L. Shao (Polytechnic U.) for their helpful discussions and technical support.

REFERENCES

- [1] C. Johnson, K. Demarest, C. Allen, R. Hui, K. V. Peddanarappagari, and B. Zhu, "Multiwavelength all-optical clock recovery," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, no. 7, pp. 895–897, Jul. 1999.
- [2] L. F. K. Lui, L. Xu, C. C. Lee, P. K. A. Wai, H. Y. Tam, and C. Lu, "All-optical clock recovery using erbium-doped fiber laser incorporating an electro-absorption modulator and a linear optical amplifier," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 19, no. 10, pp. 720–722, May 15, 2007.
- [3] K. L. Hall, D. T. Moriarty, H. Hakimi, F. Hakimi, B. S. Robinson, and K. A. Rauschenbach, "An ultrafast variable optical delay technique," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, no. 2, pp. 208–210, Feb. 2000.
- [4] R. Salem, A. A. Ahmadi, G. E. Tudury, G. M. Carter, and T. E. Murphy, "Two-photon absorption for optical clock recovery in OTDM networks," *J. Lightw. Technol.*, vol. 24, no. 9, pp. 3353–3362, Sep. 2006.
- [5] J. W. Lou, T. F. Carruthers, and M. Currie, "4 × 10 GHz mode-locked multiple-wavelength fiber laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 1, pp. 51–53, Jan. 2004.
- [6] K. Vlachos, G. Theophilopoulos, A. Hatziefremidis, and H. Avramopoulos, "30 Gb/s all-optical clock recovery circuit," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, no. 4, pp. 705–707, Apr. 2000.
- [7] J. He and K. T. Chan, "Wavelength-switchable all optical clock recovery at 10 Gbits based on semiconductor fiber ring laser," *Opt. Express*, vol. 13, no. 1, pp. 327–335, Jan. 2005.
- [8] T. Wang, C. Lou, L. Huo, Z. Wang, and Y. Gao, "Combination of comb-like filter and SOA for preprocessing to reduce the pattern effect in the clock recovery," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 2, pp. 614–616, Feb. 2004.
- [9] T. Sakamoto, K. Seo, K. Taira, N. S. Moon, and K. Kikuchi, "Polarization-insensitive all-optical time-division demultiplexing using a fiber four-wave mixer with a peak holding optical phase-locked loop," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 2, pp. 563–565, Feb. 2004.
- [10] T. Houbavlis, K. E. Zoiros, M. Kalyvas, G. Theophilopoulos, C. Bintjas, K. Yiannopoulos, N. Pleros, K. Vlachos, H. Avramopoulos, L. Schares, L. Occhi, G. Guekos, J. R. Taylor, S. Hansmann, and W. Miller, "All-optical signal processing and applications within the esprit project DO-ALL," *J. Lightw. Technol.*, vol. 23, no. 2, pp. 781–801, Feb. 2005.
- [11] K. Tamura and M. Nakazawa, "Dispersion tuned harmonically mode-locked fiber ring laser for self-synchronization to an external clock," *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 24, pp. 1984–1986, 1996.
- [12] J. E. Bowers, P. A. Morton, A. Mar, and S. W. Corzine, "Actively mode-locked semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 25, no. 6, pp. 1426–1439, Jun. 1989.
- [13] J. Chi, L. Chao, and R. Rao, "Time-domain large-signal investigation on nonlinear interactions between optical pulse and semiconductor active waveguides," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 37, no. 10, pp. 1329–1336, Oct. 2001.
- [14] G. P. Agrawal and N. A. Olsson, "Self-phase modulation and spectral broadening of optical pulses in semiconductor laser amplifiers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 25, no. 11, pp. 2297–2306, Nov. 1989.



Temporal and spectral properties of contra-propagating picosecond optical pulses in SOA

Arnaud Fernandez, Pascal Morel, Jacques Chi *

Laboratoire RESO (EA3380), Ecole Nationale d'Ingénieurs de Brest, Technopole Brest-Iroise, CS 73 862, 29283 Brest Cedex, France

Received 11 March 2005; received in revised form 19 August 2005; accepted 10 September 2005

Abstract

A useful analysis of contra-propagating optical pulses in semiconductor optical amplifier (SOA) is presented. Pulse temporal and spectral evolutions are investigated by resolving coupled equations describing pulse field propagation and SOA gain dynamics. With reference to the case of single pulse propagation, collision between pulses tends to maintain a good time-bandwidth product of amplified pulse and could provide a temporal compression by about 10% compared to pulse's initial width.

© 2005 Elsevier B.V. All rights reserved.

Keywords: Optical pulses; Pulse reshaping; Semiconductor optical amplifiers

1. Introduction

Contra-propagating optical pulses will go through face-to-face collision inside active devices in applications such as bi-directional SOA bus [1,2] and colliding-pulse mode-locking [3]. In the former case, transmission capacity of a link is doubled. In the later case, periodic pulse collision in a saturable absorber results in a weaker absorption for short pulse trains compared to CW operation. One other interesting application consists of injecting two contra-propagating pulses of different wavelengths into a SOA, such that a higher gain and faster gain recovery apply to the pulse having the longer wavelength [4,5]. In above applications, the pulse temporal widths are usually large enough (i.e., a few tens of picoseconds or more in FWHM), so that the field intensities inside active devices are nearly uniform. Therefore, one could assume that the devices operate in quasi-steady state, and ignore the phase variation (chirp) imposed on optical pulses by self- and cross-phase modulation effects (SPM and XPM). As a result, optical pulses can be described by their intensities in the above studies. However, with optical pulses whose spatial

lengths are comparable to or shorter than the device length, as is the case for oncoming 40 Gb/s systems, collision-induced amplitude and phase variations become significant. A more detailed model is therefore necessary, in which SPM and XPM are taken into account.

In this paper, we present a theoretical model capable of investigating collision effects induced by contra-propagating optical pulses in SOA. The model is readily adaptable to saturable absorbers. The temporal widths of pulses are limited to >1 ps, in accordance with communication-related applications. In this regime, one could ignore gain dispersion [7] and safely adopt a rate-equation approach to deal with device dynamics. For simplicity, we assume that the carrier frequency or wavelength is the same for two contra-propagating pulses, leaving the case studied in [4,5] apart for future investigations. The paper is organized as follows. After presenting the basic model in Section 2, we consider some typical situations in Section 3, where results and discussions are also included. Our conclusion follows in Section 4.

2. Model

The proposed schematic for pulse collision is illustrated in Fig. 1.

* Corresponding author. Tel.: +33 298 05 5536; fax: +33 298 05 6689.
E-mail addresses: fernandez@enib.fr (A. Fernandez), chi@enib.fr (J. Chi).

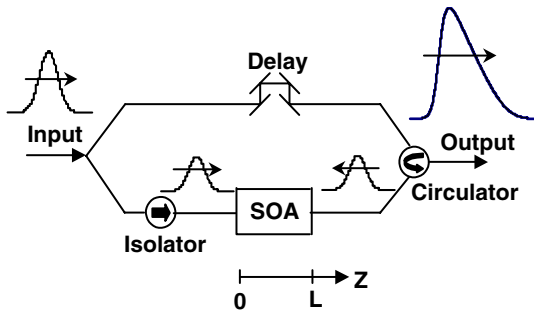


Fig. 1. The proposed schematic for pulse collision.

An optical pulse is divided into two branches, in order to clearly indicate that one can control input intensities as well as relative delay of contra-propagating pulses in SOA. In practice, the contra-propagating pulses could come from other configurations [1–5], and may have different waveforms (envelops). The inclusion of this last possibility is straightforward in the present model. The electrical fields are written as $E^\pm(z, t) = A^\pm(z, t) \exp[-i(\omega_0 t + \beta_0 z)]$, where A^\pm are slowly-varying complex envelopes propagating in $+z$ and $-z$ directions; $\omega_0/2\pi$ is carrier frequency, β_0 is propagating constant in SOA at transparency. The propagation of envelopes A^\pm is then described by the well-known equation [6,8]

$$\pm \frac{\partial A^\pm}{\partial z} + v_g^{-1} \frac{\partial A^\pm}{\partial t} = g(1 - i\alpha)A^\pm. \quad (1)$$

Here, v_g is group velocity at transparency, α is linewidth enhancement factor. Note that the field gain g is assumed to be frequency independent, due to relatively narrow spectral width of optical pulse. Otherwise, g in Eq. (1) should be replaced by an operator including second-order time derivative. The interaction between pulses and SOA is described by the rate equation [6,8]

$$\frac{\partial g}{\partial t} = \tau^{-1}(g_0 - g) - gE_{\text{sat}}^{-1}(|A^+|^2 + |A^-|^2), \quad (2)$$

where τ is carrier lifetime, E_{sat} is saturation energy of SOA. The small-signal field gain g_0 is determined by current injection. Notice that g_0 could be time-dependent to include an external modulation. As is usually assumed, we have neglected interference terms between A^+ and A^- in the calculation of local optical intensity, due to fast variation of these terms compared with carrier dynamics. The above system of coupled equations is then resolved using a numerical technique detailed in [8], with $A^+(z=0, t)$, $A^-(z=L, t)$ as inputs, and v_g , α , g_0 , L , τ , E_{sat} as device parameters.

3. Results and discussions

It is well known that a SOA usually produces a long trailing edge when a short pulse is amplified. Understandably, the presence of a contra-propagating ($-z$) pulse will drop down the available gain for the oncoming ($+z$) pulse, especially on its trailing edge where the $-z$ pulse becomes

stronger, thanks to amplification by SOA. This effect is studied by injecting two 14 ps (FWHM) contra-propagating, chirp-free Gaussian pulses into the SOA modelled above. The $-z$ propagated pulse is delayed by 2 ps relative to the $+z$ one, measured by the arriving time of pulse peaks at their respective input facets. This delay is used to evaluate the tolerance for pulse synchronization (see later). The normalized small-signal gain g_0L is set at 2.30 in the first simulation, and then at 3.45 for the second one, corresponding respectively to 20 and 30 dB unsaturated power gains ($=G$), so as to illustrate effects of a longer device and/or a higher material gain. The energy of initial input pulse before splitting is chosen to be $E_{\text{sat}}/10$, which is then divided into two equal parts of $E_{\text{sat}}/20$ to be injected into SOA. Other parameters are always $\alpha = 5$, $v_g = c/n_g$ ($n_g = 4$), $L = 500 \mu\text{m}$, and $\tau = 0.1 \text{ ns}$, which are typical values for a $1.55 \mu\text{m}$ SOA [6].

Fig. 2(a) shows normalised envelopes after SOA amplification for the $+z$ propagated pulses, with their corresponding spectra shown in Fig. 2(b). Although it can be noticed that both temporal shapes and spectra with collision are quite similar in their general forms to the single-pulse case studied in [6], details do differ between them. Under conditions described above, the output $+z$ pulses will acquire 17.1 and 20.8 dB power gains at their peaks for $G = 20$ and 30 dB, respectively. These values are slightly lower (-0.8 and -0.5 dB) than the single pulse case ($A^- = 0$). Measured in FWHM, these output pulses after collision are slightly compressed to 12.7 ps ($G = 20$ dB) and 11 ps ($G = 30$ dB), with an asymmetry shortening their leading edges, as is usually observed with SOA. Remarkably, with $G = 20$ dB, the time-bandwidth product is $\Delta f \Delta t = 0.51$ for $+z$ pulse after collision. This product would be 0.55 if the contra-propagating pulse is absent. Interestingly, such a collision-reduced $\Delta f \Delta t$ is rather tolerant to pulse synchronization, as is shown in Fig. 3, where the $\Delta f \Delta t$ product is evaluated under the conditions of Fig. 2 with $G = 20$ dB.

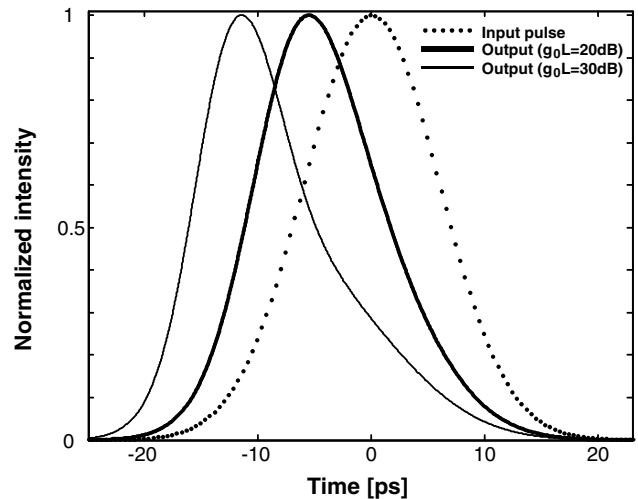


Fig. 2(a). Temporal shapes of amplified Gaussian pulses with collision.

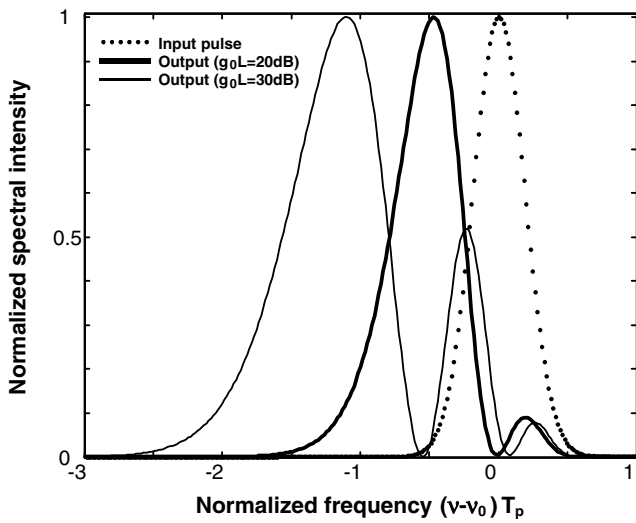


Fig. 2(b). Spectra.

From Fig. 3, it can be seen that the lowest $\Delta f\Delta t$ (~ 0.50) is obtained with 7 ps delay on $-z$ pulse. Assuming a 500 μm device length, this corresponds to the situation that $+z$ and $-z$ pulse peaks meet approximately at $z=L$. This benefit on $\Delta f\Delta t$ is worth noticing for the case of moderate gain ($G=20$ dB). In the $G=30$ dB case, however, the pulse temporal shape is strongly asymmetric, and a multi-peak internal substructure is developed on its spectrum. Therefore, it seems no longer significant to evaluate $\Delta f\Delta t$ product for such situation.

The effect of colliding-pulse compression with $G=20$ dB is illustrated in detail in Fig. 4. The relative width change of $+z$ propagating pulse is defined as $\delta T = [T_L - T_0]/T_0$, T_L and T_0 are FWHM widths at $z=L$ and $z=0$, respectively. The input pulses are always chirp-free Gaussians with different FWHM widths. Other parameters are the same as in Fig. 2. Fig. 4(a) shows that a single pulse is always temporally enlarged by SOA with this moderate gain. Fig. 4(b) plots δT in functions of initial pulse width T_0 and relative

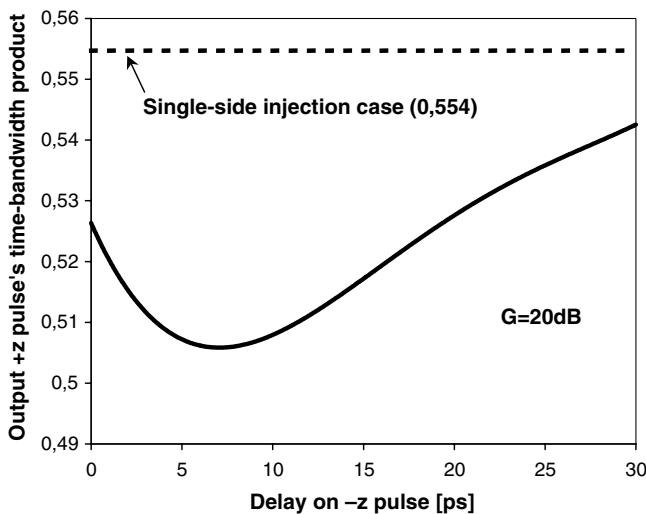


Fig. 3. Output $+z$ pulse's time-bandwidth product in function of delay on $-z$ pulse.

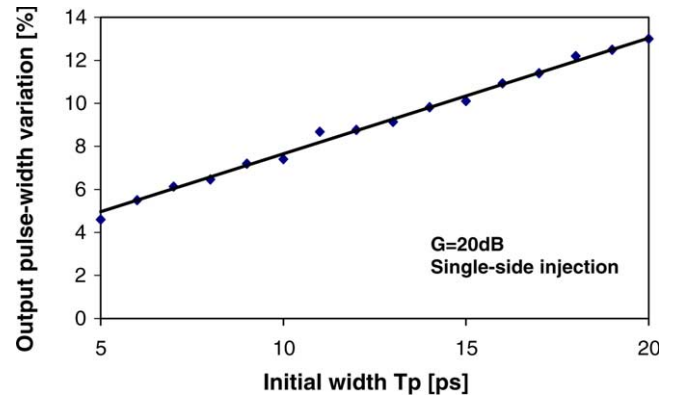


Fig. 4(a). Relative pulse-width variation after SOA amplification without collision.

delay in the presence of a collision. It is observed that $+z$ pulse's temporary width could be reduced by $\sim 10\%$ compared to its initial value T_0 . Interestingly, the maximum compression for $+z$ pulse is obtained with a slight delay on $-z$ pulse. For a 16 ps input pulse, for example, the maximum reduction of 8% is obtained if the $-z$ pulse is injected with 3 ps delay. Understandably, when the delay becomes more and more important, this compression effect will disappear.

An interesting idea is then to maintain a pulse's width, using the above collision compression to compensate pulse enlargement due to SOA amplification. Such an example is given in Fig. 5. The SOA is set at $G=20$ dB, the input pulses are two contra-propagating 8 ps chirp-free Gaussians with equal energy of $E_{\text{sat}}/20$. The delay on the $-z$ pulse is 5 ps. Under these conditions, the $+z$ output pulse will maintain its initial width of 8 ps while acquiring 19.2 dB power gain at its peak. Although this amplified pulse still exhibits temporal asymmetry as well as spectral red-shift, its time-bandwidth product from Fig. 5 is as low as 0.48, close to the diffraction limit of 0.44.

These good $\Delta f\Delta t$ products obtained by collision highlight the advantage of this method over the well-known single-pass method for pulse compression [3,6]. This last

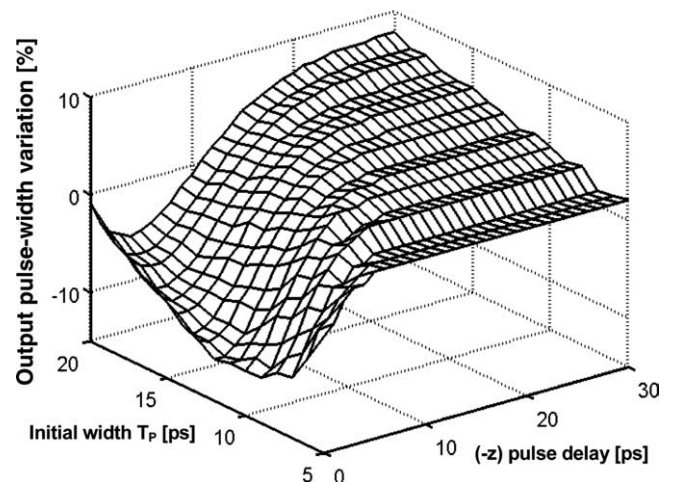


Fig. 4(b). With collision.

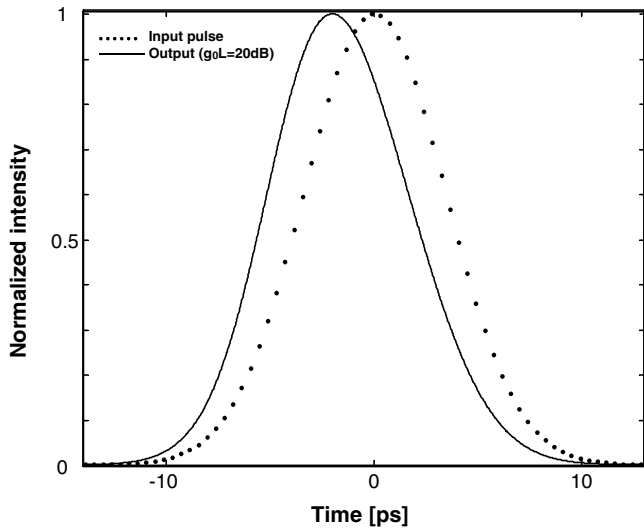


Fig. 5(a). Temporal shape of +z amplified 8ps pulse with collision.

one strongly amplifies a pulse’s leading edge in expense of its trailing edge, resulting in a strong asymmetry on output pulse. With a moderate SOA gain (i.e., $G = 20$ dB), a single pulse will not be compressed, contrary to the collision case. This last one tends also to preserve a good $\Delta f \Delta t$ product for compressed pulse.

The carrier dynamics corresponding to Fig. 5 is shown in Fig. 6(a). The burned holes are slightly asymmetric due to time delay of $-z$ pulse. Contrary to the single pulse case shown in Fig. 6(b) as reference, where the carrier density is strongly saturated near the output end $z = L$ only, the colliding case tends to reduce gain asymmetry of SOA by burning another hole near $z = 0$, resulting in a better $\Delta f \Delta t$ product for output pulse. The SOA gain is overall recovered after ~ 2.5 times the carrier lifetime. With a typical value of $\tau = 0.1$ ns, a bit rate of ~ 4 Gbps ($\sim 1/2.5\tau$) could be envisaged. Of course, a much higher bit rate can be obtained with a shorter carrier lifetime.

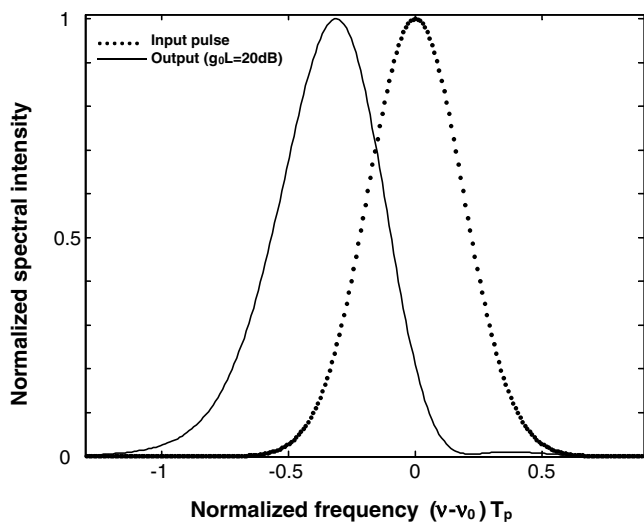


Fig. 5(b). Spectrum.

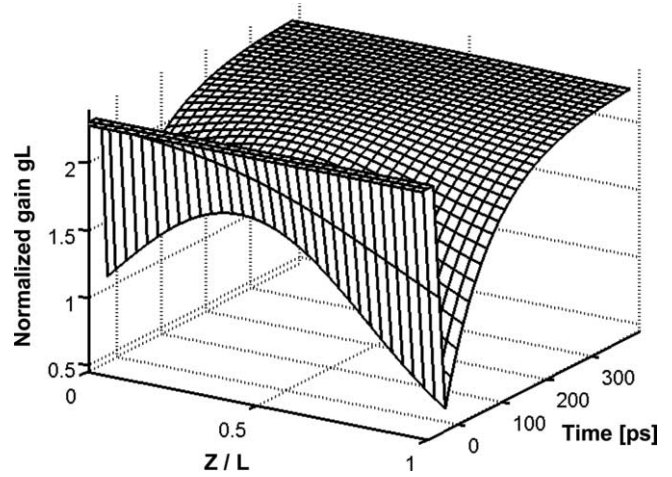


Fig. 6(a). Spatial-temporal evaluation of device gain with collision.

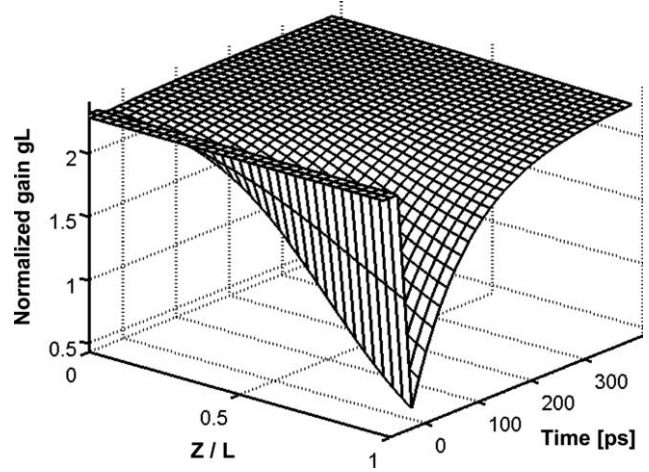


Fig. 6(b). Single pulse case.

Notice that our model can deal indifferently with chirped pulses. It is just sufficient to attach an initial phase to $A^+(z=0)$ and/or $A^-(z=L)$. As an example, we study here the collision between two linearly chirped, 14 ps Gaussian pulses. Their initial envelopes are written as $A^\pm = A_0 \exp[-2\ln 2(1 + iC)(T/T_0)^2]$. A_0 corresponds to $E_{sat}/20$ pulse power, C is the chirp parameter. All other parameters are the same as in Fig. 2, with $G = 20$ dB. It can be easily shown, within the validity of our model, that output envelopes are independent of pulse initial chirps. Therefore, the temporal shape of amplified +z pulse remains the same as in Fig. 2(a) ($G = 20$ dB case), but its spectrum is now dependent on C . Two examples are given in Fig. 7 with $C = \pm 5$. The $\Delta f \Delta t$ products are 1.19 ($C = 5$) and 1.91 ($C = -5$), respectively. This difference is easily understandable, by noticing that a SOA always imposes a negative chirp on output pulse [6]. Therefore, an initially positive chirp tends to compensate the SOA-induced negative chirp.

Another possible extension is that the contra-propagating pulses may not necessarily have the same wavelength. If their wavelength gap $\Delta \lambda$ is small enough (say, a few nm), the present model could apply indifferently. If $\Delta \lambda$ becomes

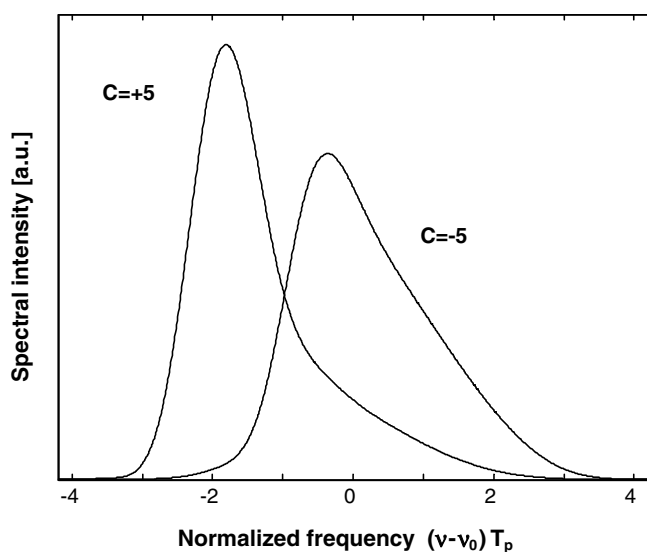


Fig. 7. Spectra of initially chirped pulses after SOA amplification with collision.

large enough, such that gain dispersion is no longer negligible, the gain dynamics should be described by two coupled differential equations. The numerical techniques developed in [8] can be applied to this situation as well.

4. Conclusions

From a theoretical point of view, the model is shown to be able to deal with pulse field propagation coupled

with device dynamics. It is shown that collision between contra-propagating picosecond optical pulses in SOA could result in pulse temporal compression, which may be used to compensate SOA-induced pulse enlargement. The mechanism of this compression is somewhat different from the single pulse case. Using the present method, the colliding pulses could maintain clean temporal and spectral shapes if their relative delay is well adjusted. These effects are more significant with a moderate SOA gain. The model and results may find applications in SOA-related systems, as well as in active devices such as saturable absorber in pulsed laser systems. More specifically, these temporal and spectral properties are of significant importance for mode-locked lasers using SOA and optical fiber in a ring configuration, in which dispersion management as well as shape control of circulating pulses may result in a good pulse train.

References

- [1] J.H. Kim, K.R. Oh, H.S. Kim, K. Cho, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 12 (May) (2000) 513.
- [2] A. Sharaiha, A. Hamié, *IEEE J. Lightwave Technol.* 22 (3) (2004) 850.
- [3] A.E. Siegman, *Lasers*, University Science Books, ©1986 (Chapter 28).
- [4] M. Amaya, A. Sharaiha, F. Ginovart, *Opt. Commun.* 246 (2005) 67.
- [5] G. Talli, M.J. Adams, *Opt. Commun.* 245 (2005) 363.
- [6] G.P. Agrawal, N.A. Olsson, *IEEE J. Quantum Electron.* 25 (Nov) (1989) 2297.
- [7] G.P. Agrawal, *IEEE J. Quantum Electron.* 27 (6) (1991) 1843.
- [8] J. Chi, Lu. Chao, R. Rao, *IEEE J. Quantum Electron.* 37 (10) (2001) 1329.

Bibliographie

- [1] T. H. MAIMAN : Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*, 187:493–494, 1960.
- [2] K. GÜRS et R. MÜLLER : Breitband-modulation durch Steuerung der Emission eines optischen Masers (Auskopple-Modulation). *Phys. Lett.*, 5:179–181, 1963.
- [3] W. E. LAMB : Theory of an optical maser. *Phys. Rev. Lett.*, 134(6A), 1964.
- [4] M. DI DOMENICO : Small-signal analysis of internal (coupling-type) modulation of lasers. *J. Appl. Phys.*, pages 2870–2876, 1964.
- [5] L. E. HARGROVE, R. L. FORK et M. A. POLLACK : Locking of He-Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation. *Appl. Phys. Lett.*, pages 4–5, 1964.
- [6] S. E. HARRIS et R. TARG : FM oscillation of the He-Ne laser. *Appl. Phys. Lett.*, 1964.
- [7] S. E. HARRIS et O. P. MCDUFF : Theory of FM laser oscillation. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1964.
- [8] H. W. MOCKER et R.J. COLLINS : Mode competition and self-locking effects in a Q-switched Ruby laser. *Appl. Phys. Lett.*, 7:270–273, 1965.
- [9] R.E. MC CLURE : Mode locking behavior of gas lasers in long cavities. *Appl. Phys. Lett.*, 7:148–150, 1965.
- [10] J. HIRANO et T. KIMURA : Generation of high-repetition-rate optical pulses by a He-Ne laser. *Appl. Phys. Lett.*, pages 186–198, 1968.
- [11] E.P. IPPEN, C. V. SHANK et A. DIENES : Passive mode locking of the cw dye laser. *Appl. Phys. Lett.*, 21(8):348–350, 1972.
- [12] D. J. KUIZENGA et A. E. SIEGMAN : FM and AM mode locking of the homogeneous laser-Part I : theory. *IEEE J. Quantum Electron.*, 6(11):694–701, 1970.
- [13] D. J. KUIZENGA et A. E. SIEGMAN : FM and AM mode locking of the homogeneous laser-Part II : experimental results in a Nd :YAG laser with internal FM modulation. *IEEE J. Quantum Electron.*, 6(11):709–715, 1970.
- [14] D. M. KIM, S. MARATHE et T. A. RABSON : Eigenfunction analysis of modelocking process. *J. Appl. Phys.*, 44:1673–1675, 1973.
- [15] H. A. HAUS : A theory of forced mode locking. *IEEE J. Quantum Electron.*, 11(7):323–330, 1975.

- [16] H.A. HAUS : Theory of mode locking with a fast saturable absorber. *J. Appl. Phys.*, 46:3049–3058, 1975.
- [17] D. E. SPENCE, P. N. KEAN et W. SIBBETT : 60-fsec pulse generation from a selfmode-locked Ti :sapphire laser. *Opt. Lett.*, 16(1):42–44, 1991.
- [18] U. MORGNER, F.X KÄRTNER, S.H. CHO, Y. CHEN, H.A. HAUS, J.G. FUJIMOTO, E.P IPPEN, V. SCHEUER, G. ANGELOW et T. TSCHUDI : Sub-two-cycle pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti :Sapphire laser. *Opt. Lett.*, 24(6):411–413, 1999.
- [19] A.E. SIEGMAN : *Lasers*, chapitre 27. University Science Books, 1986.
- [20] D. PUDO, L.R. CHEN, D. GIANNONE, L. ZHANG et L. BENNION : Actively mode-locked tunable dual-wavelength erbium-doped fiber laser. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 14(2):141–143, 2002.
- [21] J.S. WEY, J. GOLDHAR et G.L. BURDGE : Active harmonic modelocking of an erbium fiber laser with intracavity Fabry-Pérot filters. *J. Lightwave Technol.*, 15(7):1171–1180, 1997.
- [22] J.W. CHEN et D.N. WANG : Wavelength tunable optical short pulse generation by self-seeding of a gain-switched Fabry-Pérot laser diode with extended wavelength-tuning range. *Opt. Comm.*, 226:345–350, 2003.
- [23] D.N. WANG et K.W. LAM : Tunable multiwavelength optical short pulse generation using cascaded fiber Bragg gratings and an erbium-doped fiber amplifier in a simple self-seeding scheme. *Opt. Comm.*, 233:191–197, 2004.
- [24] K.S. ABEDIN, M. HYODO et N. ONODERA : 154 GHz polarisation-maintaining dispersion-managed actively modelocked fibre ring laser. *Electron. Lett.*, 36:1185, 2000.
- [25] T. PAPAKYRIAKOPOULOS, A. STAVDAS, E.M. PROTONOTARIOS et H. AVRAMOPOULOS : 10x10 GHz simultaneously modelocked multiwavelength fibre ring laser. *Electron. Lett.*, 35(9):717–718, 1999.
- [26] J.M. ROTH, T.G. ULMER, N.W. SPELLMEYER, S. CONSTANTINE et M.E. GREIN : Wavelength-tunable 40-GHz picosecond harmonically mode-locked fiber laser source. *Electron. Lett.*, 16(9):2009–2011, 2004.
- [27] H. SHI, G.A. ALPHONSE, J.C. CONNOLLY et P.J. DELFYETT : 20x5 Gbit/s optical WDM transmitter using single-stripe multiwavelength modelocked semiconductor laser. *Electron. Lett.*, 34(2):179–181, 1998.
- [28] K. VLACHOS, K. ZOIROS, T. HOUBAVLIS et H. AVRAMOPOULOS : 10x30 GHz Pulse train generation from semiconductor amplifier fiber ring laser. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 12(1):25–27, 2000.
- [29] A. HATZIEFREMIDIS, G. THEOPHILOPOULOS et K. VLACHOS : 50-GHz, ultras-table, polarization-maintaining semiconductor fiber ring laser. *Optical Engineering*, 44(6), 2005.
- [30] U. KELLER, K.J. WEINGARTEN, F.X KÄRTNER, D. KOPF, B. BRAUN, I.D. JUNG, R. FLUCK, C. HÖNNINGER, N. MATUSCHEK et J.A. DER AU : Semiconductor

- saturable absorber mirrors (SESAM's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 2(3):435–453, 1996.
- [31] M. HOFER, M.H. OBER, F. HABERL et M. E. FERMANN : Characterization of ultrashort pulse formation in passively mode-locked fiber lasers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 28(3):720–728, 1992.
- [32] L. KRAINER, D. NODOP, G. SPÜHLER, S. LECOMTE, M. GOLLING, R. PASCHOTTA, D. EBLING, T. OHGOH, T. HAYAKAWA, K. WEINGARTEN et U. KELLER : 10 GHz $Nd : GdVO_4$ laser with 0.5 W average output power and low timing jitter. *Opt. Lett.*, 38(10):2629–2631, 2004.
- [33] N.H. BONADEO, W.H. KNOX, J.M. ROTH et K. BERGMAN : Passive harmonic mode-locked soliton fiber laser stabilized by an optically pumped saturable Bragg reflector. *Opt. Lett.*, 25(19):1421–1423, 2000.
- [34] G.P. AGRAWAL : *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, New York, 2^{nde} édition, 1995.
- [35] J.M. SOTO-CRESPO, M. GRAPINET, P. GRELU et N. AKHMEDIEV : Bifurcations and multiple-period soliton pulsations in a passively mode-locked fiber laser. *Phys. Rev. E*, 70(6):612, 2004.
- [36] J.N. MARAN, P. BESNARD et S. LAROCHELLE : Theoretical analysis of a pulsed regime observed with a frequency-shifted-feedback fiber laser. *J. Opt. Soc. Am. B*, 23(7):1302–1311, 2006.
- [37] B.L. LEE et C.F. LIN : Novel self-hybrid mode-locking of semiconductor lasers in an external cavity. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 12(9):1243–1245, 2000.
- [38] D.J. JONES, L.M. ZHANG, J.E. CARROLL et D.D. MARCENAC : Dynamics of monolithic passively mode-locked semiconductor lasers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 31(6):1051–1058, 1995.
- [39] E. SNITZER : Optical Maser action of a Nd^{+3} in a Barium crown glass. *Phys. Rev. Lett.*, 7:444–446, 1961.
- [40] L. F. MOLLENAUER et R. H. STOLEN : The Soliton Laser. *Opt. Lett.*, 9(1):13–15, 1984.
- [41] K. J. BLOW et D. WOOD : Mode-locked lasers with nonlinear external cavities. *J. Opt. Soc. Am. B*, 5(3):629–632, 1988.
- [42] J. MARK, L. LIU, K.L. HALL, H.A. HAUS et E.P. IPPEN : Femtosecond pulse generation in a laser with a nonlinear external resonator. *Opt. Lett.*, 14(1):48–50, 1989.
- [43] E. IPPEN, H. HAUS et L. LIU : Additive pulse mode locking. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(9):1736–1745, 1989.
- [44] H.A. HAUS et Y. SILBERBERG : Laser mode locking with addition of nonlinear index. *IEEE J. Quantum Electron.*, 22(2):325–331, 1986.
- [45] G. GEISTER et R. ULRICH : Neodymium-fibre laser with integrated-optic mode locker. *Opt. Comm.*, 68(3):187–189, 1988.

- [46] M. W. PHILLIPS, A. I. FERGUSON et D. C. HANNA : Frequency-modulation mode locking of a Nd^{3+} doped fiber laser. *Opt. Lett.*, 14(4):219–221, 1989.
- [47] J. D. KAFKA, T. BAER et D. W. HALL : Mode-locked erbium-doped fiber laser with soliton pulse shaping. *Opt. Lett.*, 14(22):1269–1271, 1989.
- [48] I. N. DULING : All-fiber modelocked figure eight laser. *Opt. Soc. Am 1990 Annual Meeting*, pages 306–310, 1990.
- [49] I. N. DULING : All-fiber ring soliton laser mode locked with a nonlinear mirror. *Opt. Lett.*, 16(8):539–541, 1991.
- [50] I. N. DULING : Subpicosecond all-fibre erbium laser. *Electron. Lett.*, 27:544–545, 1991.
- [51] G.T. HARVEY et L.F. MOLLENAUER : Harmonically mode-locked fiber ring laser with an internal Fabry-Perot stabilizer for soliton transmission. *Opt. Lett.*, 18(2):107–109, 1993.
- [52] M. NAKAZAWA, E. YOSHIDA, H. KUBOTA et Y. KIMURA : Generation of a 170 fs, 10 GHz transform-limited pulse train at $1.55\mu m$ using a dispersion-decreasing, erbium-doped active soliton compressor. *Electron. Lett.*, 30(24):2038–2040, 1994.
- [53] L. DUAN, C. RICHARDSON, Z. HU, M. DAGENAIS et J. GOLDHAR : A Stable Smoothly Wavelength-Tunable Picosecond Pulse Generator. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 14(6):840–842, 2002.
- [54] J. VASSEUR, J. DUDLEY, J.P. GOEDGEBUER, J. YU, G. CHANG et J.R. BARRY : Alternate multiwavelength picosecond pulse generation by use of an unbalanced Mach-Zehnder interferometer in a mode-locked fiber ring laser. *IEEE J. Quantum Electron.*, 43(1):85–96, 2007.
- [55] J.N. MARAN, S. LAROCHELLE et P. BESNARD : Erbium-doped fiber laser simultaneously modelocked on more than 24 wavelengths at room temperature. *Optics Letters*, 28:2082–2084, 2003.
- [56] M.T.M. ROCCO GIRALDI et M.C.R. CARVALHO : 1 ps pulse generation from a harmonically mode-locked erbium-doped fiber ring laser and its application to optical communication systems. *Microwave and Opt. Technol. Lett.*, 24(5):285–287, 2000.
- [57] H. TAKARA, S. KAWANISHI, M. SARUWATARI et K. NOGUCHI : Generation of highly stable 20GHz transform-limited optical pulses from actively mode-locked Er^{3+} -doped fibre lasers with an all-polarization maintaining ring cavity. *Electron. Lett.*, 28(22):2095–2096, 1992.
- [58] Th. PFEIFFER et G. VEITH : 40 GHz pulse generation using a widely tunable all-polarisation preserving erbium fibre ring laser. *Electron. Lett.*, 29(21):1849, 1993.
- [59] X. SHAN, T. WODDOWSON, A.D. ELLIS et A.S. SIDDIQUI : Very simple method to stabilise modelocked erbium fibre lasers. *Electron. Lett.*, 32(11):1015–1016, 1996.

- [60] K. GUPTA, N. ONODERA, K. ABEDIN et M. HYODO : Pulse repetition frequency multiplication via intracavity optical filtering in AM mode-locked fiber ring lasers. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 14(3):284–286, 2002.
- [61] T. PAPAKYRIAKOPOULOS, A. HATZIEFREMIDIS, T. HOUBAVLIS et H. AVRAMOPOULOS : 10 GHz mode-locked ring laser with external optical modulation of a semiconductor optical amplifier. In *Optical Fiber Communication Conference*, volume 1, page 4, 1999.
- [62] K. VLACHOS, C. BINTJAS, N. PLEROS et H. AVRAMOPOULOS : Ultrafast semiconductor-based fiber laser sources. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 10(1):147–154, 2004.
- [63] K. VLACHOS : Optical clock recovery and clock division at 20 Gb/s using a tunable semiconductor fiber ring laser. *Opt. Comm.*, 222:249–255, 2003.
- [64] F.X. KÄRTNER, D. KOPF et U. KELLER : Solitary-pulse stabilization and shortening in actively mode-locked lasers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 12(3):486–496, 1995.
- [65] F.O. IDLAY, J.R. BUCKLEY, W.G. CLARK et F.W. WISE : Self-similar evolution of parabolic pulses in a laser. *Phys. Rev. Lett.*, 92(21), 2004.
- [66] B.C. COLLINGS, K. BERGMAN et W.H. KNOX : Stable multigigahertz pulse-train formation in a short-cavity passively harmonic mode-locked erbium/ytterbium fiber laser. *Opt. Lett.*, 23(2):123–125, 1998.
- [67] S. GRAY, A.B. GRUDININ, W.H. LOH et D.N. PAYNE : Femtosecond harmonically mode-locked fiber laser with time jitter below 1 ps. *Opt. Lett.*, 20(2):189–191, 1995.
- [68] A.B. GRUDININ et S. GRAY : Passive harmonic mode locking in soliton fiber lasers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 14(1):144–154, 1997.
- [69] L. KRAINER, R. PASCHOTTA, S. LECOMTE, M. MOSER, K. WEINGARTEN et U. KELLER : Compact Nd : GdVO₄ lasers with pulse repetition rates up to 160 GHz. *IEEE J. Quantum Electron.*, 38(10):1331–1338, 2002.
- [70] S. LONGHI, P. LAPORTA, S. TACCHEO et O. SVELTO : Third-order-harmonic mode locking of a bulk erbium :ytterbium :glass laser at a 2.5-GHz repetition rate. *Opt. Lett.*, 19(23):1985–1987, 1994.
- [71] Z. AHMED et N. ONODERA : High repetition rate optical pulse generation by frequency multiplication in actively modelocked fibre ring lasers. *Electron. Lett.*, 32:455–457, 1996.
- [72] E. YOSHIDA et M. NAKAZAWA : 80-200 GHz erbium doped fibre laser using a rational harmonic mode-locking technique. *Electron. Lett.*, 32(15):1370–1372, 1996.
- [73] G. ZHU et N. K. DUTTA : Eight-order rational harmonic mode-locked fiber laser with amplitude-equalized output operating at 80 Gbits/s. *Opt. Lett.*, 30(17):2212–2214, 2005.
- [74] K. S. ABEDIN, N. ONODERA et M. HYODO : Repetition-rate multiplication in actively mode-locked fiber lasers by higher-order FM mode locking using a high-finesse Fabry-Pérot filter. *Appl. Phys. Lett.*, pages 1311–1313, 1998.

- [75] K. S. ABEDIN, N. ONODERA et M. HYODO : Higher order FM mode locking for pulse-repetition-rate enhancement in actively mode-locked lasers : theory and experiment. *IEEE J. Quantum Electron.*, 35(6):875–890, 1999.
- [76] K. S. ABEDIN, N. ONODERA et M. HYODO : Generation of a 64-GHz, 3.3-ps transform-limited pulse train from a fiber laser employing higher-order frequency-modulated mode locking. *Opt. Lett.*, 24(22):1564–1566, 1999.
- [77] K. S. ABEDIN, N. ONODERA et M. HYODO : Active stabilization of a higher order mode-locked fiber laser operating at a pulse-repetition rate of 154 GHz. *Opt. Lett.*, 26(3):151–153, 2001.
- [78] C.X. YU, H.A. HAUS, E.P. IPPEN, W.S. WONG et A. SYSOLIATIN : Gigahertz repetition-rate mode-locked fiber laser for continuum generation. *Opt. Lett.*, 25(19):1418–1420, 2000.
- [79] S. YANG, E.A. PONOMAREV et X. BAO : 40-GHz transform limited pulse generation from FM oscillation fiber laser with external cavity chirp compensation. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 16(7):1631–1633, 2004.
- [80] M. NAKAZAWA et E. YOSHIDA : A 40-GHz 850-fs regeneratively FM mode-locked polarization-maintaining erbium fiber ring laser. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 12(12):1613–1615, 2000.
- [81] R.P. DAVEY, K. SMITH et A. MCGUIRE : High-speed, mode-locked, tunable, integrated erbium fibre laser. *Electron. Lett.*, 28(5):482–484, 1992.
- [82] T.F. CARRUTHERS et I.N.D. III : 10-GHz, 1.3-ps erbium fiber laser employing soliton pulse shortening. *Opt. Lett.*, 21(23):1927–1929, 1996.
- [83] T.F. CARRUTHERS, I.N.D. III, M. HOROWITZ et C. R. MENYUK : Dispersion management in a harmonically mode-locked fiber soliton laser. *Opt. Lett.*, 25(3):153–155, 2000.
- [84] B. BAKHSHI et P.A. ANDREKSON : 40 GHz actively modelocked polarisation maintaining erbium fibre ring laser. *Electron. Lett.*, 36:411–413, 2000.
- [85] L. SCHARS, R. PASCHOTTA, L. OCCHI et G. GUEKOS : 40-GHz mode-locked fiber-ring laser using a Mach-Zehnder interferometer with integrated SOAs. *IEEE J. Lightwave Technol.*, 22(3):859–873, 2004.
- [86] L. A. JIANG, M. E. GREIN, E. P. IPPEN, C. MCNEILAGE, J. SEARLS et H. YOKOYAMA : Quantum-limited noise performance of a mode-locked laser diode. *Opt. Lett.*, 27(1):49–51, 2002.
- [87] R.S. TUCKER, G. EISENSTEIN et S.K. KOROTKY : Optical time-division multiplexing for very high bit-rate transmission. *J. Lightwave Technol.*, 6(11):1737–1749, 1988.
- [88] S. VEHOVC : Clock recovery at Gigabit-per-second data rates. *Microwave Journal*, pages 22–34, 2000.
- [89] T. KANADA et D.L. FRANZEN : Optical waveform measurement by optical sampling with a mode-locked laser diode. *Opt. Lett.*, 11(1):4–6, 1986.

- [90] S. KAWANISHI : Ultrahigh-speed optical time-division-multiplexed transmission technology based on optical signal processing. *IEEE J. Quantum Electron.*, 34(11): 2064–2079, 1998.
- [91] H. TAKARA, S. KAWANISHI, T. MORIOKA, K. MORI et M. SARUWATARI : 100 Gbit/s optical wave-form measurement with 0.6ps resolution optical-sampling using subpicosecond supercontinuum pulses. *Electron. Lett.*, 30(14):1152–1153, 1994.
- [92] D.H. AUSTON, A.M. JOHNSON, P.R. SMITH et J.C. BEAN : Picosecond optoelectronic detection, sampling, and correlation measurements in amorphous semiconductors. *Appl. Phys. Lett.*, 37(4):371–373, 1980.
- [93] D. NOVAK et R.S. TUCKER : Millimeter-wave signal generation using pulsed semiconductor-lasers. *Electron. Lett.*, 30(17):1430–1431, 1994.
- [94] A.J. LOWERY et P.C.R. GURNEY : Comparison of optical processing techniques for optical microwave signal generation. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 46(2):142–150, 1998.
- [95] K.I. AOYAMA, K. NAKAGAWA et T. ITOH : Optical-time domain reflectometry in a single-mode fiber. *IEEE J. Quantum Electron.*, 17(6):862–868, 1981.
- [96] A. TÜNNERMANN, J. LIMPET et S. NOLTE : Ultrashort pulse fiber lasers and amplifiers. *Top. Appl. Phys.*, 96:35–54, 2004.
- [97] D. BREITLING, C. FÖHL, F. DAUSINGER, T. KONONENKO et V. KONOV : Drilling of metals. *Top. Appl. Phys.*, pages 131–154, 2004.
- [98] H. ENDERT, A. GALVANAUSKAS, G. SUCHA, R. PATEL et M. STOCK : Novel ultrashort pulse fiber lasers for micromachining applications. *RIKEN Review*, 43:23–27, 2002.
- [99] G. PASMANIK : Pico versus femto in micromachining. *Laser Focus World*, 37(6): 221, 2001.
- [100] P. WEIGL, A. KASENBACHER et K. WERELIUS : Dental applications. *Top. Appl. Phys.*, pages 167–187, 2004.
- [101] K. KINCADE : Terahertz technology may improve medical imaging. *Laser Focus World*, 36(5):123–125, 2000.
- [102] V.C. COFFEY : Automakers turn to optoelectronics for safety. *Laser Focus World*, 37:32, 2001.
- [103] T. PAPAKYRIAKOPOULOS, A. HATZIEFREMIDIS, T. HOUBAVLIS et H. AVRAMOPOULOS : 10 GHz mode-locked ring laser with external optical modulation of a semiconductor optical amplifier. *In OFC Proc. TuB1*, pages 4–6, 1996.
- [104] T. PAPAKYRIAKOPOULOS, K. VLACHOS, A. HATZIEFREMIDIS et H. AVRAMOPOULOS : 20-GHz broadly tunable and stable modelocked semiconductor amplifier fiber ring laser. *Opt. Lett.*, 24(17):1209–1211, 1999.
- [105] K. ZOIROS, K. VLACHOS, T. STATHOPOULOS, C. BINTJAS et H. AVRAMOPOULOS : 40 GHz mode-locked SOA fiber ring laser with 20 nm tuning range. *In OFC Proc. TuR3*, volume 24, pages 1209–1211, 2000.

- [106] K.E. ZOIROU, T. HOUBAVLIS et M. MOYSSIDIS : Complete theoretical analysis of actively mode-locked fiber ring laser with external optical modulation of a semiconductor optical amplifier. *Opt. Comm.*, 254:310–329, 2005.
- [107] G.P. AGRAWAL : *Nonlinear Fiber Optics*, chapitre 1. Academic press, 3^{me} édition, 2001.
- [108] C.R. MENYUK, M.N. ISLAM et J.P. GORDON : Raman effect in birefringent optical fibers. *Opt. Lett.*, 16(8):566–568, 1991.
- [109] L. DU MOUZA, Y. JAOÛEN et C. CHABRAN : Transverse brillouin effect characterization in optical fibers and its geometrical aspects. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 10(10):1455–1457, 1998.
- [110] M.J. CONNELLY : *Semiconductor optical amplifiers*. Kluwer Academic Publishers, London, 2002.
- [111] G.P. AGRAWAL : *Fiber-Optic Communication Systems*, chapitre 6. Academic Press, 3^{me} édition, 2001.
- [112] N.A. OLSSON : Lightwave systems with optical amplifiers. *J. Lightwave Technol.*, 7(7):1071–1082, 1989.
- [113] M.P. KESLER et E.P. IPPEN : Subpicosecond gain dynamics in GaAlAs laser diodes. *Appl. Phys. Lett.*, pages 1765–1767, 1987.
- [114] G. EISENSTEIN, P.B. HANSEN, J.M. WIESENFELD, R.S. TUCKER et G. RAYBON : Amplification of high repetition rate picosecond pulses using an InGaAsP traveling-wave optical amplifier. *Appl. Phys. Lett.*, 53(16):1539–1541, 1988.
- [115] G.P. AGRAWAL et N.A. OLSSON : Self-Phase modulation and spectral broadening of optical pulses in semiconductor laser amplifiers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 25(11):2297–2306, 1989.
- [116] A.E. SIEGMAN : *Lasers*, chapitre 10. University Science Books, 1986.
- [117] A. MECOZZI et J. MORK : Saturation induced by picosecond pulses in semiconductor optical amplifier. *J. Opt. Soc. Am. B*, 14(4):761–770, 1997.
- [118] G. TOPTCHYISKI, S. KINDT, K. PETERMANN, E. HILLIGER, S. DIEZ et H.G. WEBER : Time-domain modeling of a semiconductor optical amplifier for OTDM applications. *J. Lightwave Technol.*, 17(12):2577–2583, 1999.
- [119] N.K. DAS, Y. YAMAYOSHI et H. KAWAGUCHI : Analysis of basic four wave mixing characteristics in a semiconductor optical amplifier by the finite-difference beam propagation method. *IEEE J. Quantum Electron.*, 36(10):1184–1191, 2000.
- [120] G.P. AGRAWAL et N.A. OLSSON : Effet of gain dispersion on ultrashort pulse amplification in semiconductor laser amplifiers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 27(6):1843–1849, 1991.
- [121] G.P. AGRAWAL et N.K. DUTTA : *Long-wavelength semiconductor lasers*, chapitre 2. Springer, 1^{re} édition, 1986.
- [122] Y. BEN-EZRA, M. HARIDIM et B.I. LEMBRICHOV : Theoretical analysis of gain-recovery time and chirp in QD-SOA. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 17(9):1803–1805, 2005.

- [123] J.W.D. CHI, C. LU et M.K. RAO : Time-domain large-signal investigation on nonlinear interactions between an optical pulse and semiconductor waveguides. *IEEE J. Quantum Electron.*, 37(10):1329–1335, 2001.
- [124] W.H. PRESS, S.A. TEUKOLSKY, W.T. VETTERLING et B.P. FLANNERY : *Numerical Recipes in Fortran*, chapitre 19. Cambridge University Press, 2^{nde} édition, 1996.
- [125] C. PENG, M. YAO, J. ZHANG, H. ZHANG, Q. XU et Y. GAO : Theoretical analysis of actively mode-locked fiber ring laser with semiconductor optical amplifier. *Opt. Comm.*, 209(2):181–192, 2002.
- [126] A.E. SIEGMAN : *Lasers*, chapitre 28. University Science Books, 1986.
- [127] A. FERNANDEZ, P. MOREL et J.W.D CHI : Temporal and spectral properties of contra-propagating picosecond optical pulses in SOA. *Opt. Comm.*, 259(2):465–469, 2006.
- [128] J.E. BOWERS, P.A. MORTON, A. MAR et S.W. CORZINE : Actively mode-locked semiconductor lasers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 25(6):1426–1439, 1989.
- [129] R.J. MANNING, R. GILLER, X. YANG, R.P. WEBB et D. COTTER : SOAs for All-Optical Switching-Techniques for Increasing the Speed. *In ICTON 2007*, 2007.
- [130] J. HE et K.T. CHAN : All-optical actively modelocked fibre ring laser based on cross-gain modulation in SOA. *Electron. Lett.*, 38(24):1504–1505, 2002.
- [131] G.P. AGRAWAL : *Nonlinear Fiber Optics*, chapitre 2. Academic press, 3^{me} édition, 2001.
- [132] A.E. SIEGMAN : *Lasers*, chapitre 9. University Science Books, 1986.
- [133] K.W. DELONG, D.N. FITTINGHOFF et R. TREBINO : Practical issues in ultrashort laser-pulse measurements using frequency resolved optical gating. *IEEE J. Quantum Electron.*, 32(7):32(7) :1253–1263, 1996.
- [134] R. TREBINO, K.W. DELONG, D.N. FITTINGHOFF, J.N. SWEETSER, M.A. KRUNBÜGEL et B.A. RICKMAN : Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency resolved optical gating. *Review of Scientific Instruments*, 68(9):3277–3295, 1997.
- [135] K. OGAWA, D. KUNIMATSU, A. SUZUKI, S. ARAHIRA, Y. KATO et Y. OGAWA : Pulse characterisation of a quantum-well mode-locked laser diode by two-photon absorption frequency-resolved optical gating. *Optical and Quantum Electronics*, 33:727–733, 2001.
- [136] S. PITOIS, J. FATOME et G. MILLOT : Generation of a 160-GHz transform-limited pedestal-free pulse train through multiwave mixing compression of a dual-frequency beat signal. *Opt. Lett.*, 27(19):1729–1731, 2002.
- [137] C. IACONIS et I.A. WALMSLEY : Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses. *Opt. Lett.*, 23(10):792–794, 1998.
- [138] K.C. CHU, J.P. HERITAGE, R.S. GRANT, K.X. LIU, A. DIENES, W.E. WHITE et A. SULLIVAN : Direct measurement of the spectral phase of femtosecond pulses. *Opt. Lett.*, 20(8):904–906, 1995.

- [139] J. DEBEAU, B. KOWALSKI et R. BOITTIN : Simple method for the complete characterization of an optical pulse. *Opt. Lett.*, 23(22):1784–1786, 1998.
- [140] L.A. JIANG, M.E. GREIN, H.A. HAUS, E.P. IPPEN et H. YOKOYAMA : Timing jitter eater for optical pulse trains. *Opt. Lett.*, 28(2):78–80, 2003.
- [141] M. ATTYGALLE, A. NIRMALATHAS et H.F. LIU : Novel technique for reduction of amplitude modulation of pulse trains generated by subharmonics synchronous mode-locked laser. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 14(4):543–545, 2002.
- [142] D. Von der LINDE : Characterization of the noise in continuously operating mode-locked lasers. *Appl. Phys. B*, 39:201–217, 1986.
- [143] B. EDVOLD et L. GRUNER-NIELSEN : New technique for reducing the splice loss to dispersion compensating fiber. In *ECOC, Oslo, 1996*, pages 245–248, 1996.
- [144] D. OUZOUNOV, D. HOMOELLE, W. ZIPFEL, W.W. WEBB, A.L. GAETA et J.A. WEST : Dispersion measurements of microstructured fibers using femtosecond laser pulses. *Opt. Comm.*, 192:219–223, 2001.
- [145] H.T. SHANG : Chromatic dispersion measurement by white-light interferometry on metre-length single-mode optical fibers. *Electron. Lett.*, 17(17):603–605, 1981.
- [146] Roland Peter SCHREIECK : *Ultrafast dynamics in InGaAsP/InP optical amplifiers and mode locked laser diodes*. Thèse de doctorat, Universität Karlsruhe, 2001.
- [147] H.J. LEE, M. SOHN, K. KIM et H.G. KIM : Wavelength dependent performance of a wavelength converter based on cross-gain modulation and birefringence of a semiconductor optical amplifier. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 11(2):185–187, 1999.
- [148] I. WHITE, R. PENTY, M. WEBSTER, Y.J. CHAI, A. WONFOR et S. SHAHKOOR : Wavelength switching components for future photonic networks. *IEEE Comm. Magazine*, pages 74–81, 2002.
- [149] Pascal MOREL : *Modélisation des amplificateurs optiques à semi-conducteurs : du composant au système*. Thèse de doctorat, Université de Bretagne Occidentale, 2006.
- [150] X. FENG, Y. LIU, S. Yuan, G. KAI, Z. WEIGANG et Dong X. : Pulse-amplitude equalization in a rational harmonic mode-locked fiber laser using nonlinear modulation. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 16(8):1813–1815, 2004.
- [151] K. TAMURA et M. NAKAZAWA : Dispersion tuned harmonically mode-locked fiber ring laser for self-synchronization to an external clock. *Opt. Lett.*, 21(24):1984–1986, 1996.
- [152] W. ZHANG, S. JUNQIANG, W. JIAN et L. LEI : Multiwavelength mode-locked fiber ring laser based on reflective semiconductor optical amplifiers. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 19(19):1418–1420, 2007.
- [153] J.W. LOU, T.F. CARRUTHERS et M. CURRIE : 4x10 GHz Mode-Locked Multiple-Wavelength Fiber Laser. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 16(1):51–53, 2004.

- [154] L.F.K. LUI, L. XU, C.C. LEE, P.K.A. WAI, H.Y. TAM et C. LU : All-optical clock recovery using erbium-doped fiber laser incorporating an electro-absorption modulator and a linear optical amplifier. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 19(10):720–722, 2007.
- [155] K. VLACHOS, G. THEOPHILOPOULOS, A. HATZIEFREMIDIS et H. AVRAMOPOULOS : 30 Gb/s all-optical clock recovery circuit. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 12(6):705–707, 2000.
- [156] S. FU, M. TANG, W. ZHONG, Y.J. WEN et P. SHUM : All-optical NRZ-DPSK clock recovery using chromatic-dispersion-induced clock tone. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 19(12):925–927, 2007.
- [157] M. MATSUMOTO : Performance analysis and comparison of optical 3R regenerators utilizing self-phase modulation in fibers. *J. Lightwave Technol.*, 22(6):1472–1482, 2004.
- [158] P.V. MAMYSHEV : All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect. In *ECOC, Madrid, 1998*, pages 475–476, 1998.
- [159] T.N. NGUYEN, M. GAY, L. BRAMERIE, T. CHARTIER et J.C. SIMON : Noise reduction in 2R-regeneration technique utilizing self-phase modulation and filtering. *Opt. Exp.*, 14(5):1737–1747, 2006.
- [160] C. BINTJAS, K. YIANNOPOULOS, N. PLEROS, G. THEOPHILOPOULOS, M. KALYVAS, H. AVRAMOPOULOS et G. GUEKOS : Clock recovery circuit for optical packets. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 14(9):1363–1365, 2002.
- [161] H. DE BELLESCIZE : La réception synchrone. *L'Onde Électrique*, pages 230–240, 1932.
- [162] C. WARE, R. GABET et D. ERASME : Opto-electronic phase-locked loop using four-wave mixing in a semiconductor optical amplifier. In *CLEO/Europe'03*, 2003.
- [163] I.D. PHILLIPS, A. GLOAG, D.G. MOODIE, N.J. DORAN, I. BENNION et A.D. ELLIS : Drop and insert multiplexing with simultaneous clock recovery using an electroabsorption modulator. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 10(2):291–293, 1998.
- [164] R. SALEM, A.A. AHMADI, G.E. TUDURY, G.M. CARTER et T.E. MURPHY : Two-photon absorption for optical clock recovery in OTDM networks. *IEEE J. Lightwave Technol.*, 24(9):3353–3362, 2006.
- [165] V. RONCIN, A. O'HARE, S. LOBO, E. JACQUETTE, L. BRAMERIE, P. ROCHARD, Q.T. LE, M. GAY, E. JACQUETTE, J.C. SIMON, A. SHEN, J. RENAUDIER, F. LELARGE et G.H. DUAN : Multi-Data-Rate system performance of a 40-GHz all optical clock-recovery based on a quantum-dot Fabry-Pérot laser. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 19(19):1409–1411, 2007.
- [166] J. RENAUDIER, B. LAVIGNE, F. LELARGE, M. JOURDRAN, B. DAGENS, O. LEGOUZIGOU, P. GALLION et G.H. DUAN : Standard-compliant jitter transfer function of all-optical clock-recovery at 40 GHz based on a quantum-dot self-pulsating semiconductor laser. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 18(11):1249–1251, 2006.

- [167] I. MONFILS, C. ITO et J.C. CARTLEDGE : 10 Gbits/s all-optical clock recovery using three-section DFB laser with optical feedback. *Electron. Lett.*, 41(24):1342–1343, 2005.
- [168] J. HE et K.T. CHAN : Wavelength-switchable all optical clock recovery at 10Gbits based on semiconductor fiber ring laser. *Opt. Express*, 13(1):327–335, 2005.
- [169] T. WANG, C. LOU, L. HUO, Z. WANG et Y. GAO : Combination of comb-like filter and SOA for preprocessing to reduce the pattern effect in the clock recovery. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 16(2):614–616, 2004.
- [170] K.L. HALL, D.T. MORIARTY, H. HAKIMI, F. HAKIMI, B.S. ROBINSON et K.A. RAUSCHENBACH : An ultrafast variable optical delay technique. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 12(2):208–210, 2000.
- [171] C. JOHNSON, K. DEMAREST, C. ALLEN, R. HUI, K.V. PEDDANARAPPAGARI et B. ZHU : Multiwavelength all-optical clock recovery. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 11(7):895–897, 1999.
- [172] T. HOUBAVLIS, K. E. ZOIROU, M. KALYVAS, G. THEOPHILOPOULOS, C. BINTJAS, K. YIANNOPOULOS, N. PLEROS, K. VLACHOS, H. AVRAMOPOULOS, L. SCHARES, L. OCCHI, G. GUEKOS, J.R TAYLOR, S. HANSMANN et W. MILLER : All-optical signal processing and applications within the esprit project DO ALL. *J. Lightwave Technol.*, 23(2):781–801, 2005.
- [173] L. SCHARES, L. OCCHI, G. GUEKOS et H. MELCHIOR : Stability and jitter of 10-GHz fiber ring laser using a Mach-Zehnder interferometer with integrated SOAs. *In Proc. Optical Amplifiers and Their Applications (OAA'02)*, 2002.
- [174] T. SAKAMOTO : Polarization insensitive all-optical time division demultiplexing using four-wave mixer with a peak holding optical phase locked loop. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 16(2):563–565, 2004.
- [175] P.J. WINZER, G. RAYBON, C.R. DOERR, M. DUELK et C. DORRER : 107-Gb/s optical signal generation using electronic time-division multiplexing. *J. Lightwave Technol.*, 24(8):3107–3113, 2006.
- [176] W.W. TANG, M.P. FOK et C. SHU : 10 GHz pulses generated across a 100 nm tuning range using a gain-shifted mode-locked SOA ring laser. *Opt. Exp.*, 14(6):603–605, 2006.
- [177] A. FERNANDEZ, C. LU et J.W.D CHI : All-optical clock recovery and pulse reshaping using semiconductor optical amplifier and dispersion compensating fiber in a ring cavity. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 20(13):1148–1150, 2008.
- [178] X. DONG, P. SHUM, N.Q. NGO et C.C. CHAN : Largely tunable CFBG-based dispersion compensator with fixed center wavelength. *Opt. Exp.*, 11(22):2970–2974, 2003.
- [179] R.A. FISHER et W.K BISCHEL : The role of linear dispersion in plane-wave self-phase modulation. *Appl. Phys. Lett.*, 23:661, 1973.
- [180] L. MANDEL et E. WOLF : *Optical coherence and quantum optics*. Cambridge University Press, 1995.

-
- [181] A. BOSE : Dynkin's method of computing the terms of the Baker-Campbell-Hausdorff series. *J. Math. Phys.*, 30(9):2035, 1989.
- [182] H.A. HAUS : The master equations of mode-locking. *In CLEO'99*, 1999.

Table des figures

1.1	Configurations possibles d'une cavité laser.	12
1.2	Spectres du gain et des pertes de la cavité laser, emplacement des modes longitudinaux et sortie du laser en fonctionnement multimode fréquentiel.	13
1.3	Spectres du gain et des pertes de la cavité laser, emplacement des modes longitudinaux et sortie du laser en fonctionnement monomode fréquentiel.	13
1.4	Sortie d'un laser à blocage de modes avec relation de phase constante entre modes adjacents.	15
1.5	Sortie d'un laser à modes non-bloqués avec une relation de phase aléatoire entre modes adjacents. On obtient un laser multimode (laser CW).	15
1.6	Une configuration simple de laser Fabry-Pérot à blocage de modes actif.	16
1.7	Une configuration simple de laser Fabry-Pérot à blocage de modes passif.	18
1.8	Spectroscopie ultra-rapide sous forme de montage pompe-sonde.	28
2.1	Schéma représentant le laser tout-optique à blocage de modes actif par modulation d'amplitude (AM).	32
2.2	Principe du blocage de modes harmonique basé sur la modulation croisée du gain (XGM).	32
2.3	Principe du blocage de modes rationnel harmonique d'ordre 2.	34
2.4	Schéma bloc décrivant la modélisation auto-évolutive et itérative de notre laser à blocage de modes.	36
2.5	Schéma de la section transverse d'une fibre à saut d'indice et de sa distribution d'indice.	37
2.6	Profil spectral de l'atténuation d'une fibre de silice.	38
2.7	Illustration schématique de la méthode split-step Fourier utilisée pour les simulations numériques.	41
2.8	Schéma d'un SOA à guidage par l'indice.	42
2.9	Identification expérimentale de la puissance de saturation à l'entrée et à la sortie du SOA utilisé dans le chapitre 4.	43
2.10	Allure spectrale du gain du SOA.	44
2.11	Réponse impulsionnelle du gain du SOA.	47
2.12	Illustration de la propagation bidirectionnelle dans le SOA.	48
2.13	Illustration de la méthode TEM.	51
2.14	Illustration de l'émission spontanée amplifiée (ESA) du SOA.	52

2.15	Illustration de la modélisation simplifiée de l'ESA.	53
2.16	Description d'un bruit blanc gaussien employé dans la simulation.	54
2.17	Fonction de transfert d'un modulateur de type Mach-Zehnder en fonction de la tension de polarisation.	55
2.18	Profil normalisé d'un signal optique continu modulé en amplitude à 10 GHz	56
2.19	Schéma bloc décrivant la modélisation de la propagation d'un signal optique au travers d'un filtre passe-bande.	57
2.20	Comparaison de la fonction de transfert de filtrage $\tilde{H}_{FPB}(\nu)$ du modèle, avec la fonction de transfert de notre filtre relevée expérimentalement.	57
3.1	Schéma proposé pour la modélisation de la propagation unidirectionnelle d'impulsions dans un SOA.	63
3.2	Profil temporel et fréquence instantanée d'une impulsion initialement gaussienne non-chirpée amplifiée par un SOA ayant un gain petit-signal respectif de 20 dB et 30 dB	65
3.3	Profil spectral associé aux enveloppes temporelles de la Fig. 3.2(a).	65
3.4	Gain intégral $h(\tau)$ perçu par une impulsion gaussienne non-chirpée à l'issue de sa traversée du SOA pour un gain petit-signal respectif de 20 dB et 30 dB	66
3.5	Dynamique des porteurs dans le SOA dans le cas où une unique impulsion s'y propage.	68
3.6	Élargissement relatif en % de la largeur FWHM temporelle ($\Delta T/T$) et spectrale ($\Delta F/F$) entraînant la dégénérescence du produit $\Delta f \Delta t$ de l'impulsion.	68
3.7	Schéma utilisé pour la modélisation de la collision d'impulsions dans un SOA.	69
3.8	Profil temporel et spectral d'une impulsion de 14 ps avant et après collision.	70
3.9	Dynamique des porteurs relative à la collision d'impulsions de largeur FWHM initiale $T_0 = 14\text{ ps}$ où l'impulsion $-z$ est retardée de 2 ps	71
3.10	Compression $\Delta T/T$ d'une impulsion par collision, en fonction du retard de l'impulsion $-z$ et de la largeur FWHM T_0 des impulsions entrant en collision.	72
3.11	Produit $\Delta f \Delta t$ de l'impulsion sortante $+z$ en fonction du retard de l'impulsion $-z$	72
3.12	Formes temporelle et spectrale normalisées d'une impulsion gaussienne non-chirpée d'une largeur FWHM de 8 ps , amplifiée par un SOA de gain petit-signal de 20 dB dans le cas avec et sans collision avec une impulsion gaussienne contra-propagatrice retardée de 5 ps	73
3.13	Même résultat que la Fig. 3.8 avec une impulsion entrante possédant un chirp linéaire : $C = 0$; $C = +5$; $C = -5$	74
3.14	Profil respectif du chirp de l'impulsion entrante et sortante.	75
3.15	Illustration de la modulation du gain du SOA autour des pertes intracavité, par un signal externe.	76

3.16	Schéma bloc du dispositif expérimental dédié à la mesure du gain du SOA en régime statique.	77
3.17	Profil spectral de notre laser DFB continu et illustration de la méthode de mesure du gain du SOA.	78
3.18	Mesure expérimentale du gain du SOA en fonction de la puissance optique incidente.	79
3.19	Mesure expérimentale du gain du SOA en fonction de la puissance optique sortante.	80
3.20	Schéma bloc du modèle décrivant un laser à blocage de modes fibré, ayant une cavité de dispersion totale $D_{tot} = +0,33 ps nm^{-1}$	81
3.21	Évolution d'un bruit blanc gaussien vers un train d'impulsions stabilisé.	82
3.22	L'atténuation de $3 dB$ de la puissance moyenne du signal externe, à compter du 350 ^{ième} tour de cavité, entraîne la perte du blocage de modes observé dans la Fig. 3.21.	83
3.23	Allures temporelle et spectrale illustrant le train d'impulsions obtenu à l'état stationnaire dans le cas d'une cavité laser fibrée à faible dispersion positive $D_{tot} = +0,33 ps nm^{-1}$	84
3.24	Profil temporel de l'impulsion stabilisée et sa fréquence instantanée.	85
3.25	Profil temporel de l'enveloppe stabilisée relevé à trois endroits de la cavité.	85
3.26	Résultat de simulation en régime stationnaire illustrant un élargissement de 7% de l'impulsion, suite à son passage dans 20 m de SMF.	86
3.27	Schéma désignant les points de collecte des signaux $+z$ et $-z$ dans le SOA.	87
3.28	Résultats numériques illustrant le gain intégral $h(\tau)$ perçu par l'impulsion propagatrice stabilisée à l'issue de son passage dans le SOA.	88
3.29	Observation des signaux $+z$ et $-z$ respectivement en $z = 0$, $z = L/3$, $z = 2L/3$ et $z = L$	89
3.30	Illustration dans le domaine temporel et spectral des effets induits par le SOA en régime stationnaire.	90
3.31	Mêmes résultats de simulation que ceux de la Fig. 3.21, mais sans le filtre passe-bande.	91
3.32	Le retrait du filtre passe-bande à compter du 1500 ^{ième} tour de cavité entraîne la dégénérescence progressive du spectre et donc la perte du blocage de modes.	92
3.33	Comparaison de la soustraction spectrale normalisée issue du filtre à celle issue du SOA (Fig. 3.30(b)).	93
3.34	Profil temporel normalisé des impulsions stabilisées obtenues par simulation, en fonction de la dispersion totale de la cavité.	94
3.35	Profil temporel du train d'impulsions généré à partir d'une cavité de dispersion totale $-24,7 ps nm^{-1}$. Les autres paramètres sont identiques à ceux de la Fig. 3.24.	95
3.36	Profil spectral du train d'impulsions stabilisé.	96
3.37	Fitting de l'impulsion obtenue par une fonction gaussienne et sécante hyperbolique.	97

3.38	D'un tour de cavité à l'autre l'impulsion stabilisée perçoit alternativement un gain intégral normalisé $h(\tau)$ renversé (Fig. 3.38(a)).	98
4.1	Schéma de mesure du profil temporel d'une impulsion par la technique d'autocorrélation basée sur la génération d'harmoniques d'ordre 2.	103
4.2	Schéma de mesure à l'oscilloscope à échantillonnage optique (OSO) de la forme temporelle d'un train d'impulsions à 10 GHz	105
4.3	Illustration du schéma expérimental destiné à la mesure du chirp d'un train d'impulsions à 10 Gb/s par l'OCSA.	107
4.4	Schéma d'un train d'impulsions bruité.	107
4.5	À gauche : Trace du train d'impulsions donné par l'oscilloscope à échantillonnage optique (OSO) où sont illustrés la fluctuation d'amplitude (vertical) et la gigue temporelle (horizontal). À droite : Dispositif de mesure de la gigue temporelle par l'OSO.	108
4.6	Schéma de mesure de la gigue temporelle par l'intermédiaire de la mesure du bruit de phase par l'analyseur de spectre électrique (ASE).	109
4.7	L'échantillon de fibre DCF est inséré dans la cavité constituée de fibres SMF.	110
4.8	Schéma décrivant le principe de mesure de la dispersion chromatique et des pertes d'insertion de notre échantillon de DCF par le PPA (Photonic all-Parameter Analyzer).	112
4.9	Montage expérimental du laser à modes bloqués.	113
4.10	Schéma illustrant la mesure simultanée de l'enveloppe spectrale et temporelle du train d'impulsions.	115
4.11	Profil temporel du train d'impulsions généré à 10 GHz	115
4.12	Spectre optique du train d'impulsions décrit par la Fig. 4.11.	116
4.13	Spectre RF du train d'impulsions illustré dans la Fig. 4.11 et Fig. 4.12.	117
4.14	Profils de la fréquence instantanée et de l'enveloppe de l'impulsion obtenus par l'OCSA.	117
4.15	Mesure de la fréquence instantanée de l'impulsion à modes bloqués pour différentes valeurs du courant de pompage du SOA, I_{SOA}	118
4.16	Mesure de la puissance moyenne du signal contra-propagatif en fonction de la position du filtre passe-bande et de l'intensité de pompage du SOA.	119
4.17	Mesure de la puissance moyenne du signal contra-propagatif nécessaire à l'obtention d'un train d'impulsions à modes bloqués en fonction de la longueur d'onde de sa porteuse et de la position du filtre passe-bande dans la cavité laser.	120
4.18	Mesure de la largeur FWHM et de l'amplitude des impulsions sortantes en fonction de la position du filtre dans la bande C.	121
4.19	Produit $\Delta f \Delta t$ et gigue temporelle des impulsions sortantes en fonction de la position du filtre dans la bande C.	121
4.20	Blocage de modes rationnel harmonique d'ordre 2.	122
4.21	Blocage de modes rationnel harmonique du 3 ^{eme} ordre.	123

4.22	Train d'impulsions obtenu en insérant 192 m de fibre DCF dans la cavité laser.	123
4.23	Profil temporel mesuré de l'impulsion obtenu en insérant 192 m de fibre DCF dans la cavité laser.	124
4.24	Spectre optique mesuré de l'impulsion obtenue en insérant 192 m de fibre DCF dans la cavité laser.	125
4.25	Fréquence instantanée et enveloppe temporelle obtenue par l'OCSA. . .	125
4.26	Adaptation de la porteuse du laser à blocage de modes à l'augmentation de la longueur de la cavité.	126
4.27	Développement sur la Fig. 4.26.	128
4.28	Illustration de l'auto-synchronisation du laser aux fluctuations de la longueur de la cavité.	129
4.29	Évolution de la porteuse du laser en fonction des fluctuations du taux de répétition du signal externe modulé à 10 GHz.	130
4.30	Schéma explicatif de l'auto-synchronisation au flux de données.	132
4.31	Description des étapes de la régénération 3R d'un signal optique NRZ à 10 Gb/s.	135
4.32	Montage expérimental pour la récupération d'horloge d'un signal optique PRBS au format RZ.	137
4.33	Illustration du procédé employé pour générer un signal PRBS au format RZ entre 8 et 12,5 GHz.	138
4.34	Rajout d'un bruit d'ESA au signal PRBS.	139
4.35	Diagramme temporel de la donnée PRBS entrante à 10 Gb/s et du signal d'horloge récupéré.	140
4.36	Enveloppes temporelle et spectrale du signal d'horloge.	141
4.37	Profil temporel et fréquence instantanée de l'impulsion d'horloge.	141
4.38	Spectre RF de l'horloge mesuré par l'ASE avec une résolution de 300 Hz.	142
4.39	Largeur temporelle et produit $\Delta f \Delta t$ de l'horloge récupérée en fonction de la longueur d'onde des données PRBS.	143
4.40	Montage pour la mesure du taux d'erreurs binaires (BER).	144
4.41	Mesure du BER pour un signal PRBS de longueur $2^{31} - 1$	145
A.1	Illustration de la méthode split-step Fourier symétrique.	155
B.1	Schéma bloc du laser décrit par la "Master equation".	160
C.1	Spectre d'intensité d'un train d'impulsions bruité.	164
C.2	Gigue temporelle et fluctuation d'amplitude à la n ^{ième} harmonique du spectre d'intensité.	166

Résumé

Mots clefs : Laser à blocage de modes, Amplificateur optique à semi-conducteurs (SOA), Fibre à compensation de dispersion (DCF), Récupération d'horloge, Impulsions picosecondes, Équations de propagation, Modélisation dynamique.

Cette thèse est basée sur l'étude des propriétés d'un laser fibré à blocage de modes actif opérant à un taux de répétition supérieur à 10 Gb/s . Par laser fibré nous entendons que la fibre optique fait partie intégrante de la cavité optique de notre laser. Elle joue le rôle de milieu de propagation du signal optique reliant chaque composant de la cavité laser. Ce laser comporte aussi un amplificateur optique à semiconducteurs (SOA) comme milieu amplificateur, dont le gain est modulé par un signal optique externe.

L'objectif de ces travaux consiste à proposer une méthode élégante, simple et bas coût, de génération tout-optique d'impulsions "propres" dédiées à la télécommunication optique. Par impulsions "propres", nous entendons une impulsion se rapprochant au mieux d'une forme mathématique reconnue intéressante à la propagation dans une fibre comme la fonction soliton ou la gaussienne limitées par la diffraction.

L'hypothèse qu'une forte dispersion négative de la cavité laser, produite par l'insertion d'une fibre à dispersion négative, pouvant largement contribuer à améliorer les propriétés de fonctionnement du laser et des impulsions générées, a constitué la motivation majeure à l'élaboration de ce projet de thèse. Cette étude propose une approche à la fois théorique et expérimentale.

Abstract

Keywords : Mode-locked laser, Semiconductor optical amplifier (SOA), Dispersion compensating fibre (DCF), Clock recovery, Picosecond pulses, Propagation equation, Dynamic model.

This thesis is based on the study of an active mode-locked laser operating at a repetition rate below 10 Gb/s . The ring cavity of this laser is made with optical fibre acting as a propagating medium for optical pulses. This laser includes a semiconductor optical amplifier (SOA) whose gain is modulated by an external optical signal.

The goal of this thesis is to put forward a cheap, simple, and elegant method to generate all-optical "clean" pulses dedicated to optical telecommunication. By "clean" pulses, we mean a pulse which fits a mathematical equation which is known to be interesting for fibre propagation, such as the transform limited soliton or gaussian functions.

The assumption that a laser with a strong negative dispersion ring cavity, produced by a dispersion compensating fibre, may widely contribute to increasing the laser and pulse properties prompted the elaboration of this project. In this study we offer a theoretical and experimental approach.