

**THÈSE DE DOCTORAT DE L'ÉTABLISSEMENT UNIVERSITÉ DE BOURGOGNE
FRANCHE-COMTÉ**

**PRÉPARÉ AU LABORATOIRE INTERDISCIPLINAIRE CARNOT DE
BOURGOGNE**

École doctorale n° 553
Carnot Pasteur

Doctorat de physique

Par

M. Saïd HAMDI

**Développement de lasers à fibre dopée thulium
ultra-rapides - Perspectives pour la nanophotonique à
2 μm**

Thèse présentée et soutenue à Dijon, le 16 décembre 2021.

Composition du Jury :

Pr. Frédéric SMEKTALA	Professeur, UBFC	Président
Pr. François SANCHEZ	Professeur, Uni. d'Angers	Rapporteur
Dr. Alessandro TONELLO	Maître de conférence HDR, Uni. de Limoge	Rapporteur
Pr. Thierry CHARTIER	Professeur, Univ. de Rennes 1	Examineur
Dr. Antoine MONMAYRANT	Chargé de recherche, LAAS-CNRS	Examineur
Pr. Philippe GRELU	Professeur, UBFC	Directeur de thèse
Dr. Aurélien COILLET	Maître de conférence, UBFC	Directeur de thèse

Remerciements :

Ce travail de thèse a été réalisé grâce au financement du projet ANR JCJC CoMu-Sim au sein du laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne de l'Université de Bourgogne Franche-Comté.

Je tiens tout d'abord à exprimer ma reconnaissance à M. Aurélien COILLET de m'avoir proposé ce sujet de thèse. J'aimerais lui exprimer ainsi qu'à M. Philippe GRELU mes sincères remerciements pour m'avoir encadré et guidé durant ces années de thèse. Je tiens également à remercier M. Benoit CLUZEL d'avoir répondu à mes attentes et contribué à l'encadrement scientifique de ce travail. J'aimerais également remercier nos collaborateurs de la plate-forme MIMENTO et du laboratoire CEA Leti pour leur contributions dans la réalisation de ces travaux de recherche. Je remercie vivement François SANCHEZ, Alessandro TONELLO, Thierry CHARTIER, Antoine MONMAYRANT et Frédéric SMEKTALA pour leur présence au jury d'examen et pour l'attention particulière qu'ils ont portée à ce travail.

Ce travail a bénéficié du soutien de mes collègues de travail qui ont assuré une bonne ambiance au sein du groupe. Je tiens également à remercier mes amis et proches qui sont toujours restés à mes côtés. En particulier, j'aimerais chaleureusement remercier Manon pour m'avoir soutenu durant toutes ces années de thèse.

Le mot de la fin revient à mes Parents et mes Sœurs qui m'ont toujours accompagné et encouragé dans tout ce que j'ai entrepris pour progresser plus dans ma vie professionnelle. Je vous remercie infiniment pour tout ce que vous faites pour moi.

On est parti ensemble,
On va arriver ensemble.
On a commencé ensemble,
On va finir ensemble.

À mon père.

Titre : Développement de lasers à fibre dopée thulium ultra-rapides - Perspectives pour la nanophotonique à $2\ \mu\text{m}$.

Mots clés : lasers à fibre, fibres optiques, solitons dissipatifs, micro-résonateurs silicium, nanophotonique.

Résumé : Le développement de sources impulsionnelles hautement cohérentes autour de la longueur d'onde de $2\ \mu\text{m}$ est un sujet particulièrement dynamique du fait d'un grand nombre d'applications potentielles. En particulier, ces sources seront utiles pour les télécommunications optiques, la bande autour de $2\ \mu\text{m}$ étant perçue comme la plus prometteuse pour l'augmentation des capacités de transmission. Dans ce contexte, les lasers à fibres à verrouillage de modes passif apparaissent comme une des voies les plus prometteuses, en particulier grâce à leur très grande cohérence et leur compatibilité intrinsèque avec les systèmes de télécommunication.

L'étude des lasers fibrés à $1,55\ \mu\text{m}$ est l'une des spécialités du laboratoire, et l'évolution vers la longueur d'onde $2\ \mu\text{m}$ suit la tendance globale du laboratoire à déplacer les activités de recherche plus loin dans l'infrarouge.

Dans un premier temps, ma thèse a porté sur la transposition des techniques de verrouillage de modes en lasers à fibres connues à $1,55\ \mu\text{m}$ vers $2\ \mu\text{m}$, afin d'étudier les dynamiques spécifiques des impulsions générées en lien avec la montée en longueur d'onde et les caractéristiques propres des amplificateurs et fibres optiques adaptés. Le verrouillage de modes par évolution non-linéaire de la polarisation et la richesse des dynamiques impulsionnelles résultantes seront étudiés en premier lieu, mais d'autres configurations plus complexes basées sur les interféromètres de Sagnac non-linéaires (NOLM et NALM) vont être présentées.

Dans un second temps, nous étudierons l'intégration de composants de nanophotonique en silicium comme élément permettant le verrouillage de modes. Le silicium sur isolant est en effet une plateforme particulièrement adaptée pour l'optique non-linéaire à $2\ \mu\text{m}$ puisque l'absorption à 2 photons devient quasiment négligeable. En particulier, le verrouillage de modes harmonique en utilisant des résonateurs en anneaux sur silicium sera étudié, pour obtenir des taux de répétition de l'ordre de 50 GHz, compatibles avec les applications de télécommunications optiques.

Title : Development of ultra-fast thulium-doped fiber lasers - Prospects for 2 μm -nanophotonics.

Keywords : fiber lasers, optical fibers, dissipative solitons, silicon microresonators, nanophotonics.

Abstract : Developing highly coherent pulsed sources around the 2 μm wavelength has been a particularly dynamic field of research in the last couples of years, due to its numerous applications. In optical telecommunication, the wavelength range around 2 μm is one of the most promising solutions to increase the transmission capacity past the current technological bottleneck. In this context, passively mode-locked fiber lasers appear as a high potential solution for cheap laser sources, due to their very high coherence and intrinsic compatibility with telecommunication systems.

Passively mode-locked fiber lasers at 1,55 μm and their ultrafast dynamics is one of the specialty of the ICB laboratory, and the aim is now to translate this expertise further in the infrared, around 2 μm by taking advantage of the optical gain of thulium-doped fibers. This move toward the 2 μm wavelength is a current goal of the laboratory, with several research group undergoing the same transition.

The first goal of the PhD. project is to transpose the techniques used in the lab from 1,55 μm to 2 μm , including the various characterization experiments (spectrum measurements, auto-correlation, fast photodiode, ...). This work will lead to the study of the dynamics of pulse generation around 2 μm with its similarities and differences compared to the 1,55 μm case. Various mode-locking schemes will be studied, including nonlinear polarization evolution, nonlinear optical loop mirrors, ...

The second part of my thesis will consist in including a micro-resonator within a fiber laser cavity and obtain a stable mode-locking. Silicon on insulator will be the main platform for this study, as its processing is well-mastered, its nonlinear effective index is very high with relatively low two-photon absorption at 2 μm . On-chip high-Q microresonators will act as saturable absorbers leading to harmonic mode-locking with repetition rates around 50 GHz, suitable for telecommunication applications.

Table des matières

Introduction générale	2
1 Lasers à fibre optique	8
1.1 Introduction au chapitre	8
1.2 Propriétés linéaires associées à la propagation dans une fibre optique	8
1.3 Le laser à fibre	17
1.3.1 Principe de fonctionnement général du laser	17
1.3.2 L'architecture d'un laser à fibre	19
1.3.3 Les principaux avantages et inconvénients des lasers à fibre	21
1.4 Le laser à fibres optiques émettant autour de $2\ \mu\text{m}$	24
1.4.1 Les fibres dopées pour l'émission autour de $2\ \mu\text{m}$	24
1.4.2 Spécificités du domaine optique autour de la longueur d'onde de $2\ \mu\text{m}$	31
1.4.3 Besoins et applications des sources lasers à $2\ \mu\text{m}$	33
1.5 Conclusion	42
2 Génération d'impulsions optiques ultra-courtes	44
2.1 Introduction au chapitre	44
2.2 Les non-linéarités de la fibre optique passive	44
2.2.1 L'effet Kerr	45
2.2.2 Equation de Schrödinger non-linéaire	48
2.2.3 Le soliton hamiltonien	49
2.3 Le verrouillage de modes en cavité laser	50
2.3.1 Principe de fonctionnement et génération d'impulsions	50
2.3.2 Le soliton optique dissipatif	52
2.4 Méthodes de verrouillage de modes	53
2.4.1 Le verrouillage de modes actif	54
2.4.2 Le verrouillage de modes passif	55
2.4.3 Verrouillage de modes par évolution non-linéaire de la polarisation (ENLP)	59
2.4.4 Verrouillage de modes par un miroir de Sagnac non-linéaire	60
2.5 Dynamiques dissipatives en cavité laser	64
2.5.1 Perturbations périodiques / Rayonnement / Bandes spectrales de Gordon-Kelly	64
2.5.2 Dynamiques multi-solitons	66
2.6 Conclusion	72

Table des matières

3	Éventail des dynamiques impulsionnelles	74
3.1	Introduction au chapitre	74
3.2	Caractérisation expérimentale	74
3.2.1	La transformée de Fourier dispersive (DFT)	76
3.3	Les différentes cavités laser étudiées	80
3.3.1	Le montage expérimental basé sur l'ENLP	80
3.3.2	Le NOLM	82
3.3.3	Le NALM	83
3.4	Le verrouillage de modes fondamental	84
3.5	Les molécules de solitons	88
3.5.1	Molécule de solitons stable	89
3.5.2	Oscillations d'une molécule de solitons	89
3.5.3	Régime transitoire d'une molécule de solitons	93
3.5.4	Formation et dissociation d'une molécule solitons	93
3.5.5	Oscillations périodiques multiples d'une molécule de solitons	97
3.5.6	Rayonnement intense et périodique des bandes latérales de Gordon-Kelly	97
3.5.7	Perspective de caractérisation complémentaire avec une corrélation non-linéaire de type II	98
3.6	Dynamiques multi-impulsionnelles des solitons dissipatifs en cavité laser	100
3.6.1	Patterns multi-impulsionnels stationnaires	101
3.6.2	Le verrouillage de modes harmonique	101
3.6.3	Le <i>Q-Switch Mode-Locking</i> (QSML)	103
3.6.4	L'émission d'impulsions laser à plusieurs longueurs d'onde distinctes	105
3.6.5	Auto-organisation des impulsions en paquets stationnaires	108
3.6.6	Éjection de solitons	111
3.7	Conclusion	112
4	Composants nano-photoniques pour la génération d'impulsions en cavités laser fibrées autour de 2 μm	114
4.1	Contexte et objectif	114
4.2	Résonateur à fibre en anneau dans une cavité laser	117
4.3	Développement des composants nano-photoniques pour la génération d'effets non-linéaires	120
4.3.1	Fabrication des composants nano-photoniques	121
4.3.2	Modélisation d'un guide d'onde ruban	122
4.3.3	Réseaux coupleurs	124
4.3.4	Micro-résonateurs	127
4.4	Les sources lasers pour la caractérisation des composants à 2 μm	130
4.4.1	Laser continu (CW) accordable autour de 2 μm	130
4.4.2	Source à émission spontanée amplifiée (ASE) autour de 2 μm	131
4.5	Caractérisation des composants	132
4.5.1	Caractérisation des pertes	132
4.6	Conclusion	139

Table des matières

Conclusion générale	140
Bibliographie	144

Table des matières

Introduction générale

Depuis l'invention du premier laser, le laser à rubis [1], par le physicien Théodore Maiman en 1960, les lasers n'ont pas cessé de se développer. En particulier, le laser à fibres optiques a connu un essor remarquable quelques années plus tard, offrant une large gamme d'applications tant dans la recherche que pour l'industrie.

Quelques facteurs principaux ont permis la révolution de la technologie des lasers à fibres. D'un côté, on note les grandes avancées conceptuelles : le développement de nouvelles architectures laser, de systèmes de détection novateurs, d'absorbants saturables à effet Kerr et l'apparition des fibres à compensation de dispersion. D'un autre côté, on peut citer les grandes avancées technologiques telles que l'amélioration des procédés de fabrication des fibres optiques, la diminution de leur coût et l'augmentation de l'efficacité de pompage grâce à la fiabilité des diodes lasers ou lasers à semi-conducteurs [2, 3]. En effet, le développement de composants totalement fibrés et les propriétés de guidage de la lumière intrinsèques aux fibres optiques permettent de fabriquer facilement des cavités laser fibrées avec peu de pertes. La maîtrise de la fabrication des fibres dopées aux ions actifs terres rares pour l'amplification du signal vient conforter la révolution des lasers à fibres [4, 5, 6, 7].

Le gain acquis, en utilisant la fibre optique comme milieu amplificateur, peut atteindre des valeurs largement supérieures à celles obtenues dans les lasers solides et dans d'autres familles de lasers [8, 9, 10]. De plus, les lasers à fibre commencent à surpasser les lasers à semi-conducteurs en terme d'efficacité [11], ce qui vient conforter les nombreux avantages qu'ils offrent pour une large gamme d'applications. Le développement de composants d'optique fibrée adaptés aux télécommunications et l'aisance de manipulation des fibres optiques facilitent la conception des lasers fibrés, réduisent leur encombrement et abaissent leur coût.

Les fibres dopées terres rares présentent une large bande de gain, ce qui permet la réalisation de sources accordables ou la génération d'impulsions ultracourtes. Dans les années 2000, les lasers à fibres dopées à l'erbium (Er) ont connu un grand succès dans le domaine des télécoms à 1,55 μm . L'utilisation de l'ytterbium (Yb) comme dopant vient continuer l'essor des lasers à fibres avec des sources délivrant de fortes puissances à 1 μm . Depuis peu, les lasers à fibres dopées au thulium (Tm) et/ou à l'holmium (Ho) suscitent une attention particulière, du fait de leurs grandes largeurs spectrales de gain, l'ion thulium couvrant une gamme de longueurs d'ondes de 1,8 à 2,1 μm , et l'holmium qui permet d'atteindre 2,3 μm . Il a aussi été démontré que ces fibres dopées peuvent permettre la fabrication de sources lumineuses de haute puissance et très efficaces près de 2 μm . Les lasers à fibres dopées aux ions thulium sont déjà utilisés pour une grande

variété d'applications, notamment pour la spectroscopie, la médecine, le lidar, la télédétection et la génération de sources lumineuses opérant dans l'infrarouge et l'infrarouge moyen par extension spectrale (génération de supercontinuum). Ils pourraient également être utilisés dans le domaine des télécommunications optiques en réseau urbain, pour lequel la grande bande passante du thulium permet d'obtenir des débits d'informations plus élevés, sur de courtes distances, qu'avec les amplificateurs dopés erbium. De plus, le thulium permet d'obtenir une amplification optique dans la bande S autour de 1470 nm des télécommunications optiques [12, 13, 14]. Les amplificateurs à fibres dopées erbium sont utilisés pour l'amplification optique dans la bande C (1530-1565), grâce au thulium les amplificateurs à fibres dopés aux ions terres rares permettraient alors d'étendre la bande spectrale d'amplification à la bande S+C.

Le choix de l'architecture de la cavité laser dépend de la nature continue ou impulsionnelle du laser qu'on cherche à développer. Le fonctionnement d'un laser en régime impulsionnel est principalement réalisé par deux méthodes : le déclenchement (*Q-switching*) par modulation de pertes et le verrouillage de modes (*Mode-locking*). Le verrouillage de modes, actif ou passif, désigne une technique de synchronisation de la phase des modes laser destinée à produire de courtes et intenses impulsions. Dans la méthode passive, les impulsions sont générées par la cavité elle-même et peuvent atteindre une durée de l'ordre de la femtoseconde. En l'absence de mécanisme de verrouillage de modes, les modes laser de la cavité oscillent indépendamment les uns des autres engendrant ainsi un signal lumineux quasi-continu et fortement bruité. En présence d'effets non-linéaires, ces modes interagissent et leurs phases peuvent sous certaines conditions se verrouiller, via un phénomène d'interférences constructives périodiques et localisées. Ce sont ces mécanismes de verrouillage de modes et les régimes multi-impulsionnels en résultant qui vont nous intéresser tout au long de cette thèse.

Les télécommunications optiques ont besoin de sources laser hautement cohérentes et multiplexées. Dans ce contexte, les lasers à fibre à verrouillage de modes passif apparaissent comme l'une des voies les plus prometteuses. Ils peuvent émettre des peignes de fréquences intéressants pour les besoins de multiplexage des canaux, mais avec un espacement de fréquence qui ne dépasse généralement pas 1 GHz. Le principal défi est de générer des peignes de fréquences stables avec un espacement typique de 50 GHz dans un seul laser à fibre. Certaines méthodes ont été développées pour générer des trains d'impulsions avec des taux de répétition très élevés dans des lasers à verrouillage de modes. Par exemple : les miroirs à boucle amplificatrice non-linéaire (NALM¹) ou à boucle optique non-linéaire (NOLM²) [15], les filtres en peigne intracavité [16] ou le mélange à quatre ondes (FWM³) [17]. Cependant, la faisabilité de ces techniques présente plusieurs limites dans le domaine des télécommunications : des difficultés à régler l'espacement des modes, la concurrence des modes peut diminuer la cohérence ou être sensible à la polarisation, et en particulier, le nombre de canaux d'émission est limité à quelques-uns. Néanmoins, les sources laser à 2 μm , qui sont hautement cohérentes et ont l'avantage d'une très large bande passante, peuvent fournir un

1. NOLM pour Nonlinear Amplified Loop Mirror
2. NOLM pour Nonlinear Optical Loop Mirror
3. FWM pour Four-Wave Mixing

grand nombre de canaux à largeur de raie étroite avec un taux de répétition élevé.

Les lasers à fibre souffrent de manque de stabilité dans un fonctionnement à des taux de répétition élevés. L'intégration de composants nano-photoniques, typiquement un résonateur en anneau (microring), en tant qu'élément de verrouillage de modes de la cavité fibrée permettrait de surmonter cette difficulté. Dans ce cas, le mécanisme de verrouillage de modes responsable de la génération d'impulsions ultra-courtes à hauts taux de répétition est le mélange à quatre ondes filtrant (FD-FWM⁴) [18, 19], qui repose sur la combinaison de l'effet de filtrage du micro-résonateur et sa non-linéarité Kerr. Étant donné que l'élément de verrouillage de modes est le micro-résonateur, le taux de répétition du peigne de fréquences est fixé par sa taille. Pour un microring de 400 μm de diamètre, on obtiendrait un peigne de fréquences avec un espacement de 50 GHz, compatible avec les applications en télécommunications optiques.

Afin de réaliser ces micro-résonateurs, notre choix s'est porté sur la plate-forme silicium sur isolant (SOI⁵), qui est une technologie mature et particulièrement adaptée pour l'optique non-linéaire à 2 μm : elle présente de nombreux avantages que nous présenterons plus loin dans ce travail de thèse. Cependant, sachant que le SOI pourrait présenter des problèmes d'efficacité au-delà de 2 μm à cause des fortes pertes non-linéaires résiduelles, nous avons également envisagé la possibilité de travailler avec d'autres matériaux tels que le nitrure de silicium (SiN) et les verres de chalcogénures.

Contexte de l'étude

Le travail présenté dans ce manuscrit de thèse s'inscrit dans le cadre du projet ANR JCJC CoMuSim : sources multi-longueurs d'ondes cohérentes à base de résonateurs silicium pour les télécommunications optiques à 2 μm . Ce projet a donc permis de financer une problématique de recherche qui consiste à développer un laser à fibre stable, large bande et avec des taux de répétition élevés à la longueur d'onde 2 μm en utilisant un micro-résonateur en anneau (microring) non-linéaire basé sur les technologies silicium sur isolant (SOI), nitrure de silicium (SiN) ou verres de chalcogénures.

Ce travail de thèse peut être divisé en deux parties : la première consiste à développer des lasers à verrouillage de modes passif totalement fibrés autour de 2 μm pour l'étude des dynamiques multi-impulsionnelles complexes, telles que les molécules de solitons, le régime de verrouillage de modes harmonique ou encore le comportement multi-longueurs d'onde. Le but est de comprendre le comportement des solitons optiques dissipatifs et d'interpréter les différents mécanismes d'interaction existants. La deuxième partie concerne le développement de composants nano-photoniques afin de les intégrer dans un laser à fibre comme éléments de verrouillage de modes. De cette manière, un laser stable fonctionnant avec des taux de répétition de l'ordre de plusieurs dizaines de GHz peut être réalisé.

4. FD-FWM pour Filter driven Four-Wave Mixing

5. SOI pour Silicon On Isolator

L'étude du développement des lasers à verrouillage de modes totalement fibrés pour la génération des solitons dissipatifs et l'étude des dynamiques multi-impulsionnelles ont été réalisées au sein du département Photonique du laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne (ICB) de l'Université de Bourgogne. Pour la deuxième partie de cette thèse, j'ai pu collaborer avec la plate-forme MIMENTO à Besançon et le CEA Leti à Grenoble. Les deux ont contribué à une partie de ce travail, notamment la fabrication des composants nano-photoniques en SOI pour MIMENTO et en SiN et verres de chalcogénures pour le CEA Leti.

Contenu du manuscrit

1. Chapitre 1

Le premier chapitre est consacré à l'introduction des principaux effets linéaires présents dans les fibres optiques. Nous rappelons le principe de fonctionnement d'un laser à fibre. Ensuite, nous introduisons les particularités du laser à fibres optiques à $2\ \mu\text{m}$ en commençant par l'amplification par le biais des ions terres rares pour l'émission autour de $2\ \mu\text{m}$. Enfin, nous montrons l'intérêt de travailler dans cette gamme de longueurs d'onde.

2. Chapitre 2

Le deuxième chapitre va nous permettre de présenter quelques concepts et phénomènes fondamentaux liés à la génération d'impulsions optiques ultra-courtes dans les lasers à fibres optiques. Nous parlerons des propriétés non-linéaires intrinsèques des fibres optiques passives qui sont à la base des mécanismes de génération d'impulsions, en particulier l'effet Kerr. Ensuite, nous allons présenter l'équation de Schrödinger non-linéaire qui décrit la propagation des impulsions optiques dans une fibre. Nous introduirons ensuite la notion de soliton hamiltonien dans un système conservatif. Dans un second temps, nous aborderons le verrouillage de modes en cavité laser et le concept de soliton optique dissipatif, ainsi que ces principes fondamentaux et propriétés générales nécessaires à la compréhension des résultats expérimentaux qui seront présentés dans le chapitre 3. Puis, nous discuterons des différentes méthodes de verrouillage de modes, en particulier celles basées sur l'évolution non-linéaire de la polarisation (ENLP) et les miroirs de Sagnac non-linéaires (NOLM et NALM). Enfin, nous aborderons les différents régimes de fonctionnement multi-impulsionnels et les mécanismes d'interaction entre les solitons dissipatifs dans les lasers à fibre optique.

3. Chapitre 3

Le troisième chapitre est consacré aux résultats expérimentaux sur les dynamiques multi-impulsionnelles des solitons dissipatifs dans différentes architectures laser à verrouillage de modes passif et fonctionnant dans un régime de dispersion anormale. Les

lasers étudiés pour la génération d'impulsions sont basés sur l'ENLP ou sur les interféromètres de type Sagnac (NOLM et NALM) comme techniques de verrouillage de modes. En fonction des paramètres de chaque cavité, plusieurs structures de solitons dissipatifs ultra-courtes, typiquement de l'ordre de la picoseconde voire inférieure à la picoseconde, sont générées et différentes dynamiques sont obtenues.

Afin de caractériser expérimentalement ces dynamiques ultra-rapides où l'échelle de temps est plus petite que la résolution de l'électronique, nous présentons les techniques et appareils de caractérisation utilisés durant cette thèse. En particulier, nous parlons d'une récente technique de mesure qui est basée sur la transformée de Fourier dispersive (DFT) que nous avons adaptée pour la première fois à la longueur d'onde $2\ \mu\text{m}$. Ensuite, nous présentons les principes de fonctionnement des différentes architectures laser étudiées avant de finir avec la présentation des différents régimes multi-impulsionnels obtenus.

4. Chapitre 4

Le dernier chapitre est consacré aux composants nano-photoniques pour la génération d'impulsions à des taux de répétition élevés dans une cavité laser fibrée à verrouillage de modes autour de $2\ \mu\text{m}$. Nous présentons dans un premier temps le principe fondamental du couplage de la lumière entre une fibre optique et des guides d'onde nano-photoniques. Trois différents matériaux pour la fabrication des structures nano-photoniques sont présentés : le silicium sur isolant (SOI), le nitrure de silicium (SiN) et les verres de chalcogénures. En nous appuyant sur des outils de simulation numérique (COMSOL + Matlab), nous avons tout d'abord déterminé les paramètres optimaux de ces structures. Des micro-structures ont ensuite été fabriquées à la plateforme MIMENTO (Besançon) en ce qui concerne le SOI et au laboratoire CEA (Grenoble) pour le SiN et les verres de chalcogénures. Les structures obtenues ont pu être caractérisées grâce à deux sources lasers que j'ai développées fonctionnant autour de $2\ \mu\text{m}$, un laser en régime continu (CW) accordable en longueur d'onde et une source à émission spontanée amplifiée (ASE) de large bande. Nous présentons dans la dernière partie de ce chapitre les résultats expérimentaux obtenus.

Introduction générale

1 Lasers à fibre optique

1.1 Introduction au chapitre

Ce premier chapitre introduit quelques généralités nécessaires à la compréhension des travaux entrepris durant cette thèse. Dans un premier temps nous rappelons les principaux effets linéaires présents dans les fibres optiques. Dans la deuxième section, les fondements du laser à fibre, en particulier son principe de fonctionnement est rappelé. La dernière section a pour objet d'introduire le laser à fibres optiques à $2\ \mu\text{m}$, l'amplification par le biais des ions terres rares pour l'émission autour de $2\ \mu\text{m}$ sera mise en avant. Enfin, l'intérêt de travailler dans cette gamme de longueurs d'onde vient clôturer ce premier chapitre.

1.2 Propriétés linéaires associées à la propagation dans une fibre optique

Les fibres optiques sont au cœur des applications optiques fibrées et jouent un rôle très important dans la photonique en général. Ce sont des guides d'onde qui sont généralement constitués d'un verre. La silice s'avère être le matériau de référence en raison de ses propriétés exceptionnelles : c'est un matériau facilement purifiable dans lequel les pertes de propagation sont extrêmement faibles, il présente également une résistance mécanique très élevée contre les déformations, la flexion à titre d'exemple.

Les propriétés linéaires des fibres optiques en silice ont joué un rôle particulièrement important dans le contexte du développement exceptionnel des télécommunications pour la transmission de l'information. Ces propriétés particulières contribuent également à l'obtention d'une grande diversité d'architectures de lasers à fibre. Dans cette partie, nous rappelons quelques effets linéaires de base propres à cette fibre et leurs influences sur la propagation d'une impulsion.

Propagation guidée

Une fibre optique est un guide d'onde à géométrie cylindrique. Elle est constituée, dans sa version la plus simple, de deux milieux transparents, cylindriques et concentriques : le cœur d'indice n_c , entouré par la gaine d'indice plus petit n_g . L'ensemble est enrobé d'un polymère de protection opaque qui ne joue qu'un rôle de protection

mécanique (figure 1.1.a). La condition $n_c > n_g$ (différence de l'ordre de $\Delta = 0,1-0,5\%$) permet de former le guide d'onde et de piéger la lumière entre les deux diélectriques par réflexion totale interne (figure 1.1.b). Dans le cadre de l'optique géométrique, l'ensemble de ces réflexions totales permet donc la transmission, idéalement sans pertes, de signaux lumineux dans le cœur de la fibre sur de longues distances.

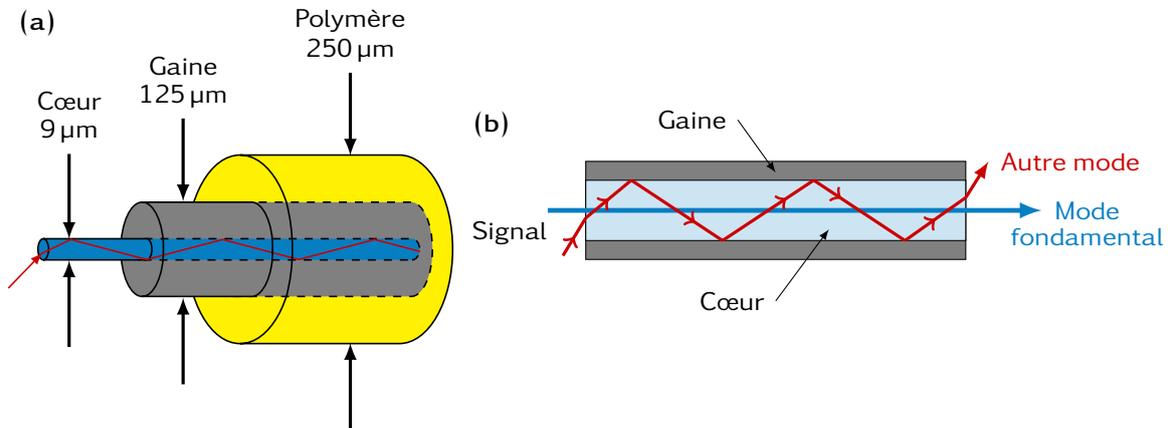


FIGURE 1.1 – (a) Représentation schématique d'une fibre optique; (b) guidage de la lumière dans une fibre optique : en bleu, représentation schématique du mode transverse fondamental LP_{01} transmis par une fibre monomode; et en rouge, schématisation d'un mode d'ordre supérieur qui peut être transmis par une fibre multimode.

Il existe plusieurs types de fibres optiques : la fibre monomode à saut d'indice, la fibre multimode à saut d'indice ou à gradient d'indice, la fibre à piédestal à gros cœur... (figure 1.2). Deux paramètres principaux nous permettent de caractériser une fibre optique : son diamètre de cœur et son ouverture numérique. L'ouverture numérique (ON) est liée aux indices du cœur (n_c) et de la gaine (n_g) par $ON = \sqrt{n_c^2 - n_g^2}$, elle nous donne une information sur la divergence du faisceau en sortie de la fibre. Pour une fibre à saut d'indice, l'indice de réfraction entre le cœur et la gaine change brutalement. C'est la fréquence normalisée V qui permet de déterminer le mode pouvant se propager dans la fibre, et donc de savoir si cette fibre à saut d'indice est monomode ou multimode. V est donnée par la formule (1.1) et dépend du rayon du cœur a , de l'ouverture numérique ON et de la longueur d'onde considérée λ_0 . Pour une valeur de V tel que $V < 2.405$, la fibre est monomode, sinon elle est multimode. Considérant une fibre télécom standard pour une utilisation autour de $1,55\ \mu\text{m}$, le diamètre du cœur d'une fibre monomode à saut d'indice est d'environ $9\ \mu\text{m}$ et celui de la gaine est de $125\ \mu\text{m}$. Compte tenu du faible diamètre du cœur, cette fibre permet de guider uniquement le mode transverse fondamental LP_{01} (voir figure 1.1.b), évitant ainsi la dispersion intermodale. La fibre monomode présente plus d'avantages pour nos applications : elle est devenue la fibre optique standard pour les télécommunications, où tous les instruments pour les télécoms ont été conçus pour fonctionner avec ce standard.

$$V = \frac{2\pi a ON}{\lambda_0} \quad (1.1)$$

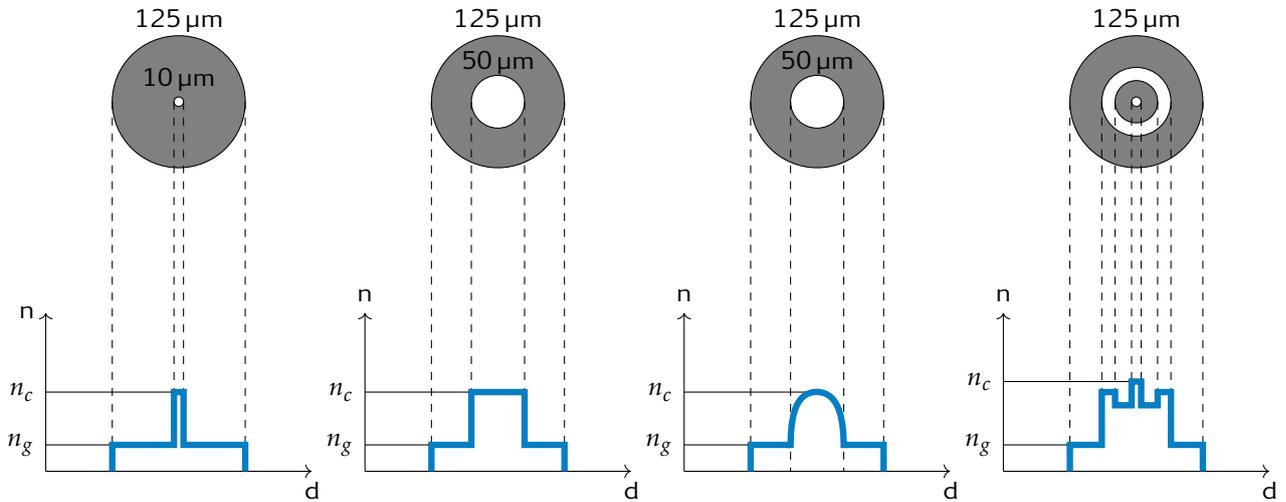


FIGURE 1.2 – Représentation schématique de différents types de fibre optique avec leurs profils d'indice. De gauche à droite : fibre monomode à saut d'indice, fibre multimode à saut d'indice, fibre multimode à gradient d'indice et fibre à piédestal à gros cœur (fibre LMA pour Large Mode Area). n_c , n_g représentent respectivement les indices du cœur et de la gaine.

Nous verrons au chapitre 4 d'autres structures capables de guider la lumière et exploitant le même principe de guidage que les fibres optiques.

Aire de mode effective

L'aire de mode effective est un concept courant dans le domaine des fibres optiques et des guides d'onde en général. Elle représente une mesure quantitative de la surface que couvre un mode de la fibre dans les dimensions transversales. Ce sont souvent des profils proches d'un profil gaussien où la définition d'une aire de mode n'est pas souvent simple. Cependant, l'aire de mode effective peut être définie par :

$$A_{eff} = \frac{(\int |E|^2 dA)^2}{\int |E|^4 dA} = \frac{(\int I dA)^2}{\int I^2 dA} \quad (1.2)$$

où E représente l'amplitude du champ électrique et I l'intensité optique. L'intégration se fait sur l'ensemble du plan transverse de la fibre. Pour un faisceau donné tel qu'un faisceau gaussien, l'aire de mode effective est donnée par la formule πr^2 où r représente le rayon effectif.

Les fibres monomodes utilisées en télécommunication permettent de propager un seul mode en utilisant des dimensions de cœur relativement petites et des ouvertures numériques raisonnablement grandes. Ces fibres ont une aire de mode effective de l'ordre de $100 \mu\text{m}^2$. L'avantage de travailler avec une aire effective de cet ordre de grandeur est que dans certains cas il est possible de compenser la dispersion des matériaux en modifiant la dispersion du guide. Cependant, les effets non-linéaires deviennent importants en régime impulsionnel et peuvent nuire à la stabilité de la propagation. De plus, dans le domaine des lasers à fibre à haute puissance, il est difficile d'obtenir des puissances élevées avec ce type de fibres. La difficulté réside dans le potentiel de dommages optiques qui résultent des intensités crêtes extrêmement élevées ainsi que des effets non-linéaires potentiels dans le cœur de la fibre. Ces effets peuvent nuire aux performances de certains systèmes [20, 21]. Afin de remédier à ce problème, le diamètre du cœur, ou de manière plus appropriée l'aire de mode effective, peut être augmentée. Dans ce cas, l'aire de mode effective peut être supérieure à $1000 \mu\text{m}^2$. A l'opposé, il existe des fibres à cristal photonique avec des aires de mode inférieures à $10 \mu\text{m}^2$. Le choix des fibres dépend des applications visées. Nous pouvons également citer les guides d'onde sur puce nano-photonique où les aires de mode effectives sont inférieures au μm^2 . Ce dernier cas sera détaillé dans le chapitre 4.

Atténuation

Une des principales caractéristiques d'une fibre optique est son atténuation, c'est à dire la diminution de l'énergie d'un signal se propageant dans la fibre. Dans une fibre monomode, l'atténuation a plusieurs origines [22], elle dépend de la distance de propagation, de l'absorption du matériau, de la diffusion, des courbures et des pertes de connectique.

L'atténuation est un facteur clé qui permet de déterminer la distance limite de transmission de signaux en télécommunications. Si on considère P_0 et P_L les puissances à l'entrée et à la sortie d'une fibre de longueur L , la puissance du signal décroît alors exponentiellement en fonction de la longueur de la fibre suivant la formule :

$$P_L = P_0 e^{-\alpha L}, \quad (1.3)$$

où α (m^{-1}) représente le coefficient d'atténuation linéaire. En pratique, on utilise souvent le coefficient d'atténuation linéique α_{dB} exprimé en (dB/km). Il est défini par :

$$\alpha_{dB} = \frac{-10}{L} \log\left(\frac{P_L}{P_0}\right) \quad (1.4)$$

où α_{dB} donne l'atténuation du signal en échelle logarithmique sur une distance de transmission $L = 1$ km. Le coefficient α_{dB} est relié à α par [20, 23] :

$$\alpha_{dB} = 4,343\alpha \quad (1.5)$$

Les pertes d'une fibre optique dépendant fortement de la longueur d'onde, comme on peut le voir sur la figure (1.3). Ces résultats, obtenus en 1979 [24], correspondent à

l'évolution de l'atténuation dans une fibre optique standard en silice de diamètre de cœur de $9,4\ \mu\text{m}$ en fonction de la longueur d'onde. La fibre présentait des pertes de $0,2\ \text{dB/km}$ à $1,55\ \mu\text{m}$, ce qui correspond à la limite de pertes inférieure prédite précédemment pour la fibre de silice. C'était alors une avancée majeure pour la propagation guidée des signaux optiques à travers une fibre optique en silice. Ce jusqu'en 2002 où un groupe de chercheurs ont pu atteindre des pertes de $0,1484\ \text{dB/km}$ pour une fibre de cœur de silice pure [25].

La figure (1.3) montre également les différentes origines de l'atténuation dans la fibre optique. Les trois principales origines sont :

- Les pertes par absorption du matériau : les absorptions intrinsèques dues à l'absorption de la silice (SiO_2) via les vibrations de liaisons (absorption infrarouge) et les transitions électroniques (absorption ultraviolette).
- Les absorptions extrinsèques qui sont liées à la présence inévitable d'impuretés et de polluants organiques dans la silice. Tandis que l'absorption de certains éléments chimiques (Fe, Cu, Ni...) peut être fortement atténuée, la présence de radicaux -OH dans la silice réduit considérablement la capacité de guidage de la fibre. Une partie par million peut entraîner une perte de $50\ \text{dB/km}$, ce qui explique le grand pic d'absorption qui est observé à $1,39\ \mu\text{m}$.
- La diffusion Rayleigh qui est due aux fluctuations locales de la densité du matériau. C'est plus précisément la diffusion des ondes dont la longueur d'onde est beaucoup plus grande que la taille des particules diffusantes. L'intensité diffusée est inversement proportionnelle à λ^4 . Plus les particules diffusantes sont grandes, moins les pertes dues à la diffusion Rayleigh seront importantes. La densité du matériau peut être fixée lors du refroidissement du verre pour limiter les pertes entre $0,12$ et $0,16\ \text{dB/km}$ à $1,55\ \mu\text{m}$.

Par ailleurs, même si les pertes des fibres en silice sont relativement faibles à $1,55\ \mu\text{m}$, celles-ci augmentent fortement à $2\ \mu\text{m}$ (Figure 1.4) à cause de l'absorption multi-photons. Le spectre d'atténuation de la silice étendu jusqu'à $2,2\ \mu\text{m}$ (Figure 1.4) montre que le niveau de perte est principalement limité par les bandes d'absorption vibrationnelles (absorption infrarouge sur la la figure 1.3) qui limite la transmission à $2\ \mu\text{m}$ [26]. Les niveaux d'atténuation sont comparables à ceux prédits théoriquement [27].

Il est aussi à noter qu'en comparant la figure (1.4) à la figure (1.3) le pic d'absorption observé à $1,39\ \mu\text{m}$ qui est dû à la présence de radicaux -OH dans la silice est considérablement réduit. Cela est possible grâce aux progrès les plus modernes des procédés de fabrication de préformes, à savoir : l'OVD¹, la MCVD² et la VAD³ [26].

Les très faibles pertes de la fibre optique en silice en font aujourd'hui le moyen le plus efficace pour transporter de l'information. Dans les télécommunications, certaines fenêtres de transmission des réseaux optiques correspondant à une faible atténuation

1. OVD : Outside Vapor Deposition

2. MCVD : Modified Chemical Vapor Deposition

3. VAD : Vapor Axial Deposition

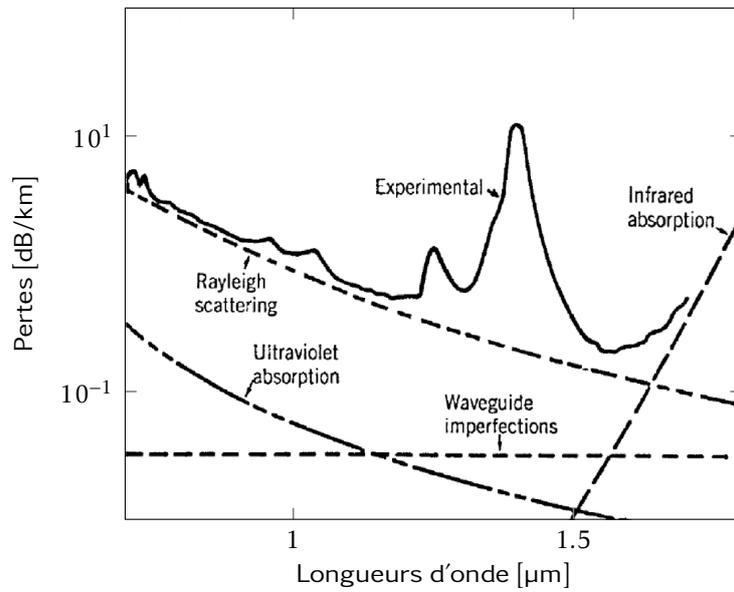


FIGURE 1.3 – **Atténuation dans une fibre en silice** : illustration des différents effets à l'origine de l'atténuation, notamment l'absorption infrarouge et la diffusion de Rayleigh, adapté de [24].

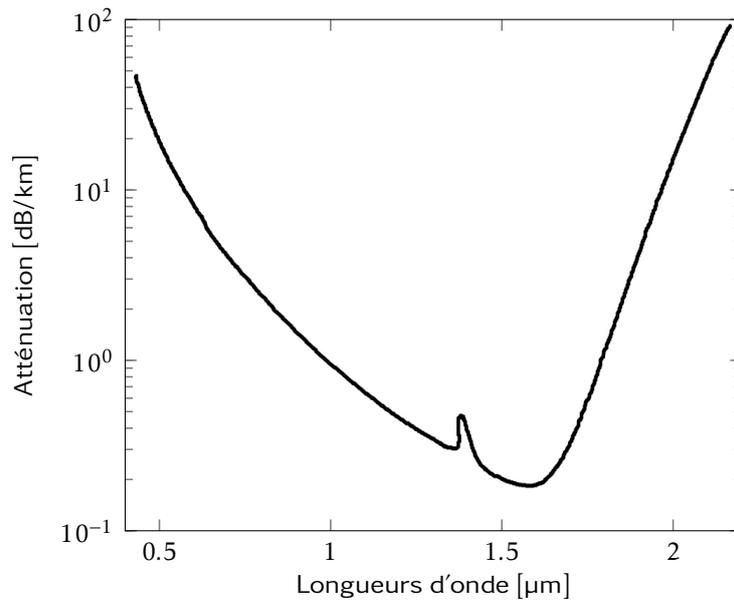


FIGURE 1.4 – Extension du spectre d'atténuation typique de la silice jusqu'à 2,2 μm . La bande d'absorption à 1,39 μm , liée aux radicaux -OH, est supprimée dans les fibres actuelles grâce aux développements récents des techniques de fabrication de préformes, d'après [26].

de la fibre sont favorisées : la bande O (1310 nm \rightarrow 1360 nm), la bande S (1460 nm \rightarrow 1530 nm), la bande C (1530 nm \rightarrow 1565 nm) et la bande L (1565 nm \rightarrow 1625 nm). Dé-

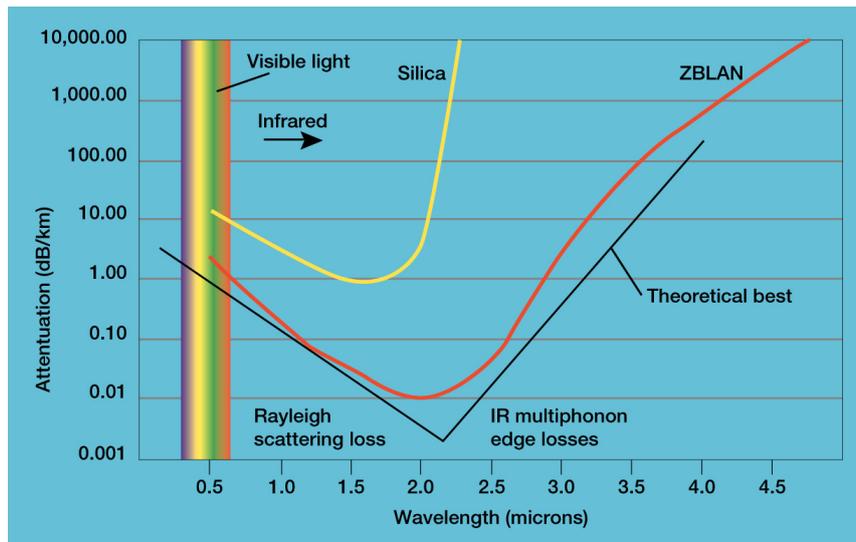


FIGURE 1.5 – Comparaison de l'absorption linéique de la silice et du ZBLAN entre 0,5 et 4,5 μm [28].

caler la bande de transmission à 2 μm serait très intéressant pour un grand nombre d'applications en plus des télécommunications, notamment en raison de la large bande de gain que fournissent les ions dopants autour de cette longueur d'onde. Cependant, nous venons de voir que les pertes dans les fibres en silice à 2 μm sont élevées. L'utilisation d'un autre verre, de la famille des verres fluorés à titre d'exemple, nous permettrait de pallier ce problème de fortes pertes. Le ZBLAN est actuellement le plus mature technologiquement et a déjà fait ses preuves dans de nombreuses applications [29, 30]. Il permet d'avoir un indice de réfraction proche de celui de la silice, de transmettre jusqu'à 8,4 μm dans l'infrarouge [30], mais surtout il est supposé avoir des pertes minimales théoriques de l'ordre de 0,01 dB/km à 2 μm (voir figure 1.5).

Dispersion chromatique

Lorsqu'une onde électromagnétique interagit avec les électrons liés d'un guide d'ondes diélectrique, la réponse du milieu dépend généralement du mode de propagation et de la fréquence optique ω [31]. Cette propriété est appelée la dispersion chromatique et se manifeste par la dépendance de la constante de propagation β en fonction de la fréquence $\beta(\omega)$. L'origine de la dispersion chromatique est liée à l'absorption du milieu dans certaines régions spectrales, c'est-à-dire à des fréquences de résonance caractéristiques où le rayonnement électromagnétique est absorbé via les oscillations d'électrons liés du milieu.

En propagation guidée, la dispersion chromatique se traduit par l'élargissement ou la compression d'une impulsion courte lors de sa propagation. Mathématiquement, ce phénomène de dispersion est exprimé en développant la constante de propagation

$\beta(\omega)$ en série de Taylor autour de la pulsation centrale ω_0 de l'onde [20] :

$$\beta(\omega) = n_0(\omega) \frac{\omega}{c} \simeq \beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\beta_2 + \frac{1}{6}(\omega - \omega_0)^3\beta_3 + \dots, \quad (1.6)$$

avec $\beta_0 = \frac{n_0(\omega_0)\omega_0}{c}$ et $\beta_n = \left. \frac{d^n \beta}{d\omega^n} \right|_{\omega=\omega_0}$

et où :

- β_0 représente la constante de propagation à la fréquence ω_0 ,
- β_1 est l'inverse de la vitesse de groupe de l'onde ($\beta_1 = 1/v_g$). Cette dernière représente la vitesse à laquelle l'enveloppe de l'onde se propage,
- β_2 représente la variation de l'inverse de la vitesse de groupe au voisinage de la fréquence ω_0 . Le paramètre β_2 est le coefficient de dispersion du deuxième ordre, il est également appelé le coefficient de dispersion de vitesse de groupe,
- et β_3 représente le coefficient de dispersion du troisième ordre.

C'est la dispersion de vitesse de groupe β_2 qui aura une influence sur l'évolution de la forme temporelle d'une impulsion se propageant dans une fibre optique, elle est donnée par la formule suivante :

$$\beta_2 = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \left(\frac{d^2 n}{d\lambda^2} \right), \quad (1.7)$$

et s'exprime en ps^2/m . En pratique, on utilise plus souvent le paramètre de dispersion D ($\text{ps}/\text{nm}/\text{km}$) pour estimer la dispersion de l'impulsion. En employant les unités d'ingénierie télécom ($\text{ps}/\text{nm}/\text{km}$), ce coefficient permet de déterminer un écart temporel en picoseconde entre deux longueurs d'ondes espacées de 1 nm pour une propagation de 1 km. D est relié à β_2 par la relation suivante [20] :

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2. \quad (1.8)$$

Le paramètre de dispersion D est lié, d'une part, à la dispersion liée aux propriétés physiques du matériau constitutif de la fibre, et d'une autre part, à la dispersion du mode guidé, c'est à dire à la géométrie du guide d'onde (fibre). Il existe plusieurs méthodes pour déterminer D . Une méthode consiste à calculer l'indice effectif du mode se propageant dans le cœur de la fibre optique en fonction de la longueur d'onde. On peut également déterminer expérimentalement D en utilisant un interféromètre de Mach-Zehnder [32].

Le signe du paramètre de dispersion est très important lors de la propagation de l'impulsion dans une cavité laser. Lorsqu'une impulsion se propage dans un milieu qui est caractérisé par $D < 0$ ($\beta_2 > 0$), les paquets d'ondes constitués des plus grandes longueurs d'onde (vers le rouge) se propagent plus rapidement que les paquets d'ondes constitués des plus courtes longueurs d'onde (vers le bleu). L'impulsion est alors dans un régime de « *dispersion normale* ». A l'opposé, si le milieu est caractérisé par $D > 0$

4. GVD pour Group Velocity Dispersion

($\beta_2 < 0$), ce sont les composantes bleues qui se propagent plus vite que les composantes rouges. Dans ce cas, le régime est de « *dispersion anormale* ».

La dispersion a pour conséquence d'ajouter un terme de phase à l'amplitude spectrale. Ce sont les variations de cette phase qui provoquent une variation de l'amplitude et de la phase de l'impulsion dans le domaine temporel. Les différentes composantes spectrales de l'impulsion subissent alors un décalage dans le temps. Ce décalage va induire un élargissement ou une compression de l'impulsion, ce qui va engendrer une baisse ou une augmentation de la puissance crête. La dispersion peut ainsi être un avantage pour certaines applications comme elle peut être un inconvénient pour d'autres.

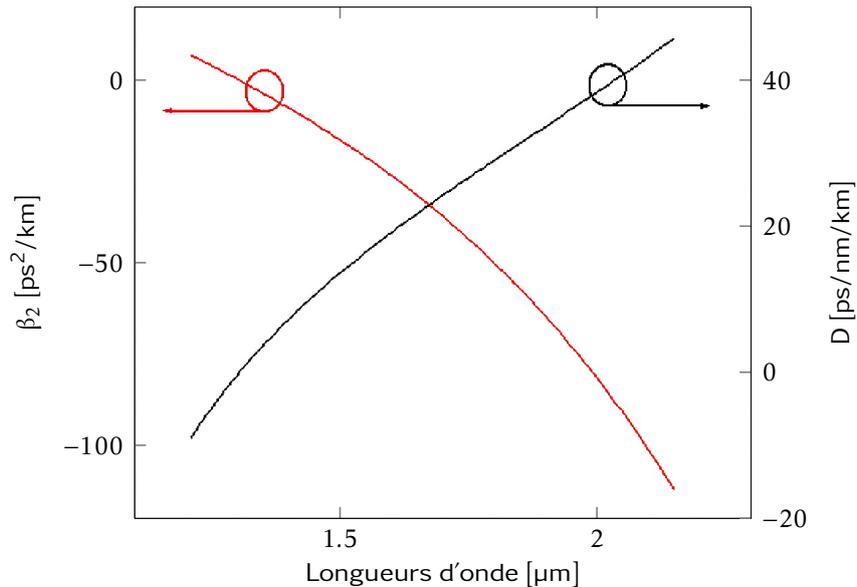


FIGURE 1.6 – Résultats du calcul numérique du coefficient de dispersion d'ordre 2 et du paramètre de dispersion pour une fibre monomode standard SMF28, on remarque que le zéro de dispersion chromatique se situe autour de $1,3 \mu\text{m}$, adaptée de [33].

Le zéro de dispersion d'une fibre monomode standard en silice (SMF28) est situé autour de $1,3 \mu\text{m}$. En dessous de cette longueur d'onde, la dispersion chromatique de cette fibre est normale et au delà de $1,3 \mu\text{m}$ elle est anormale. Elle est de l'ordre de 17 ps/nm/km à $1,55 \mu\text{m}$ et d'environ 40 ps/nm/km , soit $\beta_2 = -80 \text{ ps}^2/\text{m}$, à $2 \mu\text{m}$ (voir figure 1.6). Généralement, la dispersion est la somme de la dispersion du matériau et la dispersion géométrique du guide. Cependant, l'ajout de co-dopants passifs tels que l'aluminium ou le germanium dans la matrice de silice peut modifier l'indice de réfraction et ainsi la dispersion [33]. Elle peut également être contrôlée par l'utilisation de fibres à profils d'indice particulier. Comme nous l'avons déjà mentionné dans la partie (1.2), le fait de travailler sur la structure transverse du guide permet de modifier la dispersion et même changer de régime dispersif. Cependant, d'autres méthodes existent pour la compensation de la dispersion telles que l'utilisation de réseaux de Bragg à pas variable, des circuits optiques planaires ou encore des fibres compensatrices de dispersion [34].

Biréfringence et dispersion de polarisation

La fibre monomode permet de propager uniquement le mode fondamental (LP_{01}) qui peut être décomposé en deux composantes orthogonales (LP_{01}^x et LP_{01}^y). Pour une fibre monomode à symétrie cylindrique parfaite, les deux composantes se propagent à la même vitesse. Cependant, les contraintes mécaniques (torsions, courbures...) induisent une biréfringence dans le verre composant la fibre. L'indice de réfraction dépend alors de la direction de polarisation de l'onde lumineuse. Les deux modes résultants LP_{01}^x et LP_{01}^y , appelés aussi mode rapide et mode lent, se propagent à des vitesses différentes. À l'arrivée, un retard entre la projection du champ sur les deux axes rapide et lent est observé, c'est-à-dire une biréfringence.

La propagation simultanée de ces deux modes de polarisation introduit un phénomène de dispersion de polarisation (PMD pour Polarization Mode Dispersion). Son concept est plus difficile à appréhender que celui de la dispersion chromatique du fait qu'il correspond à la différence de vitesse de propagation des modes de polarisation. Sa valeur, mesurée à partir d'une analyse statistique, reste une moyenne sur une grande distance comme par exemple en télécommunication optique. La variation de constante de propagation est donnée par la formule suivante :

$$\delta\beta = \beta_x - \beta_y, \quad (1.9)$$

avec $\delta\beta$ qui reste très faible devant β_x et β_y . La dispersion de polarisation est un facteur limitant de la capacité des lignes de transmission optique monomode. Elle devient critique pour les systèmes de transmission à 40 Gbit/s.

1.3 Le laser à fibre

Les fibres optiques permettent de facilement propager la lumière. Elles peuvent être utilisées dans divers dispositifs, et en particulier dans les lasers. Nous rappelons dans cette section le principe de fonctionnement d'un laser à fibre. Ensuite, les avantages mais aussi les inconvénients des technologies laser à fibres seront discutés.

1.3.1 Principe de fonctionnement général du laser

C'est en 1958 que Schawlow et Townes [35] ont suggéré la possibilité d'obtenir un effet laser en excitant un milieu amplificateur couplé à un résonateur. Une proposition que Maiman a ensuite démontré expérimentalement en 1960 dans un laser à rubis [1]. Succinctement, une émission laser est obtenue en combinant les trois éléments essentiels suivants :

Un milieu à gain : C'est un milieu gazeux, liquide ou solide qui va amplifier par émission stimulée un signal lumineux le traversant. Dans le cas des lasers à fibres optiques, le milieu à gain est constitué d'une matrice vitreuse dopée d'ions terres

rare. Selon l'ion considéré, le milieu amplificateur pourra être modélisé soit par un système à trois ou quatre niveaux d'énergie ou encore un système quasi-trois niveaux d'énergie (Fig.1.7). Le milieu amplificateur le plus simple est un système à trois niveaux d'énergie : fondamental, excité et métastable (Fig.1.7). Le fonctionnement d'un laser est basée sur l'émission stimulée : ce sont les différentes transitions entre les niveaux quantiques qui vont permettre cette émission. Pour un rayonnement ayant une longueur d'onde correspondant à l'énergie de transition de l'électron entre les deux états électroniques fondamental et métastable, on réalise l'inversion de population et ensuite, par la désexcitation de l'électron, le phénomène d'émission stimulée.

Le passage de la lumière par le milieu à gain va permettre son amplification à chaque passage. Ce phénomène conduit à une augmentation et une sélection d'un groupe de photons identiques (même longueur d'onde, même phase) et ainsi à la génération d'un signal optique à une longueur d'onde donnée.

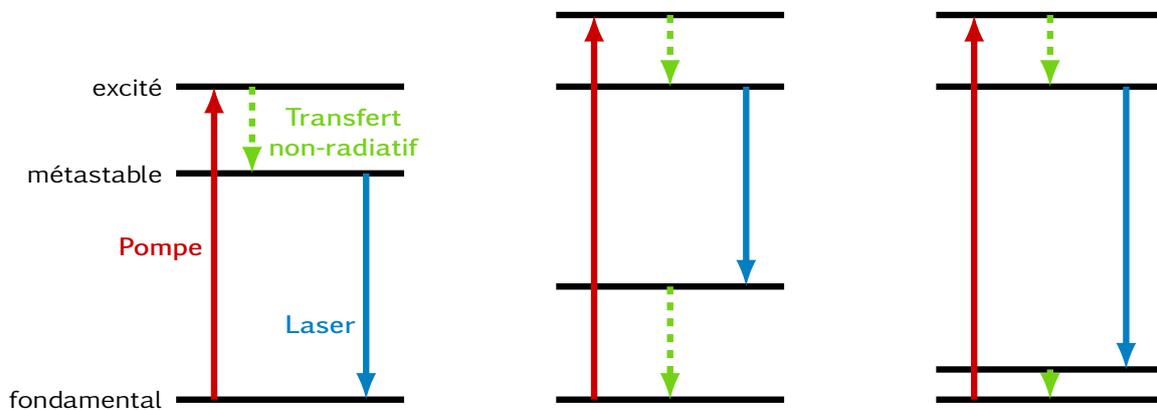


FIGURE 1.7 – Diagrammes des niveaux d'énergie de différents systèmes laser : les niveaux d'énergie sont indiqués par les lignes horizontales. A gauche : un système laser à trois niveaux. Les électrons initialement à l'état fondamental sont excités via la pompe à un niveau d'énergie plus élevé. Une désexcitation non-radiative se produit vers le niveau métastable avant que l'émission laser se termine sur l'état fondamental. Au milieu : un système à quatre niveaux. L'émission laser se termine à un niveau au-dessus de l'état fondamental, qui est rapidement dépeuplé par émission de phonons par exemple. A droite : un système quasi-trois niveaux. Le niveau laser inférieur est très proche du niveau fondamental, on dit que sa population est en équilibre thermique.

Un pompage : La pompe, habituellement optique ou électrique, représente la source externe d'alimentation en énergie du milieu amplificateur. Le pompage optique des lasers à fibre se fait par diode laser ou un autre laser à fibre. Il permet de créer l'inversion de population et éventuellement la maintenir dans le temps.

Une cavité résonnante : Appelée aussi résonateur, elle consiste en un dispositif optique qui permet à la lumière de parcourir un trajet fermé. Cette propagation

s'accompagne d'un effet de résonance qui produit un filtrage spectral et une accumulation du champ électromagnétique. Afin d'obtenir cet effet de résonance, la lumière qui se propage dans la cavité doit interférer de manière constructive périodique et localisée à chaque tour. Ce qui signifie que la longueur de la cavité doit être égale à un nombre entier de la moitié d'une longueur d'onde ($\frac{1}{2}\lambda$). Cette périodicité conduit à la définition des fréquences de résonance et donc du taux de répétition qui est calculé à partir de la longueur de la cavité :

$$\Delta f_{\text{ISL}}(\text{Hz}) = \frac{c}{2n_g L}, \quad (1.10)$$

avec c la vitesse de la lumière dans le vide, n_g l'indice de réfraction de la cavité et L la longueur de la cavité. Il s'agit de l'intervalle spectrale libre (FSR⁵) qui correspond à l'écart en fréquence entre deux modes propres de la cavité.

1.3.2 L'architecture d'un laser à fibre

Les premiers lasers à fibres conçus reposaient sur une architecture classique linéaire de type interféromètre de Pérot-Fabry (1.8). La configuration consiste à placer le milieu amplificateur entre deux miroirs pour former le résonateur. Un des deux miroirs est totalement réfléchissant tandis que le deuxième est partiellement réfléchissant et est utilisé pour extraire une partie du signal laser. Depuis, grâce au grand développement des composants d'optique fibrée, tels que les coupleurs, les isolateurs ou encore les multiplexeurs, l'architecture des cavités lasers fibrées a considérablement évolué. Un multiplexeur permet de combiner, de transmettre ensemble puis de séparer plusieurs signaux de longueurs d'onde différentes dans une même fibre optique. L'application télécom phare des multiplexeurs est l'augmentation des capacités de transmission, mais dans un laser à fibres un multiplexeur permet d'injecter efficacement la pompe dans la fibre dopée, et donc de mélanger la longueur d'onde d'absorption du milieu amplificateur (la pompe) avec la longueur d'onde d'émission. Dans cette configuration de pompage, le faisceau de pompe et le faisceau laser sont colinéaires : l'axe optique de la cavité est dans le prolongement de l'axe optique de la pompe, on parle alors de pompage longitudinal. Un isolateur à effet Faraday peut être inséré dans la cavité pour imposer un sens de propagation au signal et éliminer les réflexions parasites qui causent des dommages optiques ou des instabilités de fonctionnement du laser. Puis, un coupleur fibré est utilisé pour extraire une partie du signal laser. L'assemblage de ces composants permet par exemple de boucler la cavité sur elle-même formant un résonateur en anneau totalement fibré (Figure 1.9). L'intérêt de cette configuration est qu'on obtient une propagation dans un sens unique grâce à l'isolateur, le champ électromagnétique est alors amplifié à chaque passage dans le milieu à gain. Il existe cependant de nombreuses autres architectures laser à fibre comme nous le verrons plus loin, comme : laser « figure huit », cavité sigma et laser « figure neuf ».

5. FSR pour Free Spectral Range

1 Lasers à fibre optique

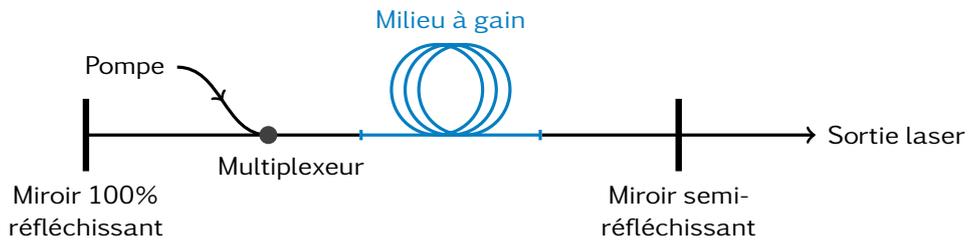


FIGURE 1.8 – Principe d'un laser à fibre : architecture d'une cavité Pérot-Fabry. La pompe est injectée via le multiplexeur. Un miroir semi-réfléchissant est utilisé pour extraire le signal de sortie.

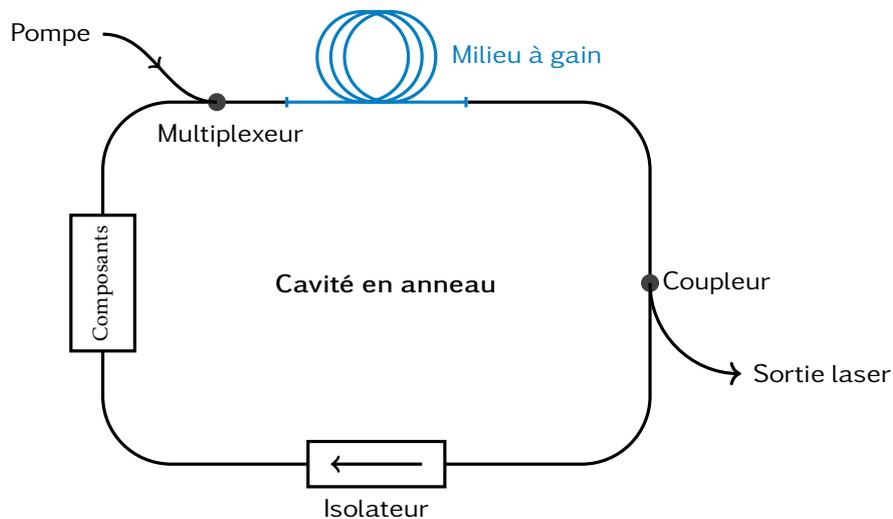


FIGURE 1.9 – Principe d'un laser à fibre : architecture d'une cavité en anneau. La pompe est injectée via le multiplexeur. L'isolateur impose un sens de propagation au signal laser et un coupleur est utilisé pour extraire une partie du signal.

1.3.3 Les principaux avantages et inconvénients des lasers à fibre

Il existe plusieurs types de lasers, qu'il est possible de regrouper suivant la méthode d'amplification, leurs domaines d'application ou encore la longueur d'onde d'émission. Les lasers émettant dans le proche infrarouge sont principalement :

- les lasers à semi-conducteurs (diodes lasers),
- les lasers à cristaux dopés aux ions terres rares,
- les lasers à fibres optiques dopées aux ions terres rares.

Dans cette sous-section, nous allons présenter les principaux avantages et inconvénients des lasers à fibres par rapport aux autres familles de lasers.

Les avantages des lasers à fibres optiques

Les lasers à fibres optiques présentent un certain nombre d'avantages par rapport aux autres sources lasers. Le pompage longitudinal est une des configurations les plus utilisées dans les lasers à cristaux massifs malgré les multiples limites qu'il présente, en particulier la forte divergence des faisceaux multimodes des diodes de pompe qui limite la longueur des cristaux et oblige l'utilisation de forts dopages. En revanche, dans le cas des lasers à fibres, la structure guidante de la fibre permet de maintenir la pompe et le signal confinés longitudinalement dans le guide d'onde, supprimant ainsi les effets de diffraction. Une qualité de faisceau proche de la limite de la diffraction (M^2 proche de 1) est facilement obtenue avec les fibres monomodes, et parfois même avec les fibres légèrement multimodes (par exemple les fibres LMA pour *Large Mode Area*), ce qui est très avantageux pour de nombreuses applications.

Le signal, qui peut se propager dans une fibre enroulée sur des dizaines de mètres sans dégrader l'efficacité du laser à fibre, est protégé des perturbations de l'environnement extérieur (de la poussière ou des vibrations par exemple). Cela donne la possibilité aux lasers à fibres d'avoir une configuration compacte et robuste, surtout avec le développement de composants d'optique fibrée, tels que les réseaux de Bragg à fibres, les coupleurs, les isolateurs, etc. Parmi eux, les multiplexeurs permettent de coupler efficacement les fortes puissances de pompe des diodes fibrées dans la gaine des fibres actives dopées aux ions terre rares, ce qui peut favoriser par ailleurs le développement des sources de forte puissance. De plus, toutes les fibres peuvent être soudées entre elles limitant ainsi les pertes dans la cavité. Enfin, cette configuration tout fibre élimine entièrement les contraintes d'alignement de l'optique en espace libre.

Les milieux à gain fibrés peuvent amplifier sur une large bande passante grâce aux propriétés des verres qui permettent d'avoir des transitions laser fortement élargies. Comme nous le verrons par la suite, cela permet la génération d'impulsions ultracourtes sur de larges plages de longueur d'onde. De plus, les lasers à fibre présentent une bonne absorption de la pompe, la longueur d'onde de pompe précise est alors non critique.

En raison de la géométrie des fibres optiques et leurs propriétés de guidage, en particulier un rapport surface/volume élevé qui permet un refroidissement efficace, les lasers à fibre peuvent supporter de fortes intensités de pompage sur de grandes longueurs, ce qui les rend très souhaitables pour plusieurs applications. Par exemple, le concept du laser à fibre est particulièrement approprié pour la réalisation de lasers à conversion ascendante, fonctionnant sur des transitions laser relativement « difficiles » [36]. La fluorescence à conversion ascendante est un processus qui permet de générer un signal à une longueur d'onde plus courte que celle de la pompe. Ceci est possible grâce à des mécanismes d'excitation qui impliquent plus d'un photon absorbé pour en émettre qu'un seul. Il en résulte un signal avec des énergies de photons supérieures à celles du signal d'excitation. A titre d'exemple, les lasers à fibre à conversion ascendante basés sur des fibres dopées au thulium sont très populaires pour la génération de lumière bleue [36, 37], les lasers émettaient respectivement autour de 491 nm et 481 nm. Par ailleurs, l'efficacité de gain élevée des fibres dopées permet aux lasers à fibres de fonctionner dans la plupart des cas avec de très petites puissances de pompe, avec la possibilité d'obtenir des rendements énergétiques très élevés.

Ces dernières années, les lasers à fibre ont démontré leur grand potentiel à délivrer des puissances de sortie très élevées dans un laser thulium à déclenchement *Q-Switch*, allant jusqu'à plusieurs kilowatts avec les fibres à double gaine [38], ou encore dans un laser thulium impulsionnel délivrant une puissance moyenne avoisinant 1 kW [39]. Ce potentiel provient d'un rapport surface/volume élevé de la fibre ainsi que ses propriétés de guidage, qui permettent de s'affranchir des problèmes de dissipation thermique du milieu actif qui sont fortement présents dans les lasers à cristaux à haute puissance. Les lasers à fibres à haute puissance n'ont donc pas besoin de système de refroidissement. Cependant, dans le cas d'un échauffement excessif, il suffirait de plonger la fibre active dans un bain d'eau. C'est un système simple et peu encombrant à mettre en place dans le cas des lasers à fibre contrairement aux lasers à cristaux.

Les inconvénients des lasers à fibres optiques

Malgré leurs nombreux avantages par rapport aux autres familles de lasers, les lasers à fibres peuvent souffrir de divers problèmes. Nous avons parlé dans la section précédente de la bonne dissipation thermique des lasers à fibres qui leur permet d'atteindre des hautes puissances tout en maintenant un signal monomode transverse. Cependant, certains amplificateurs qui utilisent des fibres à gros cœur légèrement multimodes transverses peuvent souffrir d'un effet d'échauffement local à cause de la grande quantité d'énergie de la pompe qui est déposée sur la petite surface de la fibre. De plus, comme l'indice de réfraction dépend de la température un gradient d'indice apparaît. Il existe alors un risque d'endommagement des fibres même en dessous du seuil d'endommagement réel du matériau. Ce phénomène se manifeste par une dilatation thermique de la fibre, qui peut dégrader la qualité du faisceau de sortie. Il est connu sous le nom de *transverse mode instability (TMI)* [40].

Les lasers à fibre ont également une limitation quand il s'agit d'extraire beaucoup de puissance, notamment en terme de puissance crête. En effet, il est souvent

contraignant de développer une source laser totalement fibrée et de forte puissance. La limitation vient principalement de l'incapacité de certains composants optiques fibrés à supporter les fortes puissances. Certes, les composants fabriqués par fusion-étirage tels que les coupleurs peuvent supporter plusieurs dizaines de watts en continu. Cependant, les isolateurs sont limités en puissance moyenne et crête à cause de leur complexité : ils sont constitués de plusieurs composants (lames biréfringentes, rotateur de Faraday). Le passage de la lumière aux interfaces des différents milieux peut induire des réflexions indésirables et des pertes, qui à leurs tours peuvent causer un échauffement et un endommagement des fibres. Un autre inconvénient majeur des isolateurs fibrés est leur dépendance en longueur d'onde qui réduit considérablement la bande passante. Les chercheurs ont souvent recours à l'utilisation de composants en espace libre pour pallier ce problème, enlevant ainsi l'avantage d'une architecture fibrée compacte. Cependant, le développement de ces composants à forte puissance est en amélioration constante.

Les sources laser employant des fibres dopées aux ions terres rares peuvent atteindre des puissance de sortie de l'ordre du kilowatt en régime continu [9], ou du megawatt en régime impulsionnel [41]. Afin d'obtenir des puissances plus élevées de ces sources, il est nécessaire d'atteindre des niveaux de gain plus élevés par unité de longueur. Cependant, les fibres possèdent un gain et une absorption de pompe par unité de longueur limités. En effet, il est difficile de fabriquer des fibres fortement dopées pour plusieurs raisons : les fortes densités de dopage en ions terres rares dans la silice conduisent souvent à l'extinction de la durée de vie du niveau laser supérieur et à un phénomène de photonoircissement [42] qui sont causés par l'agrégation des ions aboutissant à des transferts d'énergie non radiatifs entre eux. Une amélioration des procédés de fabrication permettrait d'obtenir un dopage élevé tout en maintenant une homogénéité de la distribution des ions. Toutefois, la quantité de dopant maximale dans une matrice en silice varie fortement d'un ion à un autre. Par exemple, les fibres en silice peuvent être fortement dopées aux ions terres rares ytterbium pour l'émission laser autour de $1\ \mu\text{m}$ et procurer des gains de l'ordre de $1000\ \text{dB/m}$. Une bonne approche alternative pour un fonctionnement aux longueurs d'onde plus élevées, notamment à $2\ \mu\text{m}$, a été décrite en 2009 [43] et 2015 [44] : elle consiste à utiliser un verre de silicate à composants multiples comme matrice hôte. La structure de réseau du verre de silicate à plusieurs composants permet d'éviter une agrégation des ions thulium et d'obtenir une plus grande solubilité de ces mêmes ions. Le pourcentage du dopant peut alors dépasser 10 % en poids (10 wt %) [44]. Des progrès importants ont été réalisés à ce sujet à la longueur d'onde $2\ \mu\text{m}$ [45, 46, 47], notamment avec le développement des fibres fortement dopées qui permettent d'obtenir des puissances de sortie moyennes supérieure à 1 kW et des puissances crêtes de l'ordre de 80 MW [48].

Au delà des effets thermiques, d'autres effets non-linéaires indésirables limitent souvent les performances des lasers à fibres [31]. Ils sont dûs à une forte interaction lumière-matière causée par le confinement d'intensités optiques élevées dans le cœur de la fibre. Pour une source à très faible largeur spectrale, l'effet Brillouin limite la puissance moyenne, tandis que pour une source plus large spectralement, c'est l'auto-modulation de phase, l'instabilité de modulation et l'effet Raman qui viennent perturber le signal. Par ailleurs, on voit très souvent apparaître des pics superposés sur

le spectre de puissance de l'impulsion correspondant à des instabilités paramétriques dans les lasers à fibres, alors que les lasers à cristaux à verrouillage de modes présentent rarement cet effet. Ce point sera plus détaillé dans le chapitre suivant.

Notez également que dans le domaine des amplificateurs à fibres, le comportement à quasi trois niveaux d'énergie est le plus courant, les systèmes à quatre niveaux sont très rares dans ce domaine. Un milieu à quasi trois niveaux est un milieu où le niveau laser inférieur est si proche du niveau fondamental qu'une population suffisante à ce niveau se produit à l'équilibre thermique. En conséquence, le milieu de gain non pompé entraînera une réabsorption considérable et donc un seuil élevé et une faible efficacité à la longueur d'onde laser [49, 50]. Cependant, conserver une puissance de pompe intense permet de maintenir une inversion de population relativement élevée.

De nos jours, la communauté scientifique dans le domaine des lasers à fibre s'intéresse particulièrement à l'accès à de nouvelles longueurs d'onde, en particulier avec les sources lasers à fibre dopée thulium et/ou holmium pour une émission autour de $2\ \mu\text{m}$. C'est dans ce contexte que s'inscrit ce travail de thèse.

1.4 Le laser à fibres optiques émettant autour de $2\ \mu\text{m}$

Le domaine des lasers à fibres autour de $2\ \mu\text{m}$ s'est largement développé ces dernières années, du fait d'importantes avancées technologiques sur les fibres amplificatrices dopées aux ions thulium et/ou holmium, les systèmes de détection et d'analyse et les composants de l'optique fibrée. Les spécificités de la bande spectrale autour de $2\ \mu\text{m}$ rendent les lasers à fibre particulièrement utiles pour une grande gamme d'applications [11, 51]. Dans cette section, nous allons parler des spécificités et des intérêts de travailler dans cette gamme de longueurs d'onde. Nous commencerons par donner brièvement les avantages du $2\ \mu\text{m}$ pour la photonique sur silicium [51]. Les besoins et applications des sources lasers à fibres à $2\ \mu\text{m}$ seront détaillés avant de finir sur les performances des fibres dopées aux ions terres rares utilisées pour l'émission autour de $2\ \mu\text{m}$.

1.4.1 Les fibres dopées pour l'émission autour de $2\ \mu\text{m}$

Afin d'obtenir une émission laser autour de $2\ \mu\text{m}$ dans un laser à fibre, la solution la plus utilisée et la plus efficace est d'utiliser des fibres dopées avec des ions thulium et/ou holmium. Nous allons voir dans cette partie les propriétés spectroscopiques des ions thulium et holmium mais aussi le co-dopage thulium/holmium incorporés dans une matrice de silice. Nous allons également présenter les sections efficaces d'absorption et d'émission de ces ions, ainsi que les processus de pompage privilégiés pour une émission laser autour de $2\ \mu\text{m}$. Ces données vont nous permettre de mieux comprendre les choix techniques adoptés durant ces travaux de thèse : le choix de la pompe, de

la longueur de la fibre dopée, de l'architecture laser... Des paramètres tels que la largeur de gain et le temps de relaxation des ions thulium et holmium vont nous aider à comprendre les phénomènes lasers observés.

La fibre en silice dopée thulium (Tm^{3+})

Le thulium (Tm) est un élément chimique du groupe des terres rares, un groupe de métaux dont les propriétés physico-chimiques sont proches et comprenant le scandium ($_{21}Sc$), l'yttrium ($_{39}Y$) et toute la famille des lanthanides dont l'ytterbium et l'erbium. Le thulium possède 35 isotopes dont la masse atomique varie entre 145 et 179. Parmi eux, seul le (^{169}Tm) est stable, son abondance naturelle étant proche de 100%. Le numéro atomique du thulium est 69, il possède 12 niveaux d'énergie, allant du niveau fondamental 3H_6 au niveau d'énergie le plus élevé 3P_2 , et les transitions électroniques entre chacun de ces niveaux correspondent à une longueur d'onde spécifique. Les huit premières bandes d'énergie ($^3H_6 \rightarrow ^1D_2$) de l'ion thulium dans une matrice de silice sont représentées sur la figure (1.10). Les niveaux d'énergie de l'ion sont éclatés en sous-niveaux par effet Stark⁶ (1.10). Ces sous-niveaux subissent ensuite un fort élargissement et une modification énergétique dûs à des perturbations par le milieu environnant. Ces perturbations inhomogènes des niveaux d'énergie de chaque ion aboutissent globalement à des bandes d'énergie. Pour le thulium les largeurs de bande peuvent dépasser une énergie de 500 cm^{-1} .

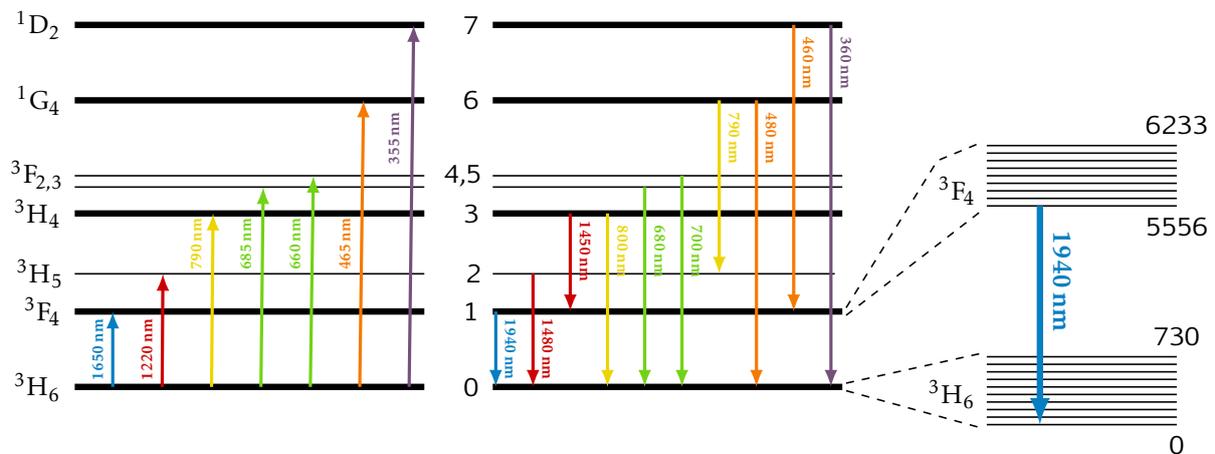


FIGURE 1.10 – Caractéristiques de l'ion thulium : diagramme énergétique des 8 premières bandes d'énergie de l'ion Tm^{3+} dans une matrice de silice et les longueurs d'ondes d'absorption (à gauche) et d'émission (au milieu) des niveaux respectifs. La dégénérescence en sous-niveaux par effet Stark est représentée à droite montrant l'émission laser autour de 1940 nm, l'échelle verticale représente l'énergie en cm^{-1} .

6. L'effet Stark est l'éclatement et le décalage des états électroniques en plusieurs composantes spectrales sous l'action d'un champ électrique.

Pour obtenir une émission laser autour de $2\ \mu\text{m}$, on exploite la transition électronique entre le niveau excité 3F_4 et le niveau fondamental 3H_6 du thulium. Néanmoins, il existe d'autres transitions entre les niveaux énergétiques du thulium qui permettent des émissions à d'autres longueurs d'onde. A titre d'exemple, des fibres en verres fluorés dopées au thulium sont utilisées pour exploiter la transition électronique 1G_4 vers 3H_6 pour obtenir une émission dans le bleu autour de $480\ \text{nm}$ [36, 37], ou encore la transition 3H_4 vers 3H_5 pour une émission autour de $2,3\ \mu\text{m}$ [52, 53, 54]. Nous nous intéresserons dans le cadre du travail présenté durant cette thèse, à l'excitation du niveau fondamental 3H_6 pour avoir un effet laser entre le niveau 3F_4 et le fondamental par émission d'un photon autour de $1940\ \text{nm}$. Ces deux bandes conduisent à une modélisation par un système à trois niveaux de l'ion Tm^{3+} en faisant intervenir les sous-niveaux vibrationnels du niveau 3F_4 [55].

Plusieurs stratégies de pompages optiques peuvent permettre l'émission autour de $2\ \mu\text{m}$. En particulier, le pompage résonant direct au niveau 3F_4 qui est sans doute le plus intéressant [56, 57]. Il consiste à absorber directement un photon pour exciter les ions au niveau 3F_4 pour réaliser l'inversion de population. Le temps de vie radiatif de ce niveau est de quelques millisecondes [58, 59, 60], cependant les phonons dans la silice présentent un fort pic d'énergie qui favorise les désexcitations non-radiatives. Cela fait chuter le temps de vie du niveau 3F_4 à plusieurs centaines de microsecondes [60, 61], ce qui est à comparer avec les $10\ \text{ms}$ obtenues avec l'utilisation de l'ion erbium.

Nous avons vu dans les sections précédentes que le verre de silicate à composants multiples représente un hôte idéal pour les fibres fortement dopées au thulium [43, 44]. La concentration des ions thulium peut typiquement y être supérieure à 10^{20} ions/cm³. Le pompage résonant à $1550\ \text{nm}$ n'est alors plus favorable car il perd en efficacité à cause de l'absorption du niveau excité (ESA) 3F_4 vers le niveau d'énergie plus élevée 3H_4 . Ce phénomène induit le dépeuplement du niveau 3F_4 et par conséquent limite l'émission laser à $2\ \mu\text{m}$. Une solution est de pomper directement le niveau 3H_4 en utilisant une autre longueur d'onde de pompe autour de $790\ \text{nm}$. Contrairement à l'ESA, un autre phénomène très intéressant pour le pompage au niveau 3H_4 se produit. On parle alors de relaxation croisée [62]. C'est un phénomène qui permet idéalement, par absorption d'un photon de pompe à $790\ \text{nm}$, l'émission de deux photons autour de $2\ \mu\text{m}$. La relaxation croisée se produit lorsque l'énergie atteint un certain niveau dans le matériau hôte où deux ions thulium sont proches l'un de l'autre. Le pompage se fait alors autour de $790\ \text{nm}$ pour exciter un ion au niveau 3H_4 par absorption d'un photon. Cela permet d'exciter deux ions au niveau 3F_4 et d'émettre deux photons autour de $2\ \mu\text{m}$ (voir figure 1.11).

Un autre procédé de pompage pour une émission laser autour de $2\ \mu\text{m}$ a été étudié il y a quelques années. Celui-ci impliquait le niveau 3H_5 de l'ion thulium. Le pompage au niveau 3H_5 se faisait autour de 915 et $975\ \text{nm}$ [59]. Cette configuration a rapidement été abandonnée, d'abord suite à la découverte du phénomène de relaxation croisée, et également à cause du photonoircissement découvert en pompant ce niveau [42]. Ce phénomène qui augmente fortement les pertes linéiques de la fibre, limite considérablement l'utilisation de cette configuration de pompage.

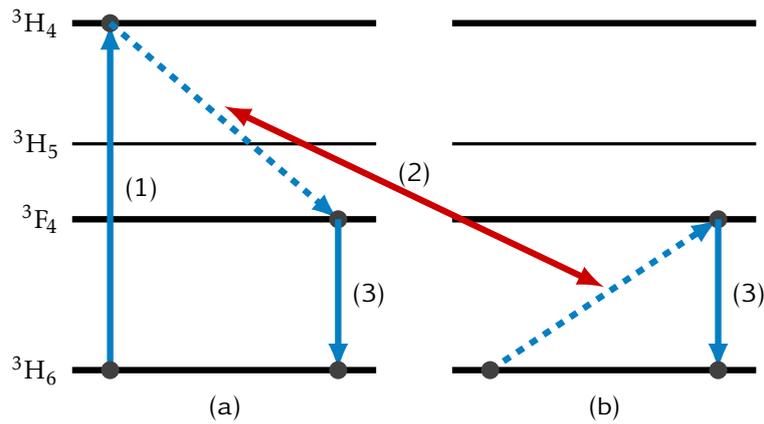


FIGURE 1.11 – Illustration du phénomène de relaxation croisée entre deux ions voisins du thulium. Le pompage à 790 nm permet d'exciter un ion (a) au niveau 3H_4 (1), une partie de l'énergie de l'ion est cédée à un ion voisin (b), se retrouvant tous les deux au niveau 3F_4 via la relaxation croisée (2). Une émission de deux photons autour de $2\ \mu\text{m}$ est alors obtenue à partir du niveau 3F_4 (3).

Le défaut quantique⁷ entre 790 nm et 1550 nm est important mais le phénomène de relaxation croisée obtenu avec un pompage à 790 nm permet de minimiser le défaut quantique. L'efficacité des sources de pompe utilisées à 1550 nm est limitée : environ 40 % pour les lasers à fibre dopée erbium ou co-dopée erbium/ytterbium. Même les diodes lasers InGaAsP/InP qui permettent une pompe à 1600 nm présentent un faible rendement électrique-optique (environ 20 %) [33].

Ce sont les électrons des deux ions thulium suffisamment proches qui vont entraîner le transfert d'énergie dit de relaxation croisée et améliorer considérablement l'efficacité de pompage en augmentant l'efficacité quantique. Le pompage au niveau 3H_4 avec le système de relaxation croisée permet d'atteindre un rendement quantique de 80 %, qui est meilleur que dans le cas d'un pompage résonant au niveau 3F_4 . Le laser titane-saphir émettant à 810 nm a longtemps été utilisé comme source de pompe pour les lasers thulium. Cependant, il souffrait d'un manque d'efficacité et était trop encombrant. Des diodes de pompe totalement fibrées centrées autour de 790 nm ont été développées durant la dernière décennie. Elles offrent des puissances de pompe de plusieurs dizaines de watts.

Les sections efficaces de transition sont des paramètres matériels utilisés pour quantifier la probabilité d'événements de transition induits optiquement. Elles sont liées à l'absorption et à l'excitation par unité de concentration d'ions. Les sections efficaces d'absorption et d'émission de l'ion thulium incorporé dans une matrice en silice sont données à la figure (1.12) en fonction de la longueur d'onde [14]. On y retrouve les sections efficaces d'absorption depuis le niveau fondamental (GSA⁸) et les niveaux

7. défini comme la différence d'énergie entre les photons de pompe et d'émission

8. GSA = Ground State Absorption

excités (ESA⁹) mais aussi les sections efficaces d'émission, notamment la large transition laser à 2 μm . La section efficace d'absorption entre les niveaux ${}^3\text{H}_6$ et ${}^3\text{F}_4$ de l'ion (Tm^{3+}) montre qu'il est effectivement possible de pomper directement le niveau ${}^3\text{H}_6$ sur 150 nm autour de 1650 nm, ce qui rend possible l'utilisation d'un laser à fibre dopée erbium ou co-dopée erbium/ytterbium pour réaliser le pompage. Les sections efficaces varient d'une fibre à une autre en fonction des dopants et co-dopants introduits dans la matrice silice de la fibre.

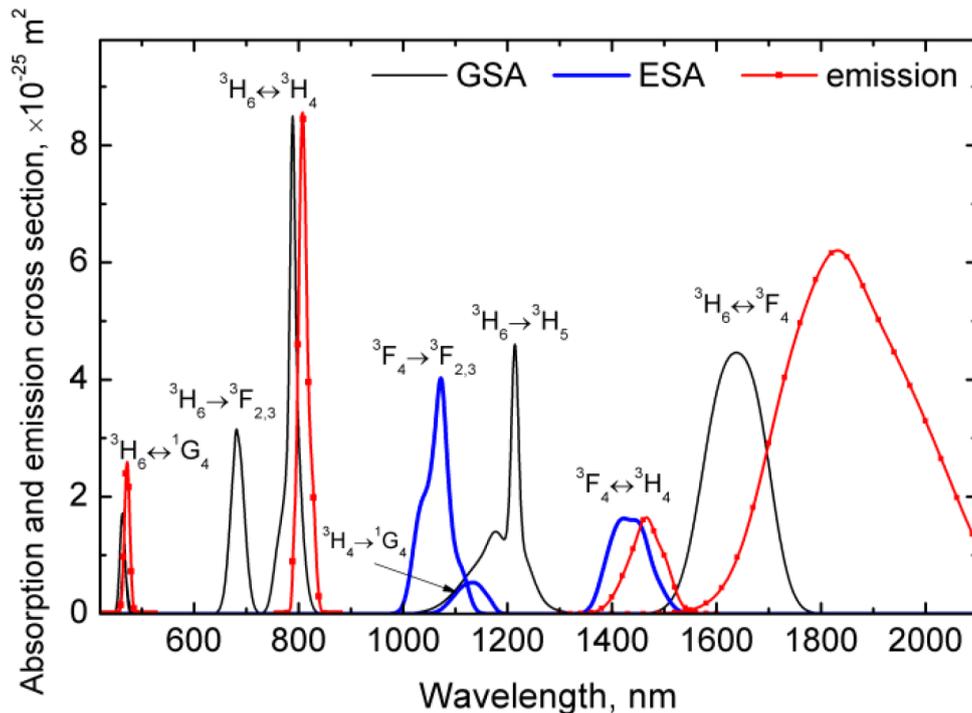


FIGURE 1.12 – Sections efficaces d'absorption et d'émission du thulium en fonction de la longueur d'onde (de [63]).

Comme mentionné dans le paragraphe précédent, le pic d'absorption du niveau ${}^3\text{H}_6$ vers le niveau ${}^3\text{F}_4$ possède dans le domaine spectral une largeur de 150 nm autour de 1650 nm. Le rendement quantique (nombre de photons émis / nombre de photons absorbés) dans cette transition est maximal. Pour une absorption d'un photon à 1550 nm et une émission d'un photon à 2000 nm, le rendement peut atteindre 75 % [33]. Ce dernier a tendance à rapidement décroître en décalant le pompage vers les longueurs d'onde plus courtes ou plus longues.

Finalement, pour une émission laser autour de 2 μm , la configuration de pompage dépend du type d'applications visé. De nos jours, seuls deux procédés sont privilégiés. Le pompage du niveau ${}^3\text{H}_4$ en utilisant des diodes lasers viendra exploiter le phénomène de relaxation croisée pour les applications lasers à hautes puissances. Tandis que le pompage résonant du niveau ${}^3\text{F}_4$ via un laser à fibre dopée erbium sera avantageux pour des applications à puissances modestes. Ces deux stratégies ont donc chacune des avantages, et nous avons privilégié le pompage résonant à 1550 nm pour les travaux

9. ESA = Excited State Absorption

entrepris dans le cadre de cette thèse du fait de la disponibilité de lasers de pompe et de multiplexeurs à cette longueur d'onde.

La fibre amplificatrice dopée aux ions thulium permet donc d'obtenir un grand gain autour de $2\ \mu\text{m}$, il présente une bonne compacité et une grande souplesse de fonctionnement. L'ion thulium (Tm^{3+}) présente une bande de gain supérieur à $200\ \text{nm}$ soit $15\ \text{THz}$ de large, elle est donc bien plus grande que celle de l'ion (Er^{3+}) qui est d'environ $30\ \text{nm}$ soit $4\ \text{THz}$. Cette importante largeur spectrale de la bande de gain permet de réaliser des lasers accordables de 1800 à $2150\ \text{nm}$ et de générer des impulsions ultra-courtes. Nous verrons dans la section suivante comment il est possible d'étendre encore plus cette fenêtre d'émission.

La fibre en silice dopée holmium (Ho^{3+})

Nous avons vu dans la section précédente que l'émission laser du thulium peut s'étendre jusqu'à $2,15\ \mu\text{m}$. Cependant, au delà de $2\ \mu\text{m}$ les sources à fibre dopée thulium perdent considérablement en efficacité. Afin d'étendre la fenêtre d'émission, on peut utiliser des fibres dopées aux ions holmium Ho^{3+} . L'holmium (Ho) est un autre métal du groupe des terres rares et de la famille des lanthanides. Il possède 36 isotopes de masse atomique variant de 140 à 175, l' ^{165}Ho représentant l'intégralité de l'holmium naturel est le plus stable. Le numéro atomique de l'ion holmium (Ho^{3+}) est 67, son diagramme énergétique simplifié des huit premiers niveaux d'énergie est représenté sur la figure (1.13). On y retrouve un grand nombre de transitions laser montrant les nombreuses possibilités d'émission de $0,55\ \mu\text{m}$ jusqu'à $3,9\ \mu\text{m}$, la transition nous intéressant étant $^5\text{I}_7$ vers $^5\text{I}_8$ pour une émission autour de $2,1\ \mu\text{m}$.

La configuration de pompage représentée en rouge sur la figure (1.13) consiste en un pompage du niveau fondamental $^5\text{I}_8$ au niveau $^5\text{I}_6$ suivi d'une désexcitation non radiative rapide au niveau laser supérieur $^5\text{I}_7$ pour une émission à $2,1\ \mu\text{m}$. La transition $^5\text{I}_8 \rightarrow ^5\text{I}_6$ est accessible par pompage direct autour $1,15\ \mu\text{m}$, soit par diode laser [64] ou par un laser à fibre dopée ytterbium [65]. La première émission laser à $2,1\ \mu\text{m}$ entre le niveau $^5\text{I}_7$ et le niveau fondamental $^5\text{I}_8$ depuis une fibre en silice dopée aux ions holmium et pompée par un laser à fibre dopée ytterbium a été décrite pour la première fois en 2003 [66]. Cette configuration de pompage est adaptée pour des applications à régimes pulsés ou à émission continue à faible puissance. Cependant, le pompage à $1,15\ \mu\text{m}$ des fibres dopées holmium souffre d'un défaut quantique élevé ($\sim 45\%$). Par contre, la configuration représentée en bleu consiste en un pompage résonnant à partir du niveau fondamental au niveau laser supérieur $^5\text{I}_7$ à $1,95\ \mu\text{m}$ via un laser à fibre dopée thulium, peut potentiellement fournir un gain efficace de $15\ \text{dB}$ jusqu'à $2,15\ \mu\text{m}$ [64], équivalent à des rendements quantiques supérieurs à 80% .

Les fibres en silice dopées holmium possèdent un certain nombre de propriétés d'absorption, couvrant une plage de longueurs d'onde allant du visible à l'infrarouge (voir figure 1.14a). Les sections d'absorption à $1,15\ \mu\text{m}$ et $1,95\ \mu\text{m}$ sont particulièrement intéressantes pour obtenir une émission laser efficace entre $1,95\ \mu\text{m}$ et $2,2\ \mu\text{m}$, comme le montre la figure (1.14b) qui compare les sections efficaces d'absorption et d'émission

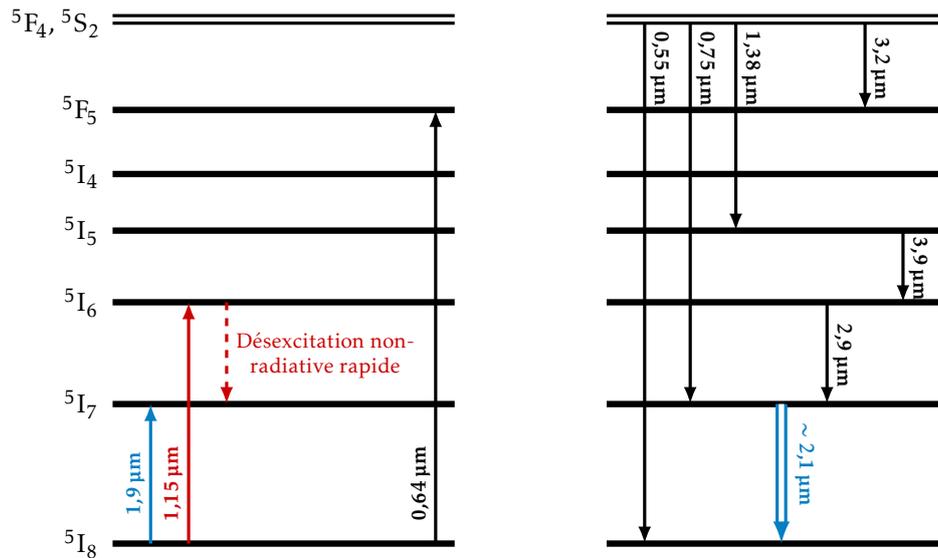


FIGURE 1.13 – Diagramme des 8 premiers niveaux d'énergie de l'ion Ho^{3+} dans une matrice de silice : les longueurs d'ondes courantes d'absorption et d'émission des niveaux respectifs sont respectivement représentées à gauche et à droite.

du thulium et de l'holmium. En effet, ces deux caractéristiques d'absorption peuvent être utilisées comme des transitions de pompage pour l'émission laser au-delà de 2 μm , comme l'a déjà démontré un grand nombre d'auteurs [65, 64].

La fibre en silice co-dopée thulium/holmium

Nous avons vu dans les sections précédentes que les ions holmium permettaient une émission laser au delà de 2 μm . Par ailleurs, les ions thulium bénéficient des fortes puissances de pompe obtenues à des longueurs d'onde plus courtes. Il a été démontré qu'il était possible d'associer les ions holmium avec des ions thulium dans une matrice de silice afin de bénéficier de leurs points forts respectifs [68]. D'après [59], il est même possible d'extraire des hautes puissances à partir d'un laser à fibre co-dopée aux ions thulium et holmium. L'idée est alors d'exploiter le phénomène de relaxation croisée des ions thulium pour l'excitation du niveau laser supérieur dans l'holmium. Ce système bénéficie de deux transferts d'énergie pour peupler le niveau laser supérieur (5I_7) des ions holmium. Lors du pompage autour de 790 nm pour exciter les ions thulium au niveau 3F_4 , un premier transfert est obtenu avec les échanges d'énergie spatiale rapides entre les ions thulium. Le second consiste en un transfert d'énergie du niveau 3F_4 du thulium au niveau 5I_7 de l'holmium (voir figure 1.15). Le transfert d'énergie de l'ion Tm^{3+} à l'ion Ho^{3+} est résonant, ce qui veut dire que les niveaux d'énergie 3F_4 du thulium et 5I_7 de l'holmium sont en équilibre thermique.

Grâce à la relaxation croisée, un grand nombre d'ions dans le niveau d'énergie 3F_4 du thulium est créé. Cependant, la conversion ascendante par transfert d'énergie (5I_7

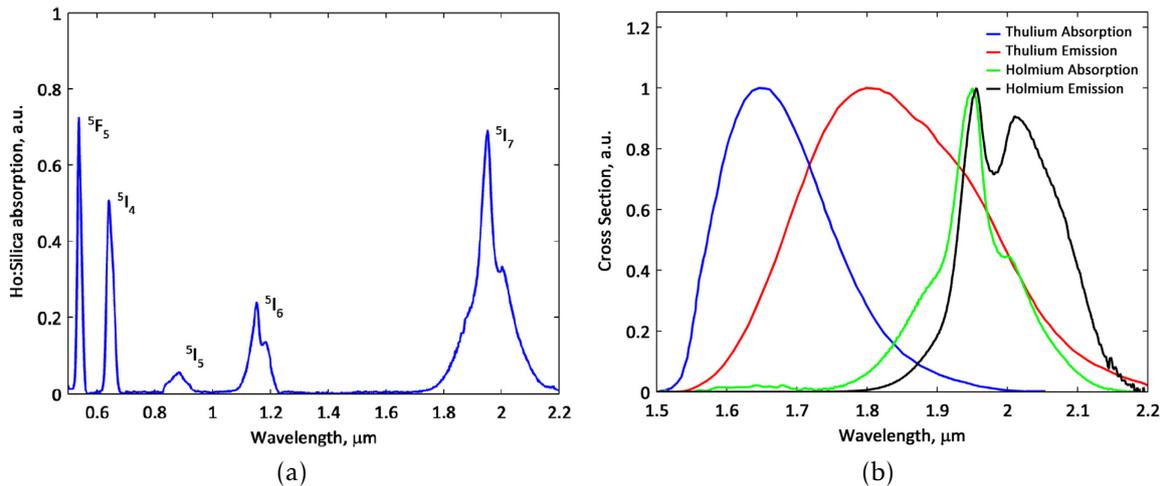


FIGURE 1.14 – Caractéristiques spectroscopiques de l’ion holmium : (a) spectre d’absorption des ions Ho^{3+} dans une matrice de silice et les niveaux énergétiques mis en jeu et (b) sections efficaces d’absorption et d’émission des ions Tm^{3+} et Ho^{3+} dans la silice autour de $2\ \mu\text{m}$ (de [67]), montrant la possibilité d’étendre la fenêtre d’émission laser au delà de $2\ \mu\text{m}$ avec les ions Ho^{3+} .

$\rightarrow {}^5\text{I}_5$) et le transfert d’énergie (${}^3\text{F}_4 \rightarrow {}^5\text{I}_7$) obtenu par désexcitation des ions thulium (${}^3\text{F}_4 \rightarrow {}^3\text{H}_6$) viennent réduire le nombre d’ions excités. Ces effets de transfert d’énergie induisent des émissions multiphonon qui produisent une quantité importante de chaleur (Figure 1.15). Les systèmes lasers à fibre utilisant des fibres de silice co-dopées $\text{Tm}^{3+}/\text{Ho}^{3+}$ requièrent souvent un refroidissement actif afin de maximiser l’efficacité et de réduire le seuil laser. Par ailleurs, les concentrations des ions thulium et holmium doivent être contrôlées pour maintenir la meilleure efficacité possible. Il a été montré dans la littérature que le ratio des concentrations doit être de 10 ions thulium pour 1 ion holmium [69]. Néanmoins, des lasers à fibres co-dopées $\text{Tm}^{3+}/\text{Ho}^{3+}$ ont été réalisés avec succès permettant une émission entre $1,8\ \mu\text{m}$ et $2,1\ \mu\text{m}$.

Des fibres dopées thulium et co-dopées thulium/holmium ont été utilisées durant cette thèse. Nous verrons dans le chapitre 3 les caractéristiques et les résultats expérimentaux obtenus avec ces fibres dopées.

1.4.2 Spécificités du domaine optique autour de la longueur d’onde de $2\ \mu\text{m}$

La fenêtre du $2\ \mu\text{m}$ pour le silicium

Les grands leaders en fonderie ont déjà utilisé des couches minces de silicium sur isolant (SOI¹⁰) dans des plateformes photoniques sur silicium pour la réalisation

10. SOI pour Silicon-On-Isolator

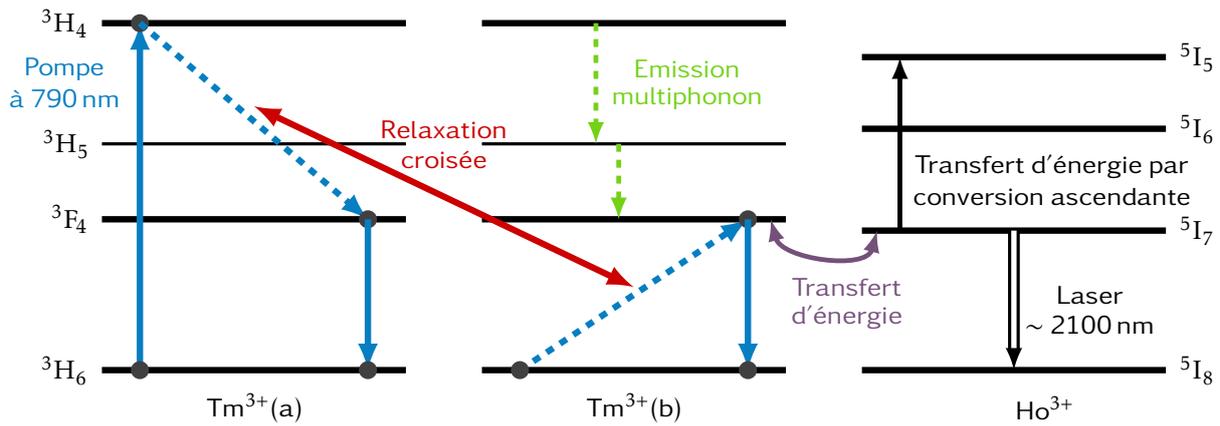


FIGURE 1.15 – Représentation simplifiée des niveaux d'énergie d'une fibre en silice codopée aux ions Tm^{3+} et Ho^{3+} . Le schéma montre la pompe à 790 nm, le phénomène de relaxation croisée, le transfert d'énergie du niveau 3F_4 du thulium au niveau 5I_7 de l'holmium, le transfert d'énergie par conversion ascendante, un exemple d'émission multiphonon ainsi que les processus laser.

de circuits intégrés photoniques (PIC¹¹) sur puce dans une plage de longueurs d'onde comprise entre 1300 et 1550 nm. Depuis, les procédés de fabrication de l'industrie photonique silicium ont mûri et permettent actuellement la réalisation de nombreux composants passifs et surtout actifs. Récemment, des guides d'onde intégrés dopés à l'erbium fournissant des gains très élevés ont été réalisés avec les technologies photoniques silicium [70, 71]. La technologie semble être une voie prometteuse en travaillant à des longueurs d'onde plus élevées, elle permettrait de réaliser des PIC infrarouges (actifs ou passifs) qui sont non seulement compatibles CMOS et efficaces, mais également peu coûteux, évolutifs sur une échelle de production à grand volume.

La technologie du silicium sur isolant est en effet une plateforme particulièrement adaptée pour l'optique non-linéaire à $2\mu m$ selon les mêmes principes de conception connus à 1,3 et $1,55\mu m$. Elle est considérée comme une technologie d'avenir critique pour les applications de communications et de calcul à très haute vitesse grâce à différents aspects :

- le silicium a une faible absorption intrinsèque à $2\mu m$, les pertes de guide d'onde sont principalement dues au dopant et à la diffusion, de sorte que les pertes optiques globales attendues de ces systèmes peuvent être inférieures à 1 dB/cm. De plus, l'absorption à deux photons (TPA¹²), phénomène non-linéaire induisant des pertes entre 1 et $1,9\mu m$, devient presque négligeable à $2\mu m$. Cette particularité rend la plateforme SOI adaptée aux circuits haute puissance,

11. Photonic Integrated Circuits

12. TPA pour Two-Photon Absorption

- l'indice non-linéaire du silicium est de 3 ordres de grandeur supérieur à celui de la silice,
- un coefficient Kerr non-linéaire élevé et un fort confinement dû au contraste d'indice élevé qui aboutissent à un indice non-linéaire effectif extrêmement élevé (indice de réfraction de 3,45 pour le silicium à $2\ \mu\text{m}$),
- la plateforme SOI est une technologie très avancée, des guides d'ondes à haute efficacité sont systématiquement réalisés, de sorte que des résonateurs à haut facteur de qualité peuvent être fabriqués facilement,
- et le silicium reste compatible avec les technologies CMOS qui sont facilement reproductibles et qui permettent un faible coût pour les produits.

Des systèmes basés sur les technologies silicium intégré ont récemment été réalisés avec succès dans la fenêtre de longueurs d'onde de $2\ \mu\text{m}$. Nous pouvons citer à titre d'exemple : la détection spectroscopique [72] et les modulateurs à haute vitesse dans les systèmes émetteur-récepteur [73].

1.4.3 Besoins et applications des sources lasers à $2\ \mu\text{m}$

Le risque majeur que présentent les lasers est l'exposition oculaire et l'endommagement de la rétine. Heureusement, le rayonnement laser est fortement absorbé par la cornée, l'humeur aqueuse et le cristallin dans la gamme comprise entre $1,4\ \mu\text{m}$ et $2,4\ \mu\text{m}$. La rétine (partie la plus vulnérable de l'œil et qui ne se régénère pas) est alors protégée des radiations lumineuses qui causeraient des lésions irréversibles. Les lasers à $2\ \mu\text{m}$ font donc partie de cette gamme de lasers émettant à des longueurs d'ondes où l'œil est faiblement exposé aux risques laser. Ils sont qualifiés de lasers à « sécurité oculaire » (*eye-safe*). Ces systèmes laser offrent des avantages exceptionnels pour les applications d'espace libre par rapport aux systèmes conventionnels qui fonctionnent à des longueurs d'onde plus courtes. Cela leur donne un grand potentiel de marché pour l'utilisation dans les systèmes de LIDAR, de spectroscopie des gaz, des télécommunications optiques ou encore des applications médicales. Par ailleurs, le seuil d'intensité pour les lésions oculaires irréversibles est beaucoup plus élevé autour de $2\ \mu\text{m}$ que pour les longueurs d'onde plus courtes. Bien que la protection de la rétine soit bénéfique, les lasers « eye-safe » à $2\ \mu\text{m}$ nécessitent de prendre toutes les précautions de sécurité laser parce qu'ils peuvent, cependant, causer de gros dommages aux parties antérieures de l'œil qui sont le plus exposées. Nous détaillons, dans ce qui suit, toutes ces différentes applications des lasers à $2\ \mu\text{m}$ qui requièrent souvent l'utilisation de sources laser comme celles développées dans cette thèse.

Applications médicales

Plusieurs caractéristiques rendent les lasers à $2\ \mu\text{m}$ particulièrement adaptés pour la chirurgie de haute précision pour les tissus mous et durs. En effet, les tissus biologiques sont majoritairement composés d'eau. Comme on peut le voir sur la figure 1.16,

il existe un fort pic d'absorption vers $1,94\mu\text{m}$ qui, combiné à une profondeur de pénétration minimale (quelques dizaines de μm), permet de brûler efficacement les tissus humains. Cette gamme de longueurs d'onde permet des taux d'ablation submicroniques qui entraînent un minimum de dommages autour de la zone exposée. De plus, le rayonnement laser vers $1,94\mu\text{m}$ favorise la coagulation du sang, supprimant les saignement et limitant ainsi les hémorragies lors des interventions chirurgicales.

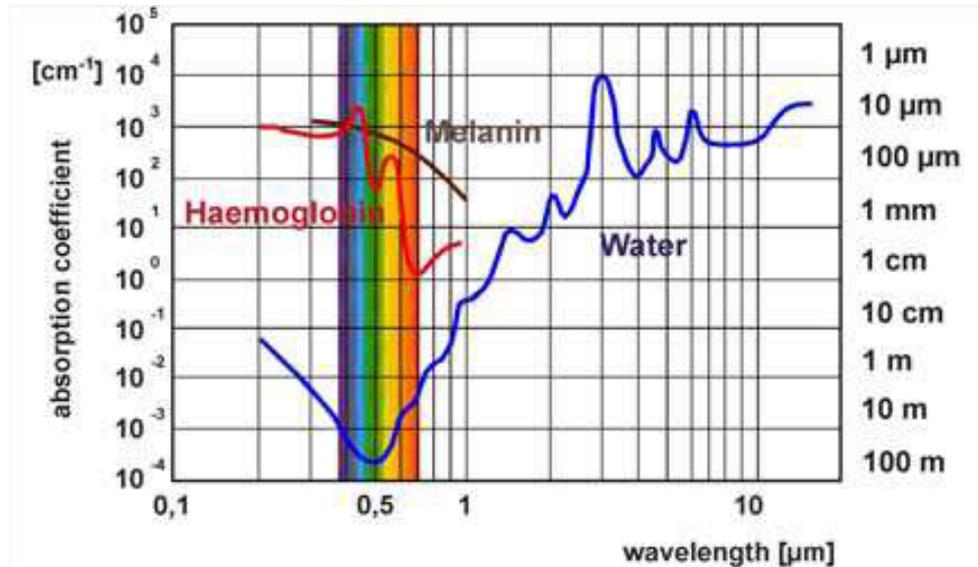


FIGURE 1.16 – Profondeur d'absorption et de pénétration dans l'eau et les tissus biologiques pour différentes longueurs d'onde (tiré de [74]).

Les sources laser à cristaux à $2\mu\text{m}$ sont jusqu'à récemment les plus utilisées pour les pratiques médicales. Elles trouvent déjà des applications dans les domaines de l'ophtalmologie (découpe de la cornée, suture des vaisseaux sanguins), de la chirurgie (destruction des calculs urinaires, ablation précise des tissus) ou encore de la dentisterie. Le type de laser (régime impulsionnel ou continu) utilisé varie en fonction de l'application médicale visée. La figure 1.17 montre les principales applications médicales et leurs régions anatomiques dans l'ensemble du corps humain. Un système laser impulsionnel est nécessaire pour les applications en rouge, tandis que pour les autres, un laser en régime continu est plus recommandé.

Cependant, ces dernières années, la compacité, la robustesse, l'efficacité et le prix de revient font du laser à fibre à $2\mu\text{m}$ un candidat prometteur pour des applications chirurgicales de haute précision. Comme il a déjà été mentionné dans les sections précédentes, le thulium et l'holmium sont les deux ions terres rares utilisés comme dopants pour les fibres optiques dans cette fenêtre spectrale : ils émettent respectivement autour de $1,9$ et $2,1\mu\text{m}$. Bien que leurs longueurs d'onde d'émission soient proches, leurs profondeurs de pénétration se distinguent clairement : environ $100\mu\text{m}$ pour une émission autour de $1,9\mu\text{m}$ correspondant au thulium et $300\mu\text{m}$ pour une émission vers $2,1\mu\text{m}$ pour l'holmium. Les résultats d'un diagnostic et le type de thérapie dépendent des différences de fonctionnement du laser en terme de longueur d'onde. Les lasers à fibres dans la bande spectrale $2\mu\text{m}$ ont donc des arguments pour concurrencer voire

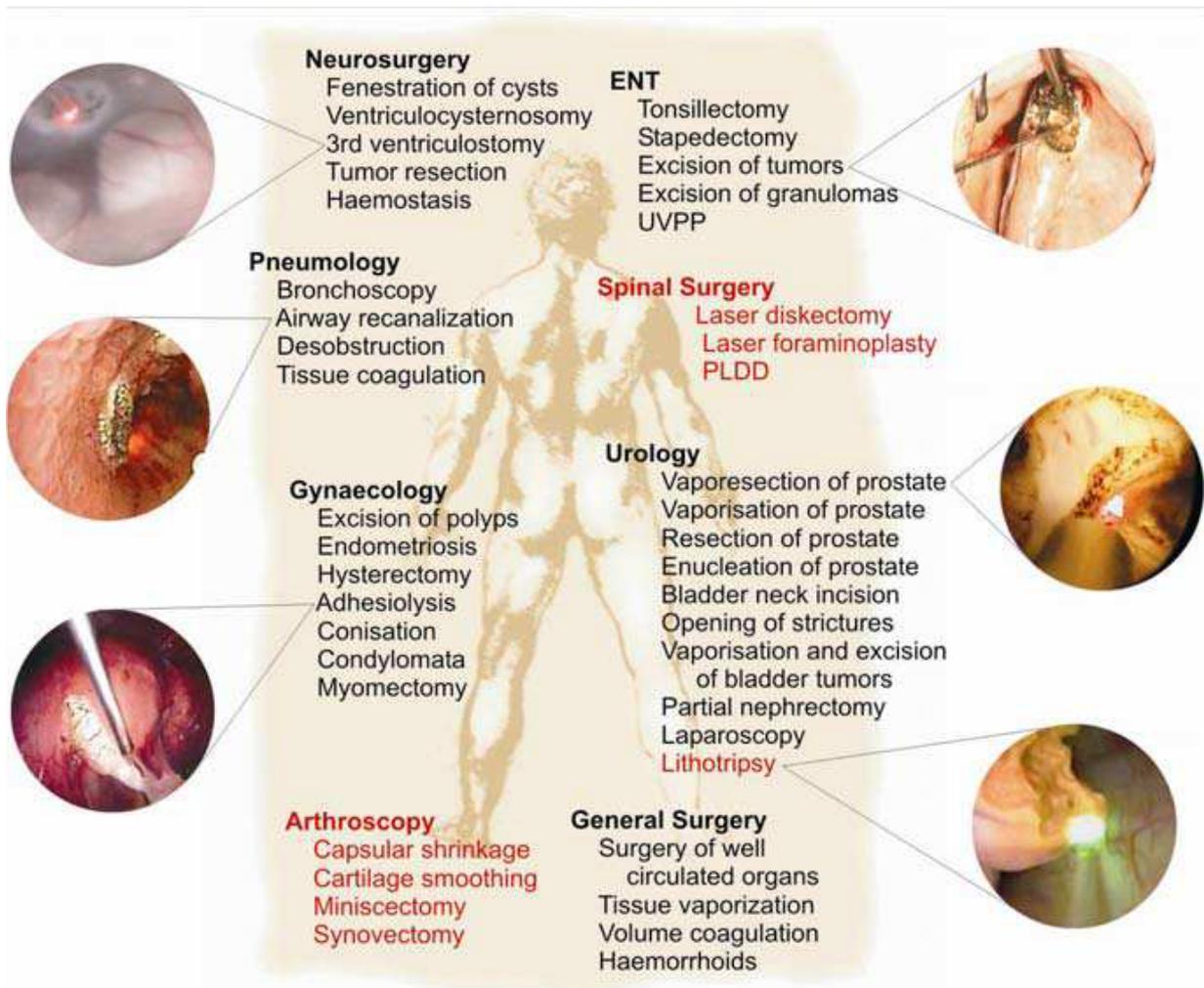


FIGURE 1.17 – Vue d’ensemble des différentes interventions chirurgicales possibles qui peuvent être effectuées avec des lasers émettant autour de $2\ \mu\text{m}$. Pour les applications marquées en rouge, un système laser pulsé est utilisé (tiré de [74]).

remplacer les lasers à cristaux massifs, en particulier grâce au large spectre d’émission dans la silice dopée thulium qui permet d’obtenir une source accordable sur plusieurs centaines de nanomètres [75, 76].

A titre de comparaison, le laser holmium : YAG est actuellement le laser le plus courant en lithotripsie (technique qui consiste à éliminer en fragments les calculs rénaux). Cependant, d’après des études expérimentales récentes, il a été démontré que les lasers à fibre dopée thulium sont aussi capables de vaporiser les tissus et calculs urinaires [77, 78, 79]. Cela serait dû à la différence remarquable des coefficients d’absorption de l’eau à haute température des longueurs d’onde d’émission des ions thulium et holmium : $\mu_a = 160\ \text{cm}^{-1}$ pour le thulium à $\lambda = 1908\ \text{nm}$ qui est significativement plus élevé que pour l’holmium ($\mu_a = 28\ \text{cm}^{-1}$ à $\lambda = 2120\ \text{nm}$). D’après [78, 79], des tests ex vivo (en dehors de l’organisme) ont été réalisés pour comparer les taux de vaporisation des pierres d’un laser holmium et d’un laser à fibre dopée thulium. Le rayonnement de

l'holmium est pulsé à 3 Hz avec une durée d'impulsion de 220 μs . Celui du thulium est pulsé à 10 Hz avec une durée d'impulsion de 1 ms. Les deux rayonnements de même énergie d'impulsion 70 mJ ont été délivrés via une fibre silice de diamètre de cœur de 100 μm pour vaporiser 10 pierres d'acide urique humain (UA) et d'oxalate de calcium monohydraté (COM). Pour un même nombre d'impulsions et d'énergie totale envoyé sur les pierres, les taux de vaporisation des pierres UA et COM par le laser à fibre dopée thulium étaient en moyenne 5 à 10 fois plus grands que ceux par le laser holmium. Avec des développements supplémentaires, le laser à fibre dopée thulium pourrait représenter une alternative au laser à holmium conventionnel pour une lithotripsie laser *in vivo* plus efficace.

En chirurgie ophtalmique, les lasers à fibres impulsions à 2 μm commencent également à gagner du terrain. L'utilisation d'impulsions courtes à ultracourtes est préconisée pour les interventions chirurgicales de l'œil. En effet, elles limitent l'échauffement et la propagation d'ondes acoustiques autour de la zone exposée. Ce type de lasers permet en particulier de corriger la myopie, l'hypermétropie, ou encore l'astigmatisme. Le fait que la cornée soit majoritairement composée d'eau facilite sa découpe par laser à fibre dopée thulium en raison du pic d'absorption de l'eau à 1940 nm, cela permet de remplacer les techniques mécaniques habituelles utilisées en chirurgie. De plus, l'épaisseur d'une cornée saine est d'environ 500 μm , qui est du même ordre de grandeur que la profondeur de pénétration du thulium (environ 100 μm), procurant une grande efficacité de découpe. Les lasers à 1060 nm habituellement utilisés permettent de découper efficacement une cornée saine. Cependant, quand il s'agit de traiter une cornée malade, ces lasers souffrent de problèmes de diffusion du signal laser, le front d'onde est déformé et la profondeur de pénétration est alors fortement réduite. Le laser erbium a été envisagé comme solution, notamment pour l'application à la greffe de cornée [80], mais ce dernier souffre d'une faible efficacité. Le laser à fibre dopée thulium permettrait, d'un côté, de gagner considérablement en efficacité, et d'un autre côté, de s'affranchir de ces problèmes de diffusion [81], à condition de se placer à une longueur d'onde où l'absorption permettrait d'obtenir une profondeur de pénétration de l'ordre de l'épaisseur de la cornée.

Certaines de ces applications médicales nécessitent l'utilisation de lasers à haute puissance. La puissance crête des dispositifs médicaux actuellement disponibles sur le marché ne dépasse généralement pas 120 W. Cependant, avec de telles puissances, la durée de l'opération médicale peut être trop longue. Depuis, des lasers avec des puissances crêtes atteignant 4,4 kW ont été développés [82, 10]. Ce sont des lasers fonctionnant en régime Q-Switch qui émettent des bouffées d'énergie intenses. Ils ouvrent la voie à une multitude d'applications médicales.

Applications en télédétection et spectroscopie

La plage de longueurs d'onde autour de 2 μm correspond à une fenêtre de transmission de l'atmosphère. Cela donne aux lasers à 2 μm un grand potentiel de marché,

en particulier dans les applications en espace libre où la sécurité des yeux est très importante. Les systèmes *Lidar*¹³ en font partie. Le lidar ou télédétection par laser est une technique de mesure à distance basée sur l'analyse des propriétés d'un faisceau de lumière renvoyé vers son émetteur. Son fonctionnement est semblable à celui du radar qui opère dans le domaine des ondes radio, alors que le lidar fonctionne dans le domaine optique et c'est la rétrodiffusion des particules d'aérosol en suspension dans l'air (diffusion de Mie) qui fournit le signal de retour. Le lidar permet de mesurer la vitesse d'un objet cible par effet Doppler, ou en météorologie, de déterminer la position d'un épisode pluvieux.

Les lasers en régime continu et pulsé autour de $2\ \mu\text{m}$ ont été largement utilisés dans les applications de télédétection laser, en particulier les systèmes Doppler-LIDAR pour la détection cohérente du vent [83, 84], on parle du lidar anémométrique qui permet de cartographier la vitesse du vent et d'étudier les turbulences. Les lasers en question sont des sources à l'état solide qui fonctionnent avec une détection hétérodyne. Ils utilisent la configuration MOPA¹⁴ pour générer des impulsions à faible largeur de raie et atteindre le niveau d'énergie par impulsion requis pour cette application, typiquement une énergie supérieure au millijoule pour atteindre une portée de plusieurs kilomètres [84]. Cette configuration permet également d'atteindre des plages de détection et de résolution élevées. Une grande stabilité à court terme de la fréquence laser est nécessaire pour atteindre une haute résolution pour la mesure de la vitesse du vent. A $2\ \mu\text{m}$, une résolution de 1 m/s sur la vitesse du vent peut être atteinte uniquement si la stabilité en fréquence du laser est meilleure que 1 MHz.

Les développements récents des lasers à fibre à $2\ \mu\text{m}$ font que ces derniers prennent l'avantage sur leur homologue à l'état solide. En 2012 déjà, une étude avait montré la génération d'impulsions de durée de 15 ns et d'énergie de 0,5 mJ dans un système totalement fibré [85]. Plusieurs études ont été entreprises pour montrer les performances de diverses sources laser à fibre à $2\ \mu\text{m}$ pour la détection [86]. Une résolution spectrale de 30 kHz a été atteinte dans un laser à verrouillage de mode passif pour les système Lidar [87]. Ces systèmes Lidar à $2\ \mu\text{m}$ peuvent être utilisés dans les aéroports pour des missions aéroportées et spatiales à sécurité oculaire. Le but étant de détecter la formation de tourbillons de sillage pendant le décollage et l'atterrissage des avions afin d'augmenter les capacités des aéroports et la sécurité du vol [88].

Nous pouvons également citer comme application la spectroscopie autour de $2\ \mu\text{m}$ qui permet l'analyse de certains composants chimiques, particulièrement des gaz possédant des raies d'absorption dans la bande de transmission de l'atmosphère entre 1,8 et $2,2\ \mu\text{m}$, tels que Le dioxyde de carbone (CO_2), l'eau (H_2O), l'ammoniac (NH_3) et le protoxyde d'azote (N_2O). Par exemple, la détection des concentrations de la vapeur d'eau (H_2O) et du dioxyde de carbone (CO_2) est utile pour la prévision du temps, du climat et pour l'analyse de l'effet de serre. En télédétection, il existe différentes techniques pour la détection des éléments chimiques. Elles sont basées sur des distances de détection courtes, moyennes et longues. La longue portée fait référence à toute détection effectuée sur une distance allant de 100 m jusqu'à plusieurs kilomètres. Les systèmes lasers

13. Lidar pour Light Detection And Ranging

14. MOPA pour Master Oscillator – Power Amplifier

utilisent alors la rétrodiffusion de Mie pour effectuer la mesure. Afin d'obtenir des informations suffisantes sur la position et la direction de la cible, des sources pulsées de type Lidar à haute énergie sont indispensables pour une détection à longue distance, la portée du signal dépendant de l'énergie des impulsions. Cette technique à longue distance est particulièrement appréciée dans les domaines de la défense et de la sécurité.

Une autre technique qui requiert des sources impulsionnelles de forte énergie est la spectroscopie d'émission atomique induite par laser (LIBS)¹⁵, une technique qui est largement utilisée pour la détection de particules avec un bon rapport signal/bruit. Son principe repose sur la focalisation d'impulsions laser de haute énergie sur le matériau. La forte densité de puissance va alors générer un plasma. L'analyse du spectre d'émission du plasma permet de déterminer la composition chimique du matériau. Habituellement, cette application tire profit de la bonne efficacité et la forte puissance des lasers à 1 μm . Ces dernières années, les lasers à fibre à 2 μm ont gagné du terrain sur les lasers à 1 μm . Les lasers à fibre dopée thulium sont devenus suffisamment énergétiques et ont été utilisés pour la première fois en 2010 dans un système LIBS pour l'analyse du cuivre [89].

Dans la plage de longueurs d'onde de 2 μm , il existe de nombreuses fenêtres de transmission atmosphérique où de très larges gammes de détection peuvent être réalisées. Pour la détection à courte portée, le gaz d'intérêt se trouve à proximité immédiate de la source laser et du détecteur. En général, tous les éléments sont compris dans le même boîtier. Pour la détection à moyenne portée, la cible est plutôt sur un court chemin ouvert (quelques mètres) entre le laser et le détecteur. Les applications visées par ces deux techniques sont souvent de type sécurité ou détection de gaz sur des centrales d'extraction de gaz ou de pétrole. Dans ce cas, l'avantage des lasers à fibre réside dans leur compacité et facilité à être transportés. De plus, nul besoin d'une source de haute énergie étant donnée que la détection se fait sur des distances modérées : la rétrodiffusion du gaz à petite distance permet de renvoyer une plus grande quantité de signal que la rétrodiffusion de Mie à grande distance. En effet, des sources faible puissance accordables dans la région de longueurs d'onde 2 μm permettent la détection sensible de certains gaz et molécules atmosphériques plus légers. En général, elles reposent sur la conversion chimique et la spectroscopie d'absorption optique différentielle DOAS (differential optical absorption spectroscopy) [90, 91]. Des diodes laser accordables associées à une cavité en espace libre sont souvent utilisées par ces techniques mais les lasers à fibre dopée thulium pourraient très rapidement les remplacer [30].

La télédétection et la spectroscopie avec des sources laser à fibre compactes, robustes, puissantes et accordables sur une large bande spectrale dans la gamme de longueurs d'onde de 2 μm ont un bon potentiel dans les industries chimiques et pétrolières en termes de sécurité, de contrôle qualité et d'application de la réglementation ainsi que dans les applications médicales et environnementales.

15. Appelée aussi : spectroscopie de plasma induit par laser. LIBS en anglais pour Laser-Induced Breakdown Spectroscopy

Traitement des matériaux

Une des applications les plus connues des lasers est le traitement des matériaux. Des sources lasers de plusieurs dizaines voire centaines de kilowatts sont utilisées pour la découpe et le soudage de matériaux. En parallèle, des lasers à faible puissance, de l'ordre du watt, sont utilisés pour l'impression ou le marquage des matériaux. Les lasers autrefois couramment utilisés dans ces domaines d'application étaient les lasers CO₂ et Nd :YAG émettant respectivement autour de 10,6 μm et 1,064 μm. Ils peuvent être utilisés dans un régime de fonctionnement continu ou impulsionnel en fonction de l'application visée [92]. Dans un régime impulsionnel, la durée et la puissance de l'impulsion varie en fonction du matériau à traiter et de la qualité souhaitée. Dans le cas des matériaux très fragiles, l'utilisation des lasers émettant des impulsions de l'ordre de quelques dizaines de femtosecondes est conseillée afin de réaliser une découpe très nette et limiter l'échauffement et la déformation par effet thermique.

Ayant l'avantage d'être totalement fibrés jusqu'à la tête optique, les lasers à fibre garantissent une robustesse et une facilité d'utilisation. Cependant, ils ont longtemps souffert de leur manque de puissance et ont été limités aux applications de marquage de matériaux. Ces dernières années, de récents développements ont été observés sur les lasers à fibre optique à haute puissance [93, 94, 95]. Dans l'industrie, ils sont actuellement utilisés à grande échelle pour remplacer les lasers à cristaux massifs dans diverses applications, notamment pour la découpe de matériaux.

En fonction de l'application visée, la longueur d'onde d'émission du laser peut ou non avoir une importance. Contrairement à certains matériaux tels que les métaux où la longueur d'onde du laser importe relativement peu pour améliorer la qualité et l'efficacité de l'usinage, d'autres matériaux sont plus efficacement traités dans la bande de longueur d'onde 2 μm où ils présentent des résonances d'absorption. Les matériaux organiques avec une teneur en eau significative, certains matériaux plastiques ou encore des verres qui ne sont pas transparents autour de cette longueur d'onde sont plus avantageux pour un traitement par un laser autour de 2 μm [96, 97]. Grâce à la large bande de gain qu'offrent les lasers à fibre autour de 2 μm, un choix approprié de la longueur d'onde centrale du laser, permettant de tirer parti de ces résonances, donnera un système plus efficace par rapport aux lasers à d'autres gammes de longueurs d'onde.

Télécommunications optiques

Au cours des dernières décennies, l'expansion des technologies de l'optique fibrée a entraîné une augmentation rapide de la capacité de l'infrastructure Internet actuelle. Ces avancées ont permis d'atteindre des capacités de transmission record. Cependant, la capacité par canal a une limite, et est fonction de sa bande passante et de son rapport signal sur bruit, et des distorsions induites par la dispersion chromatique et la non-linéarité des fibres. Cette limite sera bientôt atteinte et la bande d'amplification de l'erbium est presque entièrement utilisée, ce qui signifie que de nouvelles technologies et directions de recherche doivent être développées pour répondre à la demande Internet en forte croissance.

Une solution proposée par la communauté de la communication optique était de travailler à une nouvelle fenêtre de longueur d'onde, autour de $2\ \mu\text{m}$, où la large bande passante des amplificateurs à fibre dopée au thulium (Tm^{3+}) (TDFA¹⁶) allant de $1,7\ \mu\text{m}$ à $2,1\ \mu\text{m}$ fournirait une nouvelle gamme de fréquences de capacité supérieure pour la transmission de données [98]. La bande passante de tels amplificateurs s'étend sur environ 30 THz, ce qui est particulièrement intéressant par rapport aux 15 THz des EDFA. Le co-dopage des fibres de thulium avec de l'holmium (Ho^{3+}) se traduit par une augmentation de la largeur de bande de gain, la longueur d'onde de coupure plus longue étant poussée jusqu'à $2,3\ \mu\text{m}$. Le passage des longueurs d'onde télécoms à la télécommunication de $2\ \mu\text{m}$ n'est pas si compliqué en raison :

- du multiplexage en longueur d'onde (WDM¹⁷) pour mélanger de nombreux canaux de communication optiques différents dans la même fibre optique,
- de technologies de transmission cohérentes qui ont été développées pour augmenter l'efficacité de transmission par canal, avec l'utilisation d'un format avancé tel que QPSK ou 16-QAM [99].

Cependant, les fibres monomodes standard en silice utilisées à $1,55\ \mu\text{m}$ sont toujours utilisables à $2\ \mu\text{m}$, mais leurs pertes nous limitent aux distances de transmission urbaines. Récemment, la faisabilité de cette solution a été démontrée dans des expériences de transmission à $2\ \mu\text{m}$ sur des distances limitées à quelques kilomètres [100, 101, 102].

Les télécommunications optiques ont besoins de sources laser hautement cohérentes. Les lasers à fibres promettent d'être de bons candidats pour le multiplexage en longueur d'onde cohérente en raison de leur largeur de raie très étroite obtenue dans une architecture spécifique à sélection et verrouillage de fréquence, de leur connexion facile aux systèmes de communication optique et compacité. Les lasers à fibre à verrouillage de modes peuvent produire plusieurs longueurs d'onde à largeur de raie étroite, mais avec un espacement de fréquence qui ne dépasse généralement pas 1 GHz. Le principal défi est de générer plusieurs longueurs d'onde stables avec un espacement typique de 50 GHz dans un seul laser à fibre. La combinaison de lasers à fibre dopée au thulium et d'effets divers peut conduire à des espacements de mode de l'ordre de dizaines ou centaines de GHz. Certaines méthodes ont été développées pour générer des trains d'impulsions avec des taux de répétition très élevés dans des lasers à verrouillage de mode. Par exemple : les miroirs à boucle amplificatrice non-linéaire (NALM¹⁸) ou à boucle optique non-linéaire (NOLM¹⁹) [15], les filtres en peigne intracavité [16, 103], le verrouillage de modes passif harmonique dans une cavité en anneau basée sur l'évolution non-linéaire de la polarisation [104], l'emploi d'un micro-résonateur [19, 18] ou le mélange à quatre ondes (FWM²⁰) [17]. Cependant, la faisabilité de ces techniques présente plusieurs limites dans le domaine des télécommunications : des difficultés à régler l'espacement des modes, la concurrence des modes peut diminuer la cohérence

16. TDFA pour Thulium Doped Fiber Amplifiers

17. WDM pour Wavelength Division Multiplexing

18. NALM pour Nonlinear Amplified Loop Mirrors

19. NOLM pour Nonlinear Optical Loop Mirrors

20. FWM pour Four-Wave Mixing

ou être sensible à la polarisation. Cependant, les sources laser à 2 μm , qui sont hautement cohérentes et ont l'avantage d'une très large bande passante, peuvent fournir un grand nombre de canaux à largeur de raie étroite avec un taux de répétition élevé.

Autres applications

Certains systèmes lasers à base des ions holmium, en particulier le laser à cristal Ho :YAG, sont connus pour générer des impulsions de niveau d'énergie extrêmement élevé ($> 10\text{ mJ}$) [105]. Ces lasers permettent d'émettre à 2,1 μm voire au delà et sont utilisés dans un grand nombre d'applications. Cependant, ils requièrent souvent un pompage autour de certaines longueurs d'onde difficiles à obtenir avec des sources à semi-conducteurs, telles que 1908 nm ou 1940 nm. Les lasers à fibre dopée thulium, de défaut quantique faible, peuvent fournir des puissances de pompe moyennes élevées autour de ces longueurs d'onde. Ils représentent un candidat idéal pour le pompage des lasers massifs à base d'holmium afin d'atteindre des puissances moyennes ou d'impulsion crêtes bien plus élevées que celles fournies par les lasers à fibre [105].

Comme nous l'avons vu précédemment, la large bande passante des lasers à fibre dopée thulium leur donne un grand potentiel pour la génération d'impulsions ultra-courtes. La silice est le verre le plus utilisé actuellement pour ce type de laser. L'utilisation d'autres verres exotiques tels que les chalcogénures ou encore les verres au fluorure de métaux lourds (tel que le ZBLAN) améliorerait considérablement la qualité des impulsions ultra-courtes générées. En effet, ces verres peuvent avoir des dispersions proches de zéro autour de 2 μm , améliorant ainsi la qualité des impulsions et augmentant la puissance crête de sortie. Ce type de lasers ouvrirait davantage d'applications dans des domaines tels que le traitement des matériaux, l'optique non-linéaire ou encore la défense.

La très large bande passante du thulium peut également être exploitée pour développer des sources superfluorescentes basées sur l'émission spontanée amplifiée (ASE) [106]. Ces sources peuvent être utilisés dans de nombreuses applications comme la mesure des spectres d'absorption de certains gaz notamment dans le domaine médical pour l'analyse spectroscopique du souffle humain, ce qui est important pour certaines procédures de diagnostic médical [107]. Les puissances de sortie moyennes des lasers thulium, toujours plus élevées, peuvent donner lieu à de nouvelles applications, en particulier pour la génération des sources supercontinuum. Ces dernières sont des sources spatialement cohérentes et possèdent une très large bande passante (jusqu'à plusieurs μm dans le moyen infrarouge). Les supercontinuum sont générés par l'élargissement spectral d'un faisceau de pompe par les effets non-linéaires accentués dans les fibres optiques. Ce sont des sources lumineuses peu divergentes et qui présentent une luminance élevée. Ce type de sources permet de réaliser simultanément des mesures de spectroscopies dans l'infrarouge de différentes espèces chimiques [107], et peuvent atteindre des puissances de sortie moyennes supérieures à 30 W [38]. Afin de générer un supercontinuum dans la bande 3 μm à 5 μm [108, 33], où beaucoup de molécules d'intérêt présentent des bandes d'absorption, il est avantageux d'utiliser un laser impulsif à

2 μm plutôt qu'un laser à 1,55 μm . Récemment, une étude a démontré qu'il serait possible d'atteindre numériquement un spectre s'étendant de 1 à 8,4 μm , couvrant ainsi un plus grand nombre d'éléments chimiques pour l'analyse spectroscopique du souffle humain dans l'infrarouge moyen [30]. La simulation de la génération de ce supercontinuum est basée sur l'utilisation d'une fibre InF_3 ZBLAN et un laser tout fibré dopé thulium à verrouillage de modes.

Un oscillateur paramétrique optique (OPO²¹) [109, 110] est une source de lumière cohérente et monochromatique. Contrairement aux lasers qui sont basés sur l'émission stimulée pour remplir la fonction de résonateur, les OPO sont basés sur le gain optique de l'amplification paramétrique dans un cristal non-linéaire. Ces sources permettent de générer deux ondes : le signal et le complémentaire²², de façon continue ou selon des impulsions de durée variable (de la microseconde à la femtoseconde), de fréquences inférieures à partir d'une onde laser de pompe de fréquence plus élevée. Les OPO représentent des sources très attractives du fait que la lumière émise puisse balayer de larges plages de longueurs d'onde, allant de l'ultra-violet au lointain infrarouge. Il est alors possible d'accéder à des longueurs d'onde qui sont difficiles voire impossibles pour certains lasers, notamment dans la fenêtre atmosphérique (entre 3 et 5 μm et entre 8 et 14 μm). Cela rend les OPO très précieux, notamment, pour la spectroscopie laser. Cependant, ils nécessitent une source de pompage avec une intensité optique et une cohérence spatiale relativement élevées. Par conséquent, un laser est nécessaire pour pomper un OPO. Les lasers à fibre à 2 μm ont démontré qu'ils sont des sources très bien adaptées pour le pompages des OPO pour la génération de signaux entre 3 et 5 μm [111] et même au-delà de 5 μm [112]. Un des grands avantages de l'utilisation d'un laser à fibre à 2 μm pour le pompage d'un OPO dans le moyen infrarouge est que les deux ondes (signal et complémentaire) générées peuvent se trouver dans le moyen infrarouge, entre 3 et 5 μm [111].

1.5 Conclusion

Dans ce premier chapitre ont été présentées quelques généralités sur les lasers à fibre optique. Dans un premier temps, nous avons parlé des propriétés linéaires d'une fibre optique en silice. Nous avons constaté les propriétés exceptionnelles de ce matériau ultra-pur, mécaniquement très résistant, qui permet d'avoir des pertes de propagation extrêmement faibles. Outre le rôle important que ces propriétés linéaires ont joué dans le développement exceptionnel des télécommunications pour la transmission de l'information, elles permettent d'obtenir une grande diversité d'architectures de lasers. Ensuite, nous avons vu le principe de fonctionnement d'un laser à fibre, ses principaux avantages et inconvénients par rapport aux autres familles de lasers.

Dans la dernière section, nous avons introduit le laser à fibres optiques dopées aux ions terre rares thulium et/ou holmium pour l'émission autour de 2 μm . Nous avons parlé des propriétés spectroscopiques de ces ions dans une matrice de silice.

21. OPO pour Optical Parametric Oscillator

22. Le complémentaire est souvent appelé *idler*

Nous avons vu plusieurs configurations de pompage pour une émission laser autour de $2\ \mu\text{m}$: le phénomène de relaxation croisée, obtenu avec un pompage à $790\ \text{nm}$, permet de doubler l'efficacité des lasers à fibres dopées thulium en comparaison avec le pompage résonant. Tandis que pour les lasers à fibres dopées holmium, c'est le pompage résonant à $1,95\ \mu\text{m}$ qui peut fournir un gain efficace de $15\ \text{dB}$ jusqu'à $2,15\ \mu\text{m}$. Le co-dopage des ions thulium avec des ions holmium a ensuite été présenté. Cette combinaison, pompée à $790\ \text{nm}$, exploite les phénomènes de relaxation croisée, de transfert d'énergie par conversion ascendante et de transfert d'énergie entre les ions thulium et holmium pour atteindre des puissances élevées aux longueurs d'onde plus hautes autour de $2,1\ \mu\text{m}$. Enfin, l'intérêt de la bande de longueurs d'onde comprise entre $1,8$ et $2,1\ \mu\text{m}$ en photonique silicium pour la logique optique et le traitement de signal a été présenté. Nous avons pu voir à quel point ces sources lasers fibrées sont utiles pour un grand nombre d'applications, telles que les applications médicales, la spectroscopie, les télécommunications...

Le chapitre suivant va présenter les propriétés non-linéaires des fibres optiques ainsi que le principe de verrouillage de modes nécessaire pour la génération d'impulsions.

2 Génération d'impulsions optiques ultra-courtes

2.1 Introduction au chapitre

Dans ce chapitre nous allons présenter quelques concepts et phénomènes fondamentaux liés à la génération d'impulsions optiques ultra-courtes dans les lasers à fibres optiques. Dans un premier temps, nous parlerons des propriétés non-linéaires intrinsèques des fibres optiques passives qui sont à la base des mécanismes de génération d'impulsions, en particulier l'effet Kerr (auto-modulation de phase (SPM) et modulation de phase croisée (XPM)). Ensuite, nous allons présenter l'équation de Schrödinger non-linéaire qui décrit la propagation des impulsions optiques dans une fibre. Nous introduirons ensuite la notion de soliton hamiltonien qui résulte d'un équilibre au sein d'un système conservatif. Dans un second temps, nous aborderons le verrouillage de modes en cavité laser et le concept de soliton optique dissipatif. Nous parlerons des principes fondamentaux du soliton dissipatif ainsi que ses propriétés générales qui vont nous permettre de comprendre les résultats expérimentaux qui seront présentés plus tard dans le chapitre 3. Puis, nous discuterons les différentes méthodes de verrouillage de modes, en particulier celles basées sur l'évolution non-linéaire de la polarisation (ENLP) et les miroirs de Sagnac non-linéaires (NOLM et NALM). Ces méthodes permettent d'obtenir des dynamiques dissipatives très variées : du soliton unique aux comportements collectifs complexes d'un très grand nombre de solitons et en passant par des régimes de molécules de solitons. Nous aborderons dans la dernière partie de ce chapitre des régimes de fonctionnement multi-impulsionnels et des mécanismes d'interaction entre les solitons dissipatifs dans les lasers à fibre optique.

2.2 Les non-linéarités de la fibre optique passive

Dans un système fonctionnant à basse puissance, un milieu diélectrique tel que le verre d'une fibre optique est dit linéaire : la polarisation \mathbf{P} du matériau varie alors proportionnellement avec un champ électrique \mathbf{E} pas trop intense suivant la relation :

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi \mathbf{E}, \quad (2.1)$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide et χ la susceptibilité électrique du matériau.

La manifestation des effets non-linéaires est liée aux mouvements anharmoniques des électrons soumis à un champ électromagnétique. La polarisation non-linéaire induite \mathbf{P} n'est alors plus proportionnelle au champ électrique \mathbf{E} mais donnée par un développement en série de Taylor tel que [113] :

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \left(\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots \right), \quad (2.2)$$

où $\chi^{(p)}$ ($p = 1, 2, 3, \dots$) représentent les tenseurs de susceptibilité d'ordre p . La susceptibilité linéaire $\chi^{(1)}$ est la contribution dominante à \mathbf{P} . La susceptibilité d'ordre 2 permet la génération de la seconde harmonique (SHG¹), la génération de la somme de fréquences (SFG²) [114] ou encore la génération de différence de fréquence (DFG³). Dans le cas des verres, et plus généralement de tous les matériaux centrosymétriques, les termes pairs de la susceptibilité disparaissent. C'est alors la susceptibilité d'ordre 3 ($\chi^{(3)}$) qui représente l'origine principale de l'effet non-linéaire. Cette susceptibilité d'ordre 3 est responsable de l'effet Kerr optique qui regroupe de nombreux effets non-linéaires tels que la génération de troisième harmonique (THG⁴), le mélange à quatre ondes (FWM⁵), les diffusions Raman et Brillouin stimulées, l'auto-modulation de phase (SPM⁶) et la modulation de phase croisée (XPM⁷). La SPM est l'effet non-linéaire dominant dans le cadre de la génération d'impulsions laser, c'est sur cet effet que nous allons essentiellement nous concentrer dans cette section. L'avantage de travailler avec une fibre monomode (propagation du champ électrique dans le mode fondamental uniquement) est que la contribution spatiale de l'effet non-linéaire est négligée, ce qui simplifie grandement l'analyse théorique. Par conséquent, et en considérant uniquement les termes de susceptibilité d'ordre 1 et 3, la contribution de la polarisation induite peut s'écrire comme la somme de deux parties linéaire et non-linéaire :

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL} \quad (2.3)$$

2.2.1 L'effet Kerr

La polarisation non-linéaire vue précédemment conduit à une dépendance de l'indice de réfraction du matériau avec l'intensité du signal. La contribution de la polarisation non-linéaire à la fréquence ω peut alors mathématiquement être exprimée par la relation suivante :

$$\mathbf{P}_{NL} = \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi^{(3)} |\mathbf{E}|^2 \mathbf{E}, \quad (2.4)$$

-
1. SHG pour Second-Harmonic Generation
 2. SFG pour Sum-Frequency Generation
 3. DFG pour Difference Frequency Generation
 4. THG pour Third-Harmonic Generation
 5. FWM pour Four-Wave Mixing
 6. SPM pour Self Phase Modulation
 7. XPM pour Cross Phase Modulation

2 Génération d'impulsions optiques ultra-courtes

La polarisation non-linéaire est ainsi proportionnelle à l'intensité du signal ($I \propto |E|^2$). L'indice de réfraction global peut ainsi être calculé par la formule :

$$n(\omega, I) = n_0(\omega) + n_2(\omega)I(\omega), \quad (2.5)$$

où n_0 est l'indice de réfraction linéaire et n_2 est l'indice non-linéaire. Ce dernier dépend de la susceptibilité du matériau considéré [20] :

$$n_2 = \frac{3}{8n_0} \Re(\chi^{(3)}), \quad (2.6)$$

Ce phénomène de modification de l'indice optique en fonction d'un champ électrique est connu sous le nom d'« *effet Kerr* » car il a été découvert par le physicien John Kerr en 1875 [115]. Pour la silice, l'indice de réfraction non-linéaire vaut $n_2 \approx 2.2 \sim 3.4 \times 10^{-20} \text{m}^2/\text{W}$ à $1,55 \mu\text{m}$ [20, 116]. La variation d'indice induite par l'effet non-linéaire reste donc faible pour des intensités raisonnables, mais elle peut devenir importante si l'onde est fortement confinée dans une fibre de quelques μm de diamètre de cœur. Comme l'intensité optique dépend de la puissance du champ électromagnétique et de l'aire effective de la fibre, on peut introduire le coefficient non-linéaire :

$$\gamma(\omega) = \frac{n_2\omega}{cA_{\text{eff}}} \quad (\text{W}^{-1}\text{m}^{-1}), \quad (2.7)$$

où A_{eff} est l'aire de mode effective, évoquée dans la sous-section 1.2 du chapitre 1, du mode électromagnétique à la fréquence ω et c est la vitesse de la lumière. Ce coefficient décrit l'intensité de l'interaction lumière-matière entre le signal et la fibre optique. Durant la propagation d'une onde dans une fibre optique, l'effet non-linéaire s'accumule, et la propagation longue distance permise par les fibres optiques peut aboutir à des effets physiques importants. Un déphasage non-linéaire qui est lié au nombre d'onde non-linéaire $k_{\text{NL}} = \gamma P$ s'accumule en supposant une réponse instantanée de la non-linéarité (en négligeant l'effet Raman et Brillouin). Ce déphasage est alors décrit par la relation suivante :

$$\phi_{\text{NL}}(x = L, t) = \gamma P(x = 0, t)L = \frac{2\pi n_2 I(t)L}{\lambda_0}, \quad (2.8)$$

où $P(x = 0, t)$ représente le profil de puissance optique du signal à l'entrée de la fibre supposé stationnaire. Nous pouvons alors définir la longueur de fibre non-linéaire $L_{\text{NL}} = (\gamma P)^{-1}$ sur laquelle les effets de non-linéarités sont significatifs. De manière plus rigoureuse, c'est la distance où le déphasage non-linéaire accumulé par un faisceau en régime continu est égal à 1 radian.

Comme le montre l'équation 2.8, le déphasage non-linéaire ϕ_{NL} est proportionnel au coefficient non-linéaire γ . Ce dernier est inversement proportionnel à l'aire effective et la longueur d'onde (équation 2.7 et 2.8). Ainsi, une impulsion se propageant dans une fibre optique subira moins les effets Kerr non-linéaires aux longueurs d'onde plus élevées comparé aux longueurs d'onde plus courtes. Comme le montre la figure 2.1,

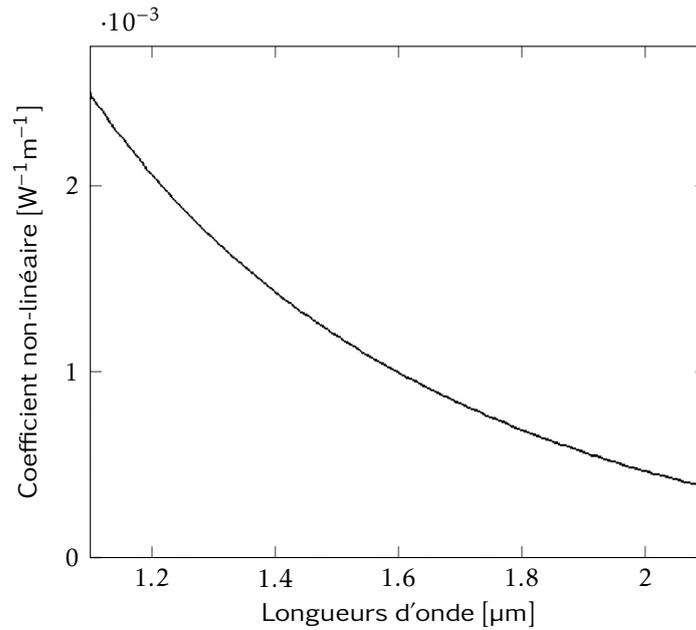


FIGURE 2.1 – Évolution du coefficient non-linéaire (γ) pour une fibre monomode standard SMF28 en fonction de la longueur d'onde, on remarque que sa valeur est environ 3 fois plus faible autour de $2\ \mu\text{m}$ par rapport à $1,55\ \mu\text{m}$. Adaptée de [33].

l'impact des effets non-linéaires est plus faible autour de $2\ \mu\text{m}$ où γ est relativement faible comparé à $1,55\ \mu\text{m}$.

L'auto-modulation de phase (SPM)

L'auto-modulation de phase (SPM) est l'une des manifestations de l'effet Kerr optique. Dans le cas d'une impulsion, les variations temporelles de la puissance $P(t)$ engendrent des variations instantanées du déphasage non-linéaire Φ_{NL} (équation 2.8). Ces variations de la phase au cours du temps provoquent un changement de fréquence instantanée le long de la propagation de l'impulsion. Cette dépendance en temps est appelée dérive en fréquence (*chirp*) qui est donné par la formule suivante :

$$\delta\omega(t) = -\frac{\partial\Phi_{\text{NL}}(t)}{\partial t} = -\gamma\frac{\partial}{\partial t}P(t)L. \quad (2.9)$$

Ces changements de fréquence instantanée se traduisent alors par l'apparition de nouvelles composantes spectrales. Autrement dit, la SPM est responsable de l'élargissement spectral des impulsions optiques se propageant dans les fibres optiques [117].

Dans le domaine des lasers à fibre optique ultra-rapides à verrouillage de modes, la SPM peut être significative et résulte principalement de la non-linéarité Kerr des

fibres optiques, amplifiée à chaque passage dans le milieu à gain. La SPM a pour conséquence de changer la forme spectrale des impulsions lors de leur propagation. En outre, nous avons vu dans le premier chapitre que la dispersion est à l'origine des modifications temporelles de ces impulsions. Ces deux effets jouent un rôle clé dans la formation d'impulsions dans les lasers à verrouillage de modes étudiés dans cette thèse. Par ailleurs, la SPM et la dispersion peuvent se renforcer ou bien se compenser, et ainsi permettre la génération et la propagation d'impulsions courtes dans les lasers à fibre optique. Tous ces points énoncés seront discutés plus en détail dans les sections suivantes.

La modulation de phase croisée (XPM)

La modulation de phase peut également être produite par un autre champ optique que celui de l'impulsion se propageant dans la cavité ; on parle dans ce cas de la modulation de phase croisée (XPM). La XPM fait référence à un déphasage non-linéaire subi par un champ optique, et induit par un autre champ optique. Lorsque deux champs optiques (\mathbf{E}_1 et \mathbf{E}_2) se propagent simultanément dans une fibre optique, non seulement un effet de SPM se produit pour chaque champ, mais un déphasage non-linéaire subi par l'un des champs sous l'influence du deuxième champ est également observé. Ce déphasage subi, par exemple, par le champ \mathbf{E}_1 , ayant parcouru une distance L_{NL} dans la fibre optique est :

$$\Delta\phi_1 = \frac{2\pi n_2}{\lambda_1} \left[\underbrace{I_1(t)}_{\text{SPM}} + 2\underbrace{I_2(t)}_{\text{XPM}} \right] L, \quad (2.10)$$

où $I_i(t) \propto |\mathbf{E}_i|^2$. Les deux termes entre crochets de l'équation 2.10 représentent respectivement les contributions de la SPM et la XPM. En régime impulsionnel, la XPM est un phénomène qui peut devenir significatif lorsqu'au moins deux impulsions se superposent pendant un temps d'interaction suffisant, comme lors des croisements ou collisions d'impulsions.

2.2.2 Equation de Schrödinger non-linéaire

Une impulsion qui se propage dans une fibre optique est gouvernée par l'équation de propagation d'ondes électromagnétiques dans les milieux non-linéaires et dispersif. Cette équation dérive des équations de Maxwell dans un milieu diélectrique [113, 20]. On considère une impulsion optique dont le champ électrique est donnée par la formule :

$$E(z, t) = A(z, t)e^{i(\beta z - \omega_0 t)}, \quad (2.11)$$

où $A(z, t)$ représente l'enveloppe du champ, ω_0 la fréquence de la porteuse et β la constante de propagation. La constante de propagation $\beta(\omega)$ autour de la porteuse optique (pulsation centrale) ω_0 de l'onde décrit la dépendance de l'indice de réfraction avec la fréquence. En se limitant au terme de dispersion d'ordre deux β_2 , on obtient l'équation de Schrödinger non-linéaire (ESNL) qui décrit avec une bonne approximation la propagation d'une impulsion dans une fibre optique [113, 20] :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - i\gamma|A|^2 A = 0. \quad (2.12)$$

où le temps $T = t - z/v_g$ est mesuré dans un repère qui se déplace à la vitesse de groupe v_g et γ représente le coefficient de non-linéarité Kerr.

L'équation (2.12) tient compte de la non-linéarité et du premier terme dispersif. Toutefois, d'autres contextes d'étude nécessitent d'inclure d'autres effets, tels que la dispersion d'ordre supérieur, les pertes non-linéaires ou encore le gain du milieu amplificateur. Dans ce cas, l'équation complexe cubique-quintique de Ginzburg-Landau (CGLE) qui est l'extension de l'équation non-linéaire de Schrödinger aux termes d'ordre supérieur et dissipatifs est plus adaptée [118, 119]. L'équation CGLE sera détaillée dans la sous-section 2.3.2. C'est en 1973 que Hasegawa et Tappert ont démontré l'utilisation de l'équation de Schrödinger non-linéaire pour la transmission d'impulsions dans les fibres optiques [120, 121]. Aujourd'hui encore, l'équation de Schrödinger non-linéaire continue d'être à la base de nombreux travaux de recherche dans le domaine des télécommunications optiques.

2.2.3 Le soliton hamiltonien

Le terme *soliton* a été introduit par Zabusky et Krustal en 1965 comme solutions localisées des systèmes non-linéaires intégrables et conservatifs [122]. Ces solutions sont fascinantes car elles maintiennent leur forme et vitesse lors de leur propagation, même quand elles interagissent entre elles ou avec le milieu extérieur. Dans le domaine des fibres optiques, le concept de soliton conservatif a été introduit en 1973 par Hasegawa et Tappert [120]. Le soliton résulte alors d'un seul équilibre entre la non-linéarité liée à l'effet Kerr et les effets de dispersion (Figure 2.2) [123]. La résolution de l'équation de propagation qui gouverne le système conservatif dépend d'un certain nombre de paramètres prédéterminés par les conditions initiales, conduisant généralement à la notion de famille de solutions solitons.

Le soliton est une des solutions de l'équation de Schrödinger non-linéaire (2.12). Cependant, différents types de solutions peuvent exister, selon les propriétés dispersives et non-linéaires des fibres optiques. Dans le cas d'un régime de dispersion anormal ($\beta_2 < 0$) où les effets de la dispersion chromatique et de l'auto-modulation de phase (SPM) peuvent se compenser [123], la solution est dite *soliton brillant* [123, 124], et dont le profil est une sécante hyperbolique. En l'absence de pertes et des effets d'ordres supérieurs, le soliton brillant fondamental a la particularité de se propager sans la moindre

2 Génération d'impulsions optiques ultra-courtes

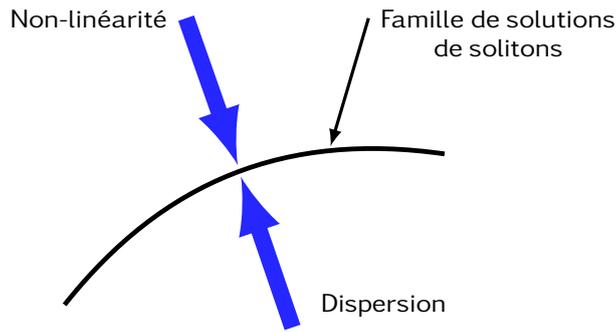


FIGURE 2.2 – La notion de soliton conservatif : une famille de solutions de solitons est obtenue dans les systèmes Hamiltoniens grâce à un équilibre entre la non-linéarité et les effets de dispersion.

déformation, alors que les solitons d'ordres supérieurs subissent une déformation périodique durant la propagation.

Dans le cas où le régime de dispersion est normal ($\beta_2 > 0$), *un soliton sombre* est obtenu [121, 125]. Son profil d'intensité est représenté par une baisse d'intensité lumineuse localisée sur un fond continu. Weiner a démontré expérimentalement et pour la première fois que le soliton noir peut également se propager dans une fibre optique sans aucune modification [126].

Un autre solution très intéressante est *le soliton à gestion de dispersion* : dans ce cas la dispersion n'est plus constante mais change de manière périodique dans la fibre. Les systèmes avec des solitons à gestion de dispersion sont constitués d'une succession de segments de fibres à dispersion normale et anormale, engendrant une dispersion moyenne qui est généralement proche de 0. Ainsi, les caractéristiques du soliton à gestion de dispersion varient de façon périodique [127].

2.3 Le verrouillage de modes en cavité laser

2.3.1 Principe de fonctionnement et génération d'impulsions

Pour générer des impulsions lumineuses, un laser doit fonctionner en régime de déclenchement appelé *Q-switch* ou de verrouillage de modes. C'est le régime de verrouillage de modes qui permet de générer des impulsions ultra-courtes avec des durées dans le domaine picoseconde ou femtoseconde. Ces lasers peuvent être des lasers massifs à l'état solide, des lasers à semi-conducteurs ou des lasers à fibre optique.

En l'absence de mécanisme de verrouillage de modes et en présence de saturation du gain inhomogène, les modes laser de la cavité oscillent indépendamment les uns des autres engendrant ainsi un signal lumineux quasi-continu et fortement bruité. En présence d'effets non-linéaires, ces modes interagissent, et leurs phases peuvent

sous certaines conditions se verrouiller à travers un mélange 4 ondes sensible à l'accord de phase issu de la non-linéarité Kerr, produisant un phénomène d'interférences constructives périodiques et localisées. Cependant, la favorisation de ce mécanisme au sein d'une cavité laser fibrée repose aussi fortement, comme nous allons le voir par la suite, sur la présence de pertes saturables. Le régime de verrouillage de modes est ainsi réalisé et le laser génère alors des impulsions courtes dont le taux de répétition est calculé à partir de la longueur de la cavité : $\Delta f_{\text{ISL}} \text{ (Hz)} = c/n_g L$ où c est la vitesse de la lumière, n_g l'indice de réfraction et L la longueur de la cavité fibrée en anneau. Il s'agit de l'intervalle spectrale libre (ou FSR pour *Free Spectral Range*, voir figure (2.3)) qui correspond à l'écart en fréquence entre deux modes propres de la cavité. Dans le domaine temporel, ces interférences de modes aboutissent à la formation d'une impulsion ultracourte qui parcourt la cavité en un temps $\Delta t = n_g L/c = 1/\text{FSR}$.

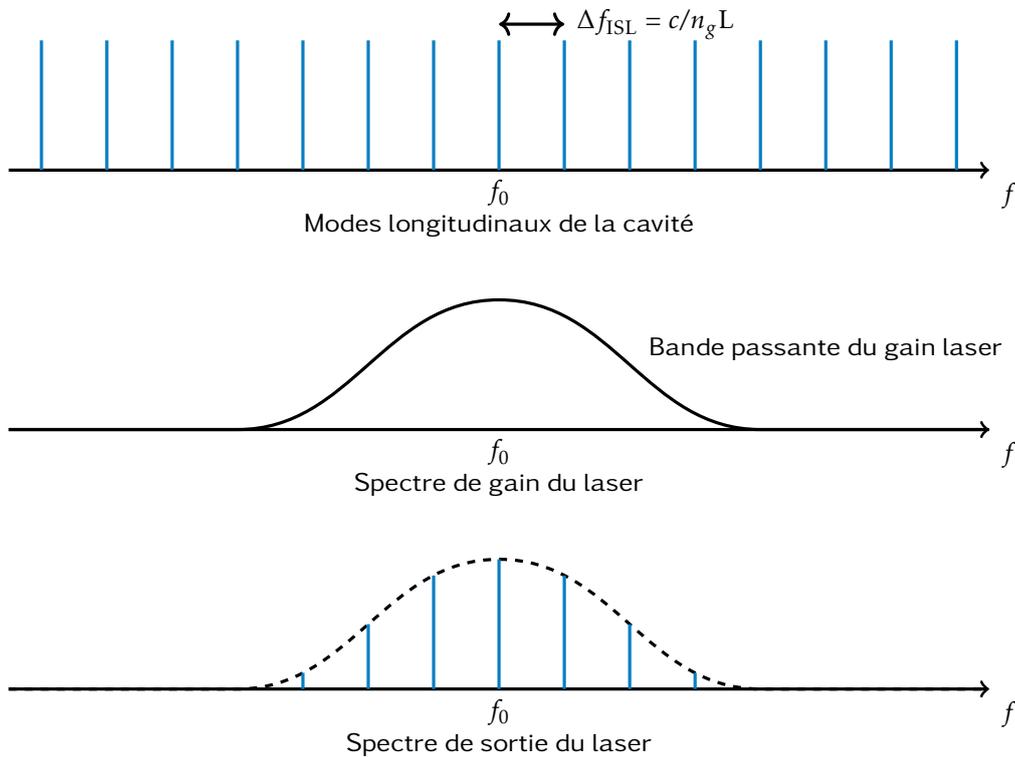


FIGURE 2.3 – Représentation schématique de la distribution des modes longitudinaux d'un laser. Le spectre de sortie du laser se compose d'un ensemble de modes longitudinaux à verrouillage de phase dont l'enveloppe peut être déterminée par le spectre de gain du laser (Δf_{ISL} : intervalle spectral libre ; c : vitesse de la lumière dans le vide ; n_g : indice de réfraction de la cavité ; L : longueur de la cavité ; f_0 : fréquence centrale du laser).

2.3.2 Le soliton optique dissipatif

Le concept de soliton optique dissipatif a été utilisé pour la compréhension de la stabilité des impulsions produites par les lasers à verrouillage de modes [128, 129]. Il peut être considéré comme une extension du concept de soliton classique des systèmes conservatifs (Hamiltoniens) qui en change radicalement les propriétés fondamentales. Nous avons vu dans la section précédente que la propagation d'une impulsion dans une fibre optique passive peut être modélisée par l'équation de Schrödinger non-linéaire (ESNL). Cependant, dans le cas d'un laser, il est important d'inclure d'autres effets, tels que la dispersion d'ordre supérieur, les pertes non-linéaires, la limitation de la bande d'amplification du milieu à gain ou encore la modulation d'amplitude temporelle induite par l'absorbant saturable. En rajoutant ces effets dans l'équation ESNL (Eq. 2.12), on aboutit à une nouvelle équation qui est couramment appelée équation complexe de Guinzburg-Landau (EGL). Cette équation a beaucoup été utilisée sous sa forme cubique dans divers domaines, mais ce n'est qu'en 1989 qu'elle a été introduite dans le domaine de l'optique par Bélanger [130]. Deux années plus tard, Haus a utilisé cette équation pour la première fois pour la modélisation des lasers à verrouillage de modes, en particulier ceux employant un absorbant saturable rapide pour la génération d'impulsions [131]. Cependant, l'équation cubique ne produit généralement pas de solutions stables, aussi l'équation de Ginzburg-Landau a été étendue à l'ordre cubique-quintique pour décrire de façon distribuée les systèmes laser à mode bloqués [132].

L'équation complexe cubique-quintique de Ginzburg-Landau (ECQGL) est donnée par la formule :

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{D}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + i \frac{\alpha - g_0}{2} A - i \frac{g_0}{\Delta \Omega_g^2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \gamma |A|^2 A \underbrace{- i \delta |A|^2 A + i \mu |A|^4 A}_{\text{termes de l'absorbant saturable}} = 0 \quad (2.13)$$

où D représente le coefficient de dispersion, γ le coefficient non-linéaire et $\Delta \Omega_g^2$ la bande passante du gain. Le terme μ ($\mu > 0$) représente la saturation du gain non-linéaire représenté ici par le paramètre $\delta > 0$ qui permet de stabiliser les solutions localisées, autrement dit les solitons dissipatifs. Notons que le terme α regroupe l'ensemble des pertes moyennées sur un tour de cavité, et que nous supposons que le gain g_0 est linéaire et indépendant de la position z .

Le soliton dissipatif est une structure localisée solitaire stable du champ électromagnétique et survient dans des systèmes dissipatifs non-linéaires grâce à des mécanismes d'auto-organisation. La formation du soliton dissipatif requiert non seulement un équilibre entre la GVD⁸ et la non-linéarité (effet Kerr) mais également un autre équilibre entre des mécanismes de gain et de pertes dans la cavité, impliquant des échanges d'énergie avec une source externe. Ces notions sont résumées en figure (2.4). Nous observons sur la figure que dans le cas conservatif, il peut exister un nombre infini de solutions de solitons ayant des intensités différentes. Or, contrairement au cas

8. GVD pour Group Velocity Dispersion

conservatif, la forme et l'amplitude du soliton dans un système dissipatif sont fixées, et l'augmentation de l'énergie dans la cavité engendre la création d'un ou plusieurs solitons identiques. Ceci provient d'un effet attracteur qui rend le soliton particulièrement stable et robuste.

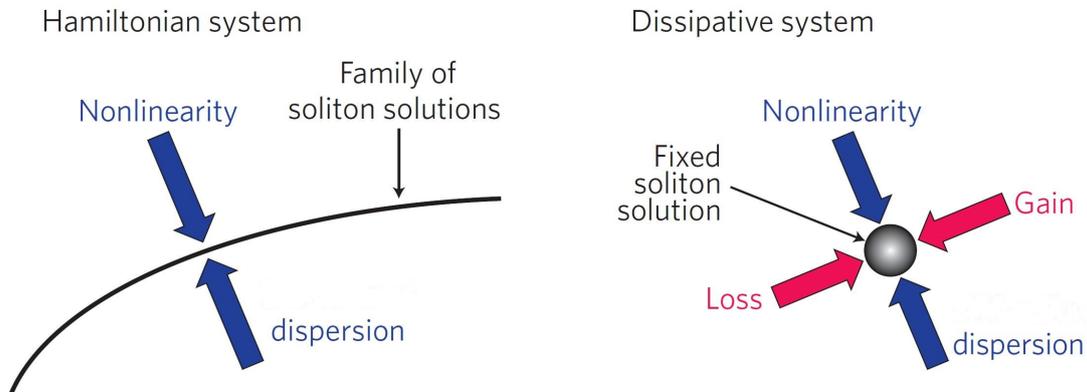


FIGURE 2.4 – La notion de solitons dissipatifs : différences qualitatives entre les solitons dans les systèmes hamiltoniens (conventionnels) et dissipatifs. Adaptée de [129].

L'intérêt des solitons dissipatifs réside en leurs propriétés de propagation remarquables provenant de cet attracteur qui n'existe pas dans les systèmes conservatifs. Les deux équilibres fortement couplés, entre la dispersion et la non-linéarité et entre le gain et les pertes, sont nécessaires pour former et maintenir cette structure dans le temps.

Les utilisations initiales du concept de solitons dissipatifs sont principalement liées à la compréhension des dynamiques non-linéaires des lasers à fibre optique à verrouillage de modes, en particulier pour les régimes multi-impulsionnels qui sont aisément accessibles dans ce type de lasers à fibre. Ces impulsions multiples sont soumises à des forces d'attraction ou de répulsion dans la cavité, suivant les distances qui les séparent et les échelles de temps impliquées [129]. À travers ces interactions mutuelles, certaines impulsions arrivent à se stabiliser sous la forme de cristaux, de molécules [133, 134, 135, 136], et dans d'autres conditions, peuvent aboutir à des dynamiques collisionnelles pseudo-élastiques [137].

Le concept de soliton dissipatif permet d'interpréter un grand nombre de résultats expérimentaux faisant intervenir de nombreuses impulsions en interaction, comme nous allons le voir dans le chapitre 3.

2.4 Méthodes de verrouillage de modes

Il existe plusieurs méthodes permettant de réaliser le verrouillage de modes [138]. Elles sont réparties en deux catégories. La première est celle du verrouillage de modes

« actif » qui est basée sur l'utilisation d'un modulateur acousto-optique ou électro-optique intra-cavité, en amplitude ou en fréquence. Cependant, il est difficile de générer des impulsions dont la durée est inférieure à la picoseconde avec ces modulateurs du fait de leur bande passante. La deuxième est la méthode « passive » qui exploite les effets optiques non-linéaires d'un élément qui compose la cavité sans aucune intervention extérieure. Les impulsions sont alors générées par la cavité elle-même, et leur durée n'est pas limitée par la vitesse de l'électronique de contrôle, et peut ainsi atteindre le domaine femtoseconde.

2.4.1 Le verrouillage de modes actif

Il existe deux manières principales de réaliser le verrouillage de modes actif : par modulation d'amplitude (AM) ou par modulation de fréquence (FM) du signal [139, 140]. Le cas du verrouillage de modes AM est représenté sur la figure (2.5). Le principe repose sur l'utilisation d'un modulateur AM dans la cavité et qui va moduler activement ses pertes en accord avec le taux de répétition (*FSR*) [139]. Le modulateur AM introduit des pertes périodiques à des moments bien précis. Ces pertes imposent au champ électromagnétique circulant dans la cavité de se synchroniser avec des localisations temporelles bien fixes où les pertes sont minimales pour générer un train d'impulsions [141]. Afin de réaliser cette synchronisation, la fréquence de modulation ou la longueur de la cavité doivent être ajustées de manière très précise. En effet, toute légère discordance entre les pertes et le champ intracavité entraînera une forte déstabilisation, menant à un comportement chaotique et inévitablement à la perte du régime de verrouillage de modes.

Des lasers à verrouillage de modes actif basés sur différents types de modulations ont déjà été réalisés avec succès. Les cavités lasers utilisaient des modulateurs acousto-optiques ou électro-optiques [142, 143, 144, 145], des modulateurs optiques de type Fabry-Pérot ou des réseaux de Bragg à fibre optique [146, 147] ou encore des modulateurs à électro-absorption dans des lasers à fibre à semi-conducteur [148].

Le verrouillage de modes FM est très similaire au verrouillage de modes AM. Les deux méthodes présentent sensiblement les mêmes performances sauf que le modulateur FM introduit une modification de la phase du signal à chaque tour de cavité. En conséquence, l'impulsion acquiert un *chirp* [140].

Nous venons d'introduire brièvement le principe du verrouillage de modes actif. Cependant, une étude complète de cette méthode peut être trouvée dans [138]. Étant donné que les travaux entrepris durant cette thèse sont basés sur l'utilisation des méthodes de verrouillage de modes passives, nous fournirons dans la section suivante une étude plus approfondie sur ces méthodes.

2 Génération d'impulsions optiques ultra-courtes

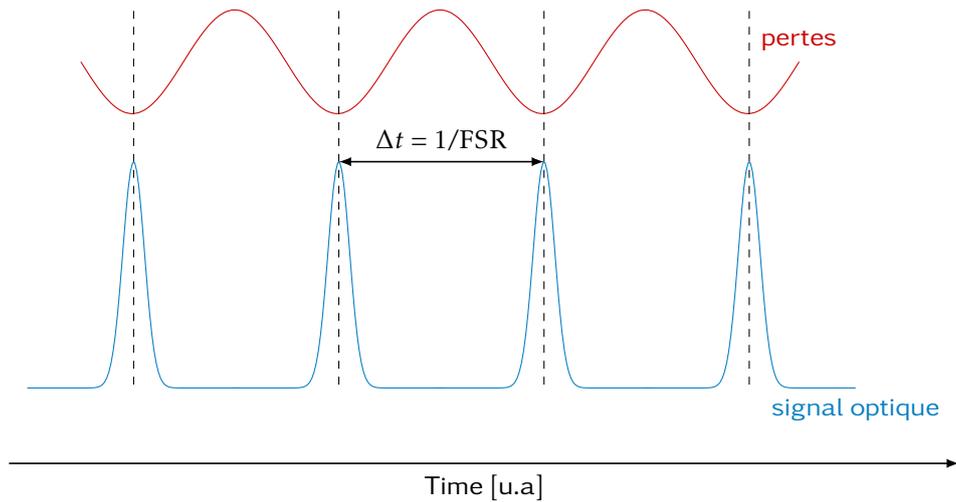


FIGURE 2.5 – Illustration de la méthode de verrouillage de modes actif : la modulation des pertes de la cavité et l'évolution temporelle du signal optique sont respectivement représentées en rouge et en bleu : les impulsions se forment aux endroits où les pertes de la cavité sont minimales. Le modulateur provoque des pertes accrues sur les ailes de l'impulsion, raccourcissant de manière efficace sa durée. Cependant, la durée de l'impulsion en comparaison avec sa période est typiquement plus petite que ce qui est montré sur la figure, l'effet de raccourcissement du modulateur est souvent très faible, limitant la durée de l'impulsion typiquement à l'échelle de la nanoseconde.

2.4.2 Le verrouillage de modes passif

Contrairement au verrouillage de modes actif, le verrouillage de modes passif ne requiert pas de modulation externe pour la génération d'impulsions. C'est une technique tout-optique qui utilise un dispositif non-linéaire dont la réponse dépend de l'intensité du champ le traversant, et dont les pertes diminuent avec la puissance. Ces dispositifs sont appelés *absorbants saturables* (AS). Un AS peut être défini par les caractéristiques suivantes : une fenêtre de fonctionnement en longueur d'onde, une profondeur de modulation de la transmission, une fluence de saturation⁹, un temps de relaxation, un seuil de dommage et une intensité de saturation. En insérant un absorbant saturable dans une cavité laser, les fortes intensités vont subir moins de pertes, tandis que les faibles intensités seront absorbées. Ainsi, il devient transparent aux impulsions de haute intensité alors que les impulsions de faible intensité seront absorbées. La figure 2.6 montre l'évolution de la transmission d'un absorbant saturable en fonction de l'intensité de l'onde.

L'amplitude de modulation ΔT représente la différence entre la transmission maximale T_{MAX} et la transmission minimale T_{MIN} . La valeur de T_{MAX} ne peut jamais at-

9. La fluence de saturation est l'énergie de saturation par unité de surface.

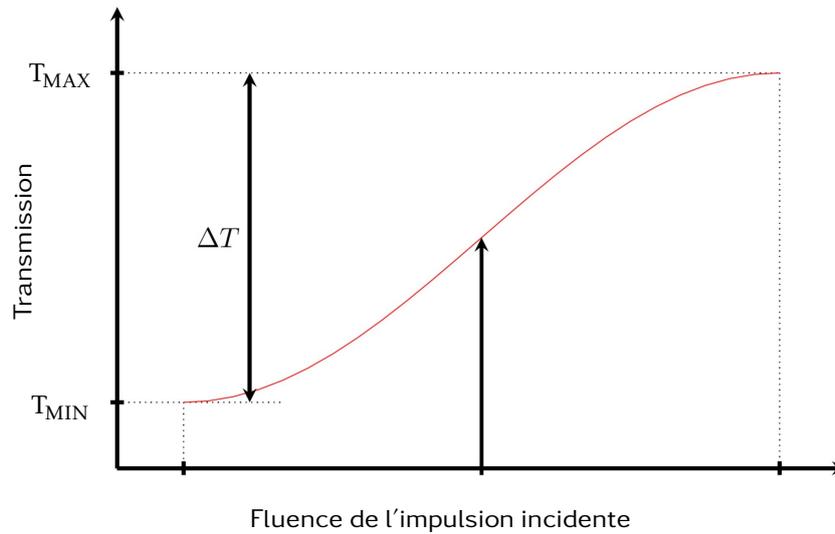


FIGURE 2.6 – Évolution de la transmission non-linéaire typique d'un absorbant saturable en fonction de l'intensité de l'onde. L'abscisse est en échelle logarithmique. Tirée de [33].

teindre 1 étant donné qu'il existe des pertes non saturables. La fluence de saturation F_{SAT} correspond à la fluence de l'impulsion à partir de laquelle la transmission de l'absorbant saturable se rapproche de T_{MAX} . On définit le temps de recouvrement de l'absorbant saturable comme étant le temps pour lequel son absorption revient à son état d'équilibre. Les méthodes de verrouillage de modes passif peuvent être regroupées en deux catégories, selon le type d'absorbant saturable : un absorbant saturable rapide et un absorbant saturable lent.

Le verrouillage de modes passif rapide

Un absorbant saturable rapide est un milieu dont le temps de relaxation est plus court que la durée de l'impulsion [149]. Typiquement, le temps de relaxation est de l'ordre de quelques picosecondes ou moins. Dans ce cas, la modulation des pertes suit essentiellement la variation de la puissance optique. Les pertes par tour de cavité seront plus faibles pour les pics de bruit intenses que pour les pics de faible intensité. En conséquence, le pic le plus intense sera amplifié au désavantage des autres pics. Ce pic va alors saturer le gain disponible, conduisant à la formation d'une impulsion unique et intense se propageant dans la cavité. A chaque passage de l'impulsion à travers l'absorbant saturable, elle sature l'absorption et réduit ainsi temporairement les pertes (voir figure 2.7).

Par ailleurs, il est à noter qu'un absorbant saturable rapide permet de raccourcir temporellement l'impulsion le traversant. En effet, l'impulsion subit moins de pertes à son centre que sur ses ailes. Par conséquent, ce raccourcissement produit à son tour

2 Génération d'impulsions optiques ultra-courtes

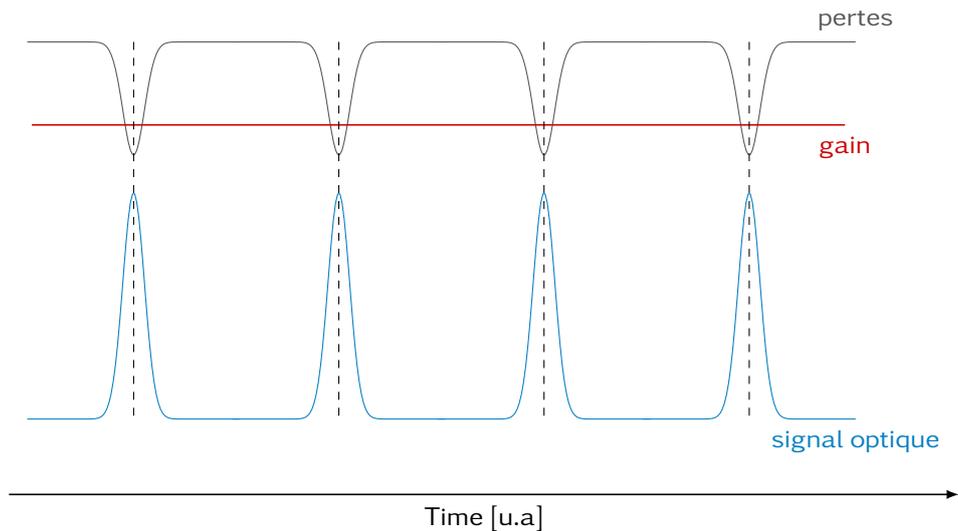


FIGURE 2.7 – Illustration de la méthode de verrouillage de modes passif avec un absorbant saturable rapide : l'évolution temporelle du signal optique et des pertes sont représentées. Plus l'impulsion devient courte, plus la modulation des pertes sera rapide. Le gain reste approximativement constant, car le gain est saturé et son temps de relaxation est long.

un mécanisme permettant au laser de réduire les pertes de la cavité en générant des impulsions ultra courtes et intenses [140]

Le verrouillage de modes passif lent

Le verrouillage de modes passif peut également être réalisé par des absorbants saturables lents [150], ayant un temps de relaxation supérieur à la durée de l'impulsion (Figure 2.8). Ce temps de relaxation doit rester inférieur au taux de répétition ($1/ISL$) de la cavité laser. Afin de former une impulsion, un pic de bruit intense absorbe l'énergie du milieu à gain, réduisant le gain disponible pour le front arrière de l'impulsion et pour les autres impulsions qui peuvent potentiellement être générées [138]. Les systèmes lasers qui utilisent un absorbant saturable lent nécessitent une grande stabilité pour maintenir un état stable de l'impulsion se propageant dans la cavité. A cet effet, le gain et l'absorption doivent revenir à leurs états initiaux plus rapidement que le taux de répétition de la cavité.

Cette technique de verrouillage de modes avec un absorbant saturable lent n'est généralement pas évidente à réaliser dans tous les types de lasers. En effet, elle nécessite un équilibre délicat entre les temps de relaxation de l'absorbant saturable et du milieu à gain, l'énergie de l'impulsion et la fluence de saturation. Cette méthode est adaptée pour les lasers dont la durée de vie du niveau excité est courte afin que le pompage permette au gain de revenir à son état initial durant un temps de parcours de la cavité (ISL). Nous pouvons citer comme exemple les lasers à semi-conducteurs ou à colorant,

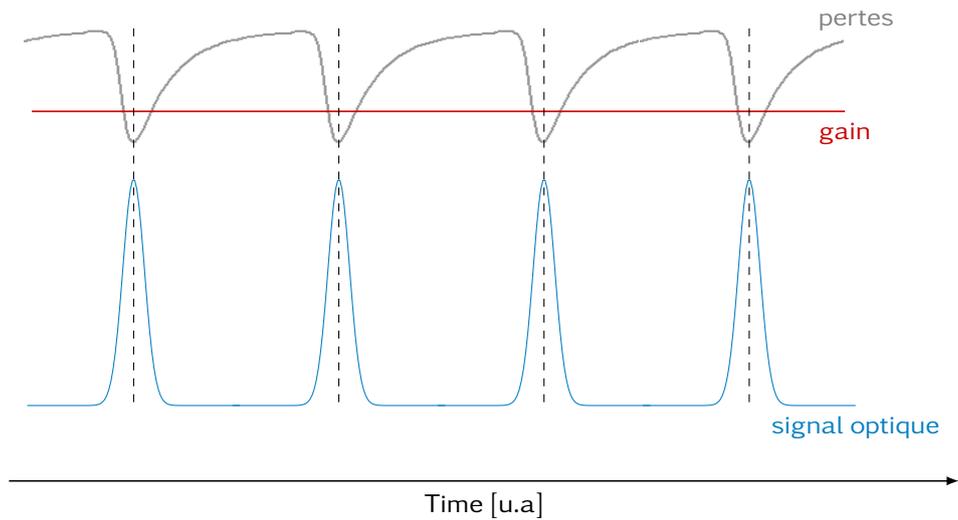


FIGURE 2.8 – Illustration de la méthode de verrouillage de modes passif avec un absorbant saturable lent : l'évolution temporelle du signal optique et des pertes sont représentées. Alors que l'absorbant saturable provoque une modulation rapide des pertes pour le front montant de l'impulsion, son temps de récupération est plus lent.

où des impulsions d'une durée de quelques dizaines de femtosecondes ont été générées [151, 152, 153].

Les absorbants saturables réels et virtuels

Le terme *absorbant saturable* fait généralement référence à un dispositif matériel. Comme les différents domaines d'application nécessitent des absorbants saturables avec différents paramètres, plusieurs dispositifs matériels sont utilisés : l'absorbant saturable à base d'arséniure de gallium (GaAs) [154], de fines couches de nanotubes de carbone (CNT) [56], de mono ou multi-couches de graphène [155] ou encore les miroirs à semi-conducteurs non-linéaires (SESAMs¹⁰) qui sont fréquemment utilisés [152, 156]. Ces absorbants saturables sont dit *réels* et utilisent les propriétés non-linéaires du matériau en lui-même pour réaliser le verrouillage de modes.

Il existe également différents types d'absorbants saturables dits *virtuels* ou *effectifs*. Les impulsions peuvent alors être générées grâce à différents dispositifs qu'on peut créer par différentes méthodes. Nous pouvons en citer :

- les interférences non-linéaires entre deux impulsions dans une cavité résonante externe couplée à un laser (APM¹¹) [157, 158]. Cette technique permet d'obtenir une action semblable à celle d'un absorbant saturable réel en utilisant des effets d'indice non-linéaire intra-cavité [157],

10. SESAMs pour SEMiconductor Saturable Absorber Mirrors

11. APM pour additive-pulse mode-locking

- l'utilisation d'une lentille de Kerr (KLM¹²) [157, 159, 160] associée à un diaphragme spatial dans la cavité permettant d'obtenir une action semblable à celle d'un absorbant saturable réel [157],
- l'utilisation d'un cristal doubleur de fréquence placé dans un dispositif non-linéaire, le cristal est généralement couplé à un miroir dichroïque. Cette configuration peut être utilisée pour le verrouillage de modes passif des lasers à semi-conducteurs [161],
- l'évolution non-linéaire de la polarisation (ENLP) dans une fibre optique [136]. Cette technique nécessite l'incorporation d'un élément polarisant dans la cavité et est souvent utilisée dans les lasers à fibre optique à verrouillage de mode passif,
- enfin une boucle à fibre non-linéaire placée dans une configuration en miroir [15, 162], autrement appelée un interféromètre de Sagnac non-linéaire. Cette méthode est aussi souvent utilisée pour la réalisation du verrouillage de modes passif dans les lasers à fibre optique.

Toutes ces méthodes d'absorbants saturables effectifs sont basées sur un effet de polarisation non-linéaire très rapide ($<fs$), engendrant un mécanisme de verrouillage de modes passif rapide. Dans le cas des lasers à fibres optiques, les deux derniers dispositifs (ENLP et interféromètre de Sagnac) sont les plus pratiques et efficaces à mettre en œuvre. Ils exploitent le phénomène d'*interférences non-linéaires* induites dans différents dispositifs fibrés pour produire l'effet d'absorbant saturable. Afin de mieux comprendre les architectures de cavités lasers étudiées durant cette thèse, nous traiterons plus particulièrement, dans les sections suivantes, des méthodes basées sur l'effet Kerr optique induit par ENLP ou par la propagation de la lumière dans un interféromètre de type Sagnac.

2.4.3 Verrouillage de modes par évolution non-linéaire de la polarisation (ENLP)

La première méthode de verrouillage de modes étudiée durant cette thèse pour la génération d'impulsion est l'évolution non-linéaire de la polarisation (ENLP). L'ENLP est le résultat de la combinaison de deux effets Kerr non-linéaires : l'automodulation de phase (SPM) et la modulation de phase croisée (XPM) [163]. L'ENLP fut décrite pour la première fois dans la référence [164]. Quand une impulsion optique intense se propage dans une fibre optique isotrope, ces deux effets non-linéaires se combinent pour produire une rotation de toute polarisation elliptique incidente. Par la suite, son passage par un polariseur induit des pertes qui deviennent par conséquent dépendantes de l'intensité. Cet effet, en combinaison avec une biréfringence linéaire bien choisie, peut ainsi aboutir à un verrouillage de modes passif en cavité. La figure (2.9a) illustre la modification de l'état de polarisation d'une onde à forte intensité après propagation dans un milieu non-linéaire, et la figure (2.9b) son utilisation pour former un absorbant saturable.

12. KLM pour Kerr lens mode-locking

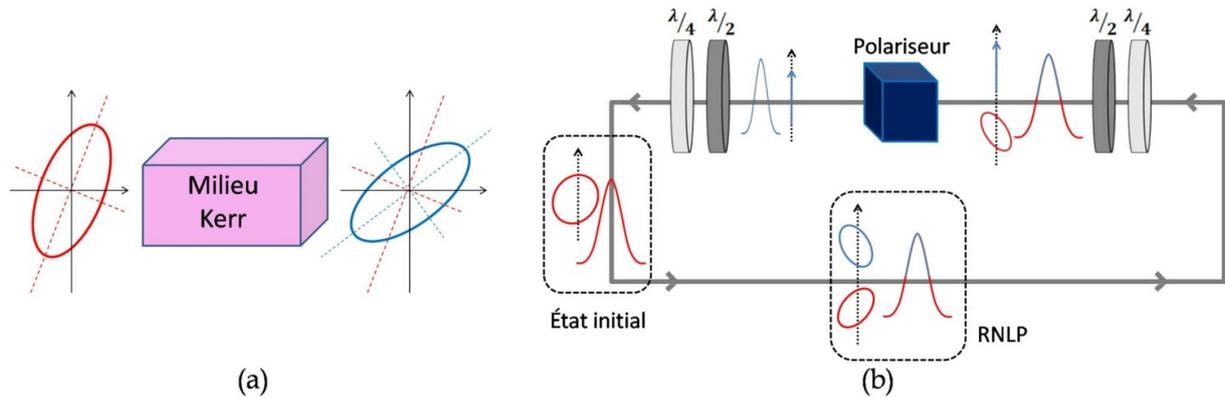


FIGURE 2.9 – (a) Illustration de l'effet de l'ENLP. (b) Principe de sélection en polarisation discriminant les faibles intensités grâce à l'ENLP. La lumière qui traverse le polariseur est linéairement polarisée.

Les non-linéarités (SPM et XPM) produisent une rotation de polarisation plus importante du sommet (plus intense) que des ailes de l'impulsion qui évolue le long de la fibre optique. Néanmoins, pour mettre en place le verrouillage de modes, un polariseur placé entre deux jeux de lames d'onde est indispensable. Afin de contrôler la biréfringence linéaire totale de la cavité, on utilise généralement des lames d'onde ($\lambda/4$ et $\lambda/2$). Le premier jeu qui est placé avant le polariseur est ajusté de manière à obtenir une polarisation linéaire au sommet de l'impulsion. Un polariseur va ensuite permettre la transmission maximale (pertes minimales) des fortes intensités du centre de l'impulsion (polarisation linéaire) et bloquer ainsi les ailes d'intensités plus faibles. Par conséquent, l'impulsion est raccourcie temporellement à chaque passage dans le polariseur. Le deuxième jeu de lames d'onde qui est placé après le polariseur sert à réinjecter une polarisation elliptique dans la fibre optique. Ces différentes étapes d'évolution de la polarisation sont illustrées sur la figure (2.9b).

Ce sont les fortes pertes sur les faibles intensités que subit l'impulsion à chaque tour de cavité qui permettent, finalement, de créer un absorbant saturable virtuel rapide menant à des fonctionnements du laser en verrouillage de modes. Dans le cas des lasers à fibre optique, les lames d'onde peuvent être remplacées par des contrôleurs de polarisation. Ainsi, la méthode de verrouillage de modes par ENLP a été utilisée avec succès dans les lasers totalement fibrés depuis plusieurs années [165, 166]. Dans le chapitre suivant, nous donnerons plus de détails sur la conception de notre cavité laser basée sur l'ENLP.

2.4.4 Verrouillage de modes par un miroir de Sagnac non-linéaire

Dans les lasers à fibre, il est possible de réaliser un absorbant saturable effectif en utilisant l'effet Kerr induit par la propagation de la lumière dans un interféromètre de type Sagnac (figure 2.10). Un miroir de Sagnac est un interféromètre en boucle dans lequel deux ondes se propagent dans des directions opposées. Il est réalisé en connectant simplement les deux ports de sortie d'un coupleur fibré (2 ports d'entrée et 2 ports

de sortie) avec un rapport de puissance de couplage $r : (1 - r)$. Dans le cas symétrique ($r = 0,5$), le déphasage accumulé est identique pour les deux ondes, et le dispositif se comporte comme un miroir. Dans le cas non-symétrique ($r \neq 0,5$), et pour deux ondes d'intensités différentes, le déphasage non-linéaire accumulé sera différent sur les deux bras, et l'interféromètre sera déséquilibré. Ce principe est utilisé pour réaliser des absorbatants saturables effectifs sous la forme d'une boucle optique non-linéaire (NOLM pour *Nonlinear Optical Loop Mirror*) ou d'une boucle amplificatrice non-linéaire (NALM pour *Nonlinear Amplifying Loop Mirror*). Les deux structures sont très semblables l'une à l'autre, mais avec un élément de gain supplémentaire dans le NALM pour augmenter la non-linéarité asymétrique dans la boucle. Les principes de fonctionnement du NOLM et du NALM ont été étudiés dans [167, 168]. Les références [15, 169, 162] relatent la réussite du blocage de modes dans des lasers à fibre en NOLM et NALM autour de $2 \mu\text{m}$.

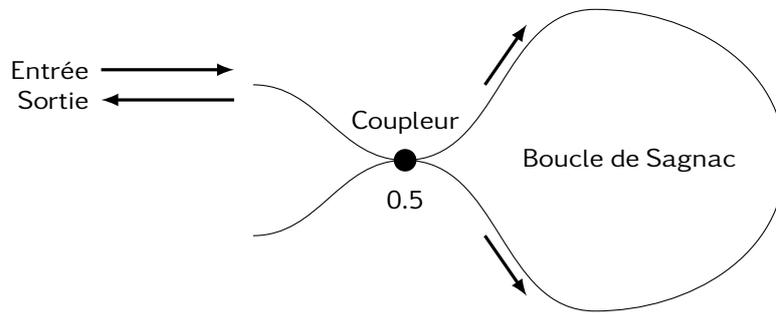


FIGURE 2.10 – Représentation d'un miroir en boucle à fibre optique dans sa forme la plus simple (cas symétrique) : le miroir est un interféromètre de Sagnac.

Dans le cas du NOLM (voir figure 2.11), l'unique entrée E_{in} est divisée en deux champs contra-propagatifs E_1 et E_2 . Selon l'étude de la référence [167], les deux champs E_1 et E_2 peuvent être exprimés en fonction du champ d'entrée E_{in} suivant les relations :

$$E_1 = \sqrt{r}E_{in}, \quad (2.14)$$

$$E_2 = i\sqrt{(1-r)}E_{in}, \quad (2.15)$$

Les deux champs E_1 et E_2 se propagent le long de la boucle dans deux sens opposés, parcourant exactement le même chemin L . De ce fait, ce montage devient aisé étant donné qu'aucun alignement interférométrique n'est nécessaire. Lorsque les deux champs se recombinent au niveau du coupleur, une différence de chemin optique et donc une différence de phase relative est acquise par l'effet Kerr optique, l'indice de réfraction dépendant de l'intensité. Ainsi, les deux champs de sortie E_{out} et réfléchi E_{ref} résultants sont donnés par :

$$E_{out} = \sqrt{r}E'_1 e^{i\Phi_1} + i\sqrt{(1-r)}E'_2 e^{i\Phi_2}, \quad (2.16)$$

$$E_{ref} = i\sqrt{(1-r)}E'_1 e^{i\Phi_1} + \sqrt{r}E'_2 e^{i\Phi_2}, \quad (2.17)$$

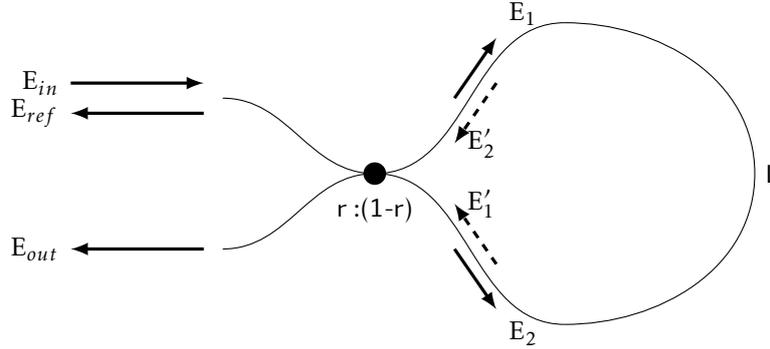


FIGURE 2.11 – Représentation d'une boucle NOLM.

En sachant que le champ E_{in} subit un déphasage de $\pi/2$ lorsqu'il traverse le coupleur, et à condition que la différence de phase relative entre les deux champs contre-propagatifs E_1 et E_2 obtenue dans la boucle soit π , les deux champs interfèrent alors de manière constructive au niveau du port de sortie et le champ résultant est le champ de sortie transmis E_{out} . Dans le cas où il n'y a pas de différence de phase relative, les deux champs E_1 et E_2 interfèrent tout de même de manière constructive mais au niveau du port d'entrée. Le champ résultant sera alors émis via le même port qui a fourni le champ initial, d'où l'appellation de champ réfléchi.

Sous l'effet des non-linéarités, en particulier la SPM, un champ E qui parcourt la distance L de la boucle NOLM subit un déphasage non-linéaire Φ_{NL} qui est donné par la formule [167] :

$$\Phi_{NL} = \frac{2\pi n_2 |E|^2 L}{\lambda}, \quad (2.18)$$

où n_2 est l'indice de réfraction non-linéaire de la fibre et λ la longueur d'onde du signal. Pour un coupleur dont le ratio de couplage est $r = 0,5$, les deux impulsions contre-propagatives vont avoir des profils d'intensité identiques, $\delta\Phi_{NL} = 0$. Le champ d'entrée est alors totalement réfléchi et le NOLM agit comme un miroir. Afin d'obtenir une différence de phase relative non nulle, les deux impulsions contra-propagatives doivent avoir des profils d'intensité différents. En général, ce cas de figure est réalisé en utilisant un coupleur avec un ratio de couplage $r \neq 0,5$. Une autre méthode, que nous avons le plus utilisée durant ces travaux de thèse, consiste à utiliser un coupleur dont le ratio $r = 0,5$ et inclure un atténuateur variable sur l'un des bras de la boucle NOLM. L'atténuateur est alors responsable de la différence des profils d'intensité des deux champs contre-propagatifs. Les effets non-linéaires sur ces champs ne sont donc pas identiques et le signal est transmis via le port E_{out} . Selon l'étude [167], la puissance émise est donnée par :

$$|E_{out}|^2 = |E_{in}|^2 \left(1 - 2r(1-r) \left(1 + \cos \left[(1-2r)|E_{in}|^2 \frac{2\pi n_2 L}{\lambda} \right] \right) \right). \quad (2.19)$$

De cette manière, une fonction d'absorbant saturable rapide permettant de réaliser le verrouillage de modes est obtenue. Ceci dit, notons que le choix de la longueur L détermine l'impact de l'effet de dispersion dans la boucle NOLM. Ces effets dispersifs ne sont pas pris en compte dans l'équation 2.19 mais elle donne quand même une bonne approximation sur le fonctionnement du NOLM tant que la longueur L reste inférieure à la longueur dispersive L_D . Lorsque la dispersion des fibres composant la boucle est importante, les impulsions subissent un élargissement durant leur propagation. Ce phénomène réduit la puissance crête de ces impulsions et peut engendrer un fonctionnement moins efficace du NOLM. Un compromis doit être trouvé, car l'augmentation de la longueur L permet d'accroître les effets non-linéaires dans la boucle.

L'étude de la référence [167] montre que pour avoir une bonne profondeur de modulation, il faut que le ratio r soit très proche de 0,5. Cependant, ce ratio très proche de 0,5 implique d'avoir une faible différence d'intensité entre les deux champs en contre-propagation. Afin d'obtenir un fonctionnement optimal de la boucle NOLM dans cette configuration, il est nécessaire d'atteindre des puissances d'entrée élevées ou d'augmenter considérablement la longueur de la boucle pour générer un déphasage non-linéaire différentiel suffisant entre les deux champs. Ce compromis est un inconvénient majeur du NOLM.

Le NALM peut être considéré comme une amélioration du NOLM. Cette configuration a été proposée par Fermann en 1990 [168]. Elle consiste à ajouter un amplificateur optique dans le miroir de Sagnac (voir la figure 2.12). Ce milieu amplificateur doit être placé à proximité d'un des bras de la boucle afin de briser la symétrie du miroir. Les deux champs en contre-propagation ne sont alors pas amplifiés simultanément et leurs intensités respectives diffèrent largement le long de la boucle, engendrant des interférences constructives entre les deux champs au niveau du coupleur. Ainsi, un coupleur avec un ratio de couplage $r = 0,5$ peut être utilisé afin de maintenir une bonne profondeur de modulation. Le NALM est une configuration très intéressante qui trouve son utilisation dans divers domaines d'application. Elle allie en même temps des fonctions de filtrage d'intensité et d'amplification.

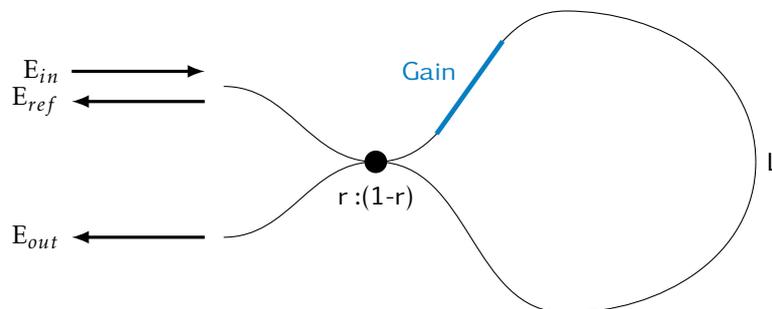


FIGURE 2.12 – Représentation d'une boucle NALM.

Étant donné l'emplacement du milieu amplificateur dans la boucle, un des deux champs résultants sera amplifié tout de suite après son entrée dans la boucle, tandis que l'autre champ sera amplifié juste avant de sortir de la boucle. Selon Fermann [168], la puissance transmise sera donnée par la formule :

$$|E_{out}|^2 = G|E_{in}|^2 \left(1 - 2r(1-r) \left(1 + \cos \left[(1-r-Gr)|E_{in}|^2 \frac{2\pi n_2 L}{\lambda} \right] \right) \right). \quad (2.20)$$

où G représente le facteur d'amplification. Tout comme dans le cas du NOLM, les effets de dispersion et de perte ne sont pas pris en compte dans l'équation 2.20. Du moment que la longueur de la boucle reste courte, cette équation donne une bonne approximation sur le fonctionnement de la boucle NALM. Le grand avantage de la configuration NALM est que la profondeur de modulation et la longueur de la boucle peuvent être contrôlées séparément. L'utilisation d'un coupleur avec un ratio $r = 0,5$ permet d'obtenir une bonne profondeur de modulation, et l'ajustement du facteur d'amplification G permet de contrôler la longueur du chemin optique nécessaire pour obtenir un fonctionnement optimal. Toutefois, le NALM présente un inconvénient, il requiert un amplificateur optique bidirectionnel. Ce qui sera le cas pour notre système basé sur l'emploi d'une diode de pompe, un multiplexeur et une fibre dopée.

Dans cette partie, nous avons montré qu'une boucle optique non-linéaire (NOLM) et une boucle amplificatrice non-linéaire (NALM) pouvaient exploiter l'effet Kerr optique pour induire une transmission dépendante de l'intensité, correspondant à un effet d'absorbant saturable utilisé dans un dispositif de verrouillage de modes. Par ailleurs, le NALM présente plus de flexibilité que le NOLM étant donné que la profondeur de modulation et la longueur de chemin optique liée au déphasage non-linéaire induit peuvent être contrôlées, respectivement, en imposant un ratio de couplage $r = 0,5$ et en changeant le facteur d'amplification G dans la boucle. Dans le chapitre suivant, nous donnerons plus de détails sur le développement des lasers à fibres basés sur un NOLM et un NALM que nous avons étudiés durant cette thèse.

2.5 Dynamiques dissipatives en cavité laser

2.5.1 Perturbations périodiques / Rayonnement / Bandes spectrales de Gordon-Kelly

Dans un laser à verrouillage de modes, un soliton se propage dans la cavité résonante en subissant les effets de la dispersion chromatique et des non-linéarités. En général, le soliton subit principalement les valeurs moyennes de ces effets tant que ces derniers restent faibles à chaque tour de cavité. Cependant, en tenant compte des pertes et de l'amplification périodiques des solitons, des instabilités périodiques supplémentaires sont induites. Ces dernières associent le soliton à la notion d'ondes dispersives [170]. Cette appellation est due au fait que ces ondes dispersives sont des ondes linéaires qui s'étalent dans le temps sous l'effet de la dispersion chromatique. En général,

ces perturbations n'ont pas de conséquences importantes parce que la phase relative du soliton et de l'onde dispersive change continuellement à cause des effets non-linéaires qui ne sont ressentis que par le soliton. Cependant, dans certains cas où la phase relative du soliton et de l'onde dispersive change d'un multiple entier de 2π par tour de la cavité, un couplage résonant peut être obtenu. Ce phénomène d'ondes dispersives peut être observé par l'apparition d'une série de pics étroits superposés sur le spectre de puissance du soliton (voir figure 2.13). Ces pics sont appelés *bandes latérales de Gordon-Kelly* (GKS¹³), elles ont été introduites par Gordon et Kelly en 1992 [170, 171].

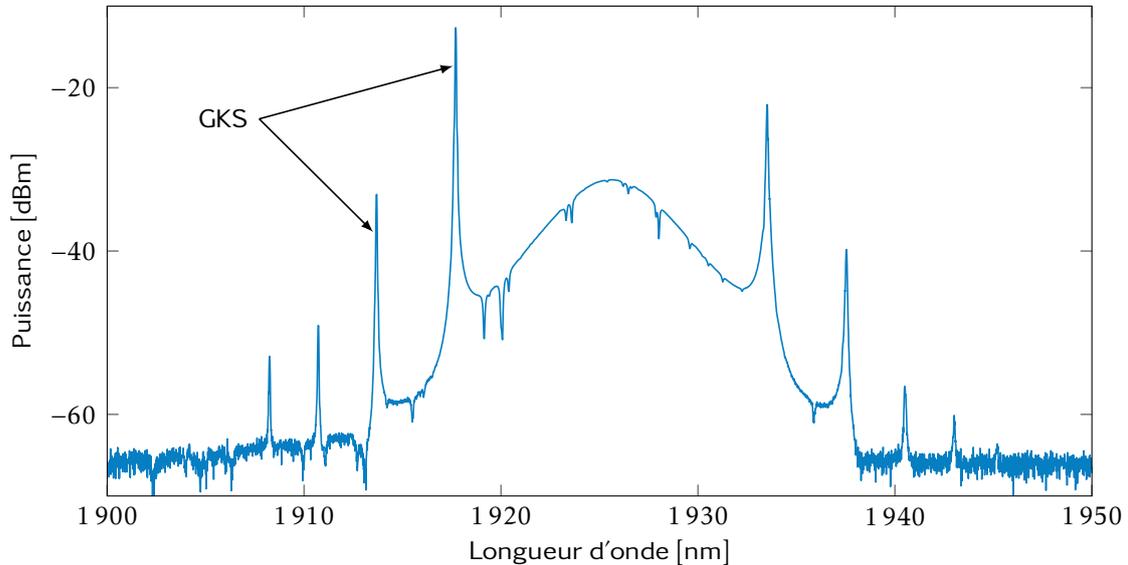


FIGURE 2.13 – Spectre optique typique d'un soliton obtenu à la sortie d'un laser à fibre autour de $2\ \mu\text{m}$: le spectre présente des bandes latérales de Gordon-Kelly.

Les fortes non-linéarité et dispersion dans les fibres optiques provoquent des perturbations dispersives périodiques d'autant plus importantes au soliton. C'est la raison pour laquelle les bandes latérales de Gordon-Kelly sont plus souvent observées dans les lasers à fibre optique que dans les autres familles de lasers. Par analogie à la propagation des solitons hamiltoniens dans une fibre optique en verre, une analyse de ces perturbations dispersives (radiatives) des solitons permet de comprendre la collision d'un paquet d'ondes de faible intensité avec un soliton, d'expliquer la nature du champ de rayonnement dispersif généré par les variations périodiques du gain et des pertes et aussi du champ généré par la perturbation locale d'un soliton [170].

Par ailleurs, les bandes latérales de Gordon-Kelly peuvent apporter un grand nombre d'informations sur le soliton dissipatif et sa propagation : à partir de la position des GKS dans le spectre optique (longueur d'onde), des informations sur le profil spectral de la dispersion chromatique de la fibre et sur la durée du soliton peuvent être déduites [172, 173]. Le déphasage non linéaire étant proportionnel à la puissance crête, les GKS seront d'autant plus prononcées que l'impulsion sera brève, à énergie

13. GKS pour Gordon-Kelly Sidebands : c'est l'appellation la plus courante qui est retrouvée dans la littérature.

constante. Cette relation entre les GKS et la durée du soliton peut nous renseigner sur la stabilité des lasers à fibre optique. En effet, lorsqu'un laser est à la limite de son régime de fonctionnement, les solitons deviennent instables. Des bandes latérales de Gordon-Kelly prononcées et résonantes nous indiquent alors que la durée du soliton est proche de sa valeur minimale et son énergie maximale [172].

2.5.2 Dynamiques multi-solitons

Solitons multiples

Pour des réglages appropriés d'une cavité laser, un régime de verrouillage de modes à un soliton dissipatif unique est d'abord obtenu à un certain seuil de puissance de pompe. Ce soliton unique possède généralement une intensité maximale comme vu précédemment, en raison de l'émission d'ondes dispersives, et l'augmentation de l'énergie dans la cavité laser engendre la génération de plusieurs solitons identiques au fondamental. Les fonctionnements à plusieurs solitons sont souvent observés dans les sources lasers à verrouillage de modes, principalement en régime de dispersion anormale [174, 175] et plus difficilement en dispersion normale [176]. En particulier, nous retrouvons ces régimes dans les lasers à verrouillages de modes par évolution non-linéaire de la polarisation (ENLP) [136, 177], et dans les architectures de cavités lasers en forme de huit (NOLM et NALM) [178]. Le régime multi-impulsionnel peut être obtenu dans différentes gammes de longueurs d'onde telles que : à $1 \mu\text{m}$ avec l'ytterbium [179], à $1,55 \mu\text{m}$ avec l'erbium [180] et autour de $2 \mu\text{m}$ avec le thulium et/ou l'holmium comme milieu actif [181, 182].

La présence d'un grand nombre de solitons dans la cavité laser peut conduire à des interactions entre eux. Ces dernières se produisent via différents mécanismes faisant intervenir différents effets non-linéaires. Ces différents mécanismes d'interaction pouvant exister dans une cavité laser sont responsables de l'auto-organisation des solitons dans la cavité. La communauté scientifique étudie ces mécanismes à travers de nombreuses études théoriques et expérimentales afin d'expliquer ce comportement collectifs des solitons. Les mécanismes d'interaction qui permettent de répertorier les dynamiques multi-impulsionnelles dans les cavités laser à fibre optique peuvent être classées dans deux grandes catégories : selon la distance d'interaction, on distingue les interactions cohérentes et les interactions non-cohérentes.

Dans le cas du régime de dispersion anormale, le laser peut émettre jusqu'à quelques centaines voire milliers de solitons en fonction de la puissance de pompage et des caractéristiques des fibres optiques constituant la cavité. Leur propagation dans la cavité engendre des phénomènes d'attraction, de répulsion ou les deux en même temps entre les solitons. Ces derniers interagissent entre eux et se structurent sous forme de configurations plus ou moins organisées. L'organisation des solitons dans la cavité laser permet de qualifier leurs comportements collectifs, et ainsi de déterminer la nature du régime multi-impulsionnel. Ces régimes peuvent souvent être comparés à un comportement thermodynamique de la matière, on parle alors de gaz, de liquide, de cristal

ou encore de pluie de solitons qui est analogue au cycle de l'eau dans la nature. Nous allons détailler dans ce qui va suivre ces différents mécanismes d'interaction en les mettant en lien avec quelques régimes multi-impulsionnels observés dans les lasers à fibre optique.

Interaction directe soliton-soliton

Les interactions cohérentes ont une grande influence sur la dynamique des solitons dans les lasers à fibre optique à verrouillage de modes. Elles se produisent lorsque la distance entre les solitons est faible, typiquement inférieure à quelques dizaines de picosecondes, on les qualifie alors d'interactions à *courte portée*. Dans ce cas, ces solitons peuvent se propager sur plusieurs tours de cavité avec un espacement constant et même une phase constante, c'est-à-dire qu'ils restent mutuellement cohérents. Nous pouvons distinguer deux types d'interactions cohérentes : l'interaction soliton-soliton par recouvrement direct via les ailes des solitons [183] et l'interaction soliton-soliton via les ondes dispersives rayonnées par ces mêmes solitons [134]. Ces interactions sont souvent observées dans la formation des molécules de solitons.

Durant leur propagation dans une fibre optique les solitons voisins peuvent interagir. Selon la distance de séparation, chaque soliton exerce une certaine force sur les solitons voisins. Cette force dépendant de la phase relative entre deux solitons voisins peut être attractive ou répulsive. Cette interaction entre deux solitons voisins a été théoriquement présentée par Gordon en 1983 [184], puis vérifiée expérimentalement par Mitschike et Mollenauer en 1987 [185]. Ces études concernaient des systèmes conservatifs (Hamiltoniens) qui sont décrits par l'équation de Schrödinger non-linéaire. Selon ces deux études, les forces exercées par un soliton sur ses voisins décroissent exponentiellement avec la distance qui les sépare et dépendent de manière sinusoïdale de leur phase relative. Cependant, dans le cas d'un système laser qui représente un système dissipatif, des effets de gain et de pertes se rajoutent. Un régime multi-impulsionnel observé dans ce cas est la propagation d'un groupe de solitons dits « liés ». L'interaction se fait alors via un recouvrement des ailes des solitons. La stabilité de ces solitons liés dépend de la différence de phase relative (ϕ) entre eux. En effet, pour $\phi = \pm\pi/2$ les solitons sont très stables. Les études théoriques et expérimentales des références [186, 134, 187, 181, 136] décrivent ce régime de fonctionnement des états liés de solitons dans les lasers à fibre. Notons que les distances de séparation dans le cas des interactions soliton-soliton via les ailes sont relativement faibles, de l'ordre de la picoseconde voire inférieures à la picoseconde. Toutefois, cette distance de séparation reste comparable à la durée du soliton.

Interaction via les ondes dispersives

La deuxième interaction cohérente est une interaction soliton-soliton via les ondes dispersives émises par les impulsions. Comme les bandes latérales de Gordon-Kelly

(GKS) sont plus étendues temporellement, typiquement quelques dizaines de picosecondes, cette interaction se produit à des distances de séparation plus importantes que dans l'interaction directe soliton-soliton. Plusieurs études, telle que la référence [134], ont rapporté la formation via les ondes dispersives d'un groupe de solitons liés, séparés typiquement d'une vingtaine de picosecondes. On rapporte également dans la référence [186] une série d'états liés avec des séparations discrètes. Dans ce deuxième cas, les GKS créent une onde sinusoïdale qui se propage avec le soliton, impliquant une alternance entre des zones dominées par l'attraction ou la répulsion.

Les états liés formés grâce à la contribution des GKS peuvent correspondre à une auto-organisation des solitons en format de paquets (patterns) serrés, réguliers et stables. Dans ce cas, non seulement la distance entre solitons est stable, mais il existe également une relation de phase fixe entre les solitons, d'où l'appellation « état lié auto-verrouillé en phase ». Ces paquets de solitons peuvent contenir un petit nombre de solitons (2,3...) et forment ce qu'on appelle « une molécule de solitons » [136]. Dans ce cas, l'interaction est considérée à courte portée. Lorsque le nombre de solitons liés est de quelques dizaines à quelques centaines, l'interaction est à courte-moyenne portée, et on parle alors de « réseau de solitons liés ».

Exemples d'interactions cohérentes

Le nombre d'impulsions se propageant dans la cavité laser peut être connu à l'aide d'un autocorrélateur, du moment que l'espacement entre deux impulsions successives ne soit pas supérieur au délai maximal de l'autocorrélateur. Dans le cas des molécules, où les solitons sont proches et stables dans le temps, la figure (2.14) montre les traces d'autocorrélation de différents trains d'impulsions. Ces trains sont respectivement formés de (a) deux impulsions, (b) trois impulsions et (c) quatre impulsions séparées de 20,7 ps [188]. Les références [189, 181, 136] montrent des études théoriques et expérimentales sur les mécanismes de formation des molécules de solitons dans les lasers à verrouillage de modes.

Dans certains cas plus complexes, une molécule de solitons peut interagir avec des solitons uniques. Ces solitons peuvent alors se propager à des vitesses de groupe différentes et subir de nombreuses collisions qui peuvent être élastiques ou inélastiques. Elles peuvent se produire entre deux solitons, un soliton et un groupes de solitons liés ou même entre deux groupes [137, 181, 190]. Ces collisions engendrent souvent un changement des trajectoires des solitons ou encore l'annihilation de certains solitons et/ou à la création de nouveaux solitons. Ph. Grelu a présenté en 2014 le phénomène de collision élastique entre une paire de solitons dissipatifs liés et un soliton individuel [137]. Dans cette étude expérimentale accompagnée de simulations numériques, les auteurs ont trouvé que deux solitons (1 et 2) peuvent former une paire stable. Ce doublet peut se propager à une vitesse de groupe différente de celle d'un soliton unique (3). L'interaction entre la paire et le soliton détruit l'état lié de la paire engendrant la formation d'une autre paire qui va se propager avec la même vitesse que la paire détruite, tout en s'éloignant du soliton restant (voir la figure 2.15). Cette nouvelle configuration obtenue après la collision de la paire de solitons et le soliton individuel peut être interprétée

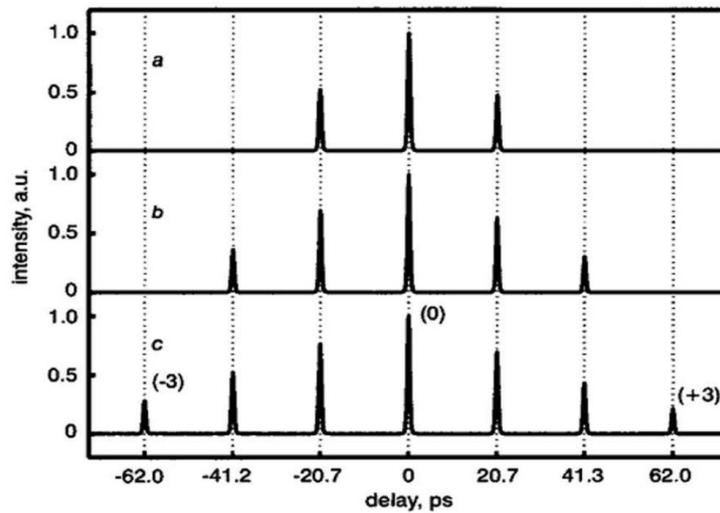


FIGURE 2.14 – Trace d'autocorrélation d'un signal laser qui illustre la formation d'un train d'impulsions. Lorsque la puissance de pompe augmente, une impulsion similaire à l'impulsion fondamentale se forme. On retrouve sur cette figure les cas de : (a) 2 impulsions, (b) 3 impulsions et (c) 4 impulsions où deux impulsions successives sont séparées de 20,7 ps. La figure est issue de [188]

par un phénomène de répulsion entre les solitons 1 et 2 et un phénomène d'attraction entre les solitons 2 et 3. Une étude plus approfondie sur les interactions entre solitons dissipatifs peut être retrouvée dans [132]. En effet, N.Akhmediev a montré d'autres cas de collisions entre un doublet de solitons et un soliton unique, notamment la formation d'un groupe de trois solitons liés, la répulsion d'un doublet par un soliton unique ou encore la fusion de solitons.

Les interactions cohérentes sont également responsables de la formation d'autres régimes complexes [191]. Dans certains cas, les solitons peuvent avoir des mouvements relatifs irréguliers, c'est à dire qu'ils sont répartis aléatoirement dans la cavité et se propagent sans aucune relation de phase bien définie, la distribution est alors appelée un gaz de solitons. Un liquide de solitons fait référence à des solitons qui se retrouvent confinés dans une ou plusieurs parties de la cavité, et dont les mouvements sont moins libres que dans le cas d'un gaz de solitons. Nous pouvons citer comme autre exemple qui met en jeu un nombre important de solitons la transition d'un état de liquide de solitons à un état de cristal de solitons. Cette transition décrit l'évolution de plusieurs blocs de solitons pour donner naissance à un seul bloc fixe et stable. Ce régime est plus précisément caractérisé par la stabilité des distances (durées) entre les solitons qui forment l'état solide.

Interaction via la relaxation du milieu à gain

En ce qui concerne les interactions non-cohérentes, elles se produisent à des distances de l'ordre de la nanoseconde, elles sont alors qualifiées d'interactions à *longue*

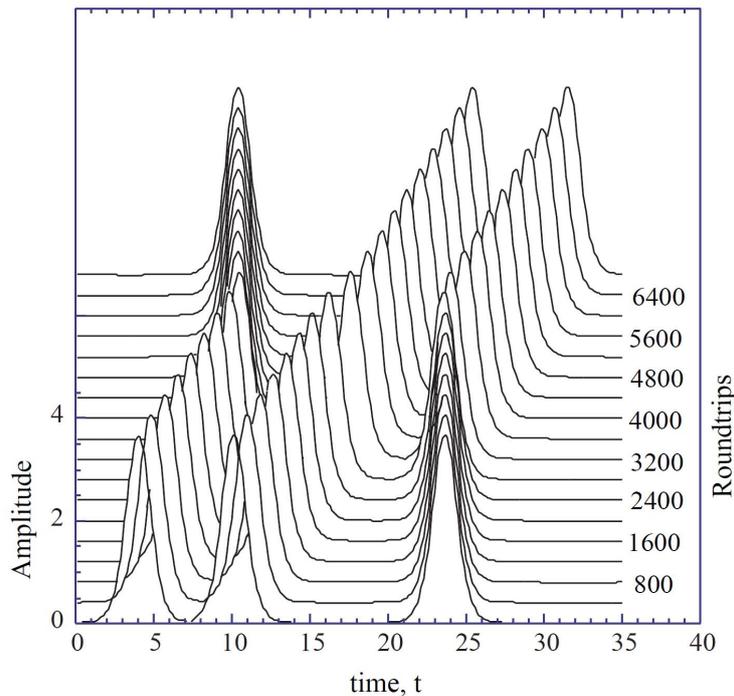


FIGURE 2.15 – Une collision élastique entre une paire de solitons dissipatifs liés et un soliton unique [137].

portée. Dans les lasers à fibre optique, ce type d'interactions peut être dû à plusieurs sources. Le régime de verrouillage de modes harmonique est une des dynamiques multi-impulsionnelles observées dans les lasers à fibre qui peut s'expliquer par ce type d'interaction. Il a été présenté pour la première fois en 1991 [192]. Quelques années plus tard, des études ont expliqué que son principe repose sur un mécanisme de « récupération » ou « d'épuisement et rétablissement » du gain du milieu amplificateur [193].

En effet, l'effet de l'épuisement du gain est observé après le passage d'une impulsion dans le milieu amplificateur. Ce dernier n'est alors plus en mesure d'amplifier autant le signal étant donné qu'il y a moins d'électrons sur des états excités. Il faut donc attendre un certain temps Δt pour que la pompe soit à nouveau absorbée par le milieu à gain pour permettre de rétablir une population d'états excités suffisante. A partir de ce temps Δt , le gain revient à son état initial et une nouvelle impulsion pourra à nouveau être amplifiée au même niveau que la première. Ce phénomène de relaxation du milieu à gain engendre des interactions entre les solitons, celles-ci sont responsables de la répartition uniforme de ces mêmes solitons le long de la cavité. Ainsi, le temps de récupération du milieu à gain tend à faire s'éloigner les impulsions, ce qui peut se modéliser par une interaction répulsive entre solitons. Comme le gain est plus faible juste après le passage de l'impulsion, sa partie arrière reçoit plus de gain que sa partie avant. Par conséquent, une dérive de sa vitesse de groupe (DVG) vers la partie dont le gain est plus élevé est engendrée, et les impulsions vont alors se repousser mutuellement.

Interaction via les fluctuations du bruit de fond

Un régime de verrouillage de modes peut occasionnellement s'accompagner d'une émission continue bruitée. Ce dernier peut être dû à une émission spontanée amplifiée (ASE), aux ondes dispersives citées dans la section précédente ou encore à des modes de la cavité qui n'arrivent pas à se verrouiller en phase. La fluctuation de ce fond continu peut également être une source d'interaction non-cohérente à longue portée entre les solitons dans les lasers à fibre. Afin de mieux comprendre l'influence du fond continu sur la dynamique des lasers, on sépare les deux contributions au signal laser : une impulsion solitonique et un bruit de fond continu. Cette approche porte le nom de « statistical light-mode dynamics » (SLD), et a démontré que le bruit est essentiel pour la description du verrouillage de mode. En effet, même quand il est relativement faible, le bruit doit être pris en compte de manière non-perturbative pour décrire la dynamique des lasers [194, 195]. Il a été démontré que lorsque les solitons dérivent vers les fluctuations croissantes du fond continu, l'intensité de ces fluctuations augmente engendrant ainsi des forces attractives [196]. Depuis, un grand nombre d'études ont rapporté la mise en mouvement supplémentaire d'impulsions dans les lasers à fibre via les fluctuations du bruit, telle que [197] ou encore [198, 199] qui décrivent la formation d'une pluie de soliton. Par ailleurs, ce mécanisme d'interaction qui met en jeu le bruit présente des propriétés intrigantes analogues à l'effet Casimir en électrodynamique quantique [200], où les objets macroscopiques subissent une force d'interaction effective en raison de la suppression des fluctuations du champ électromagnétique. Enfin, nous retrouvons dans [197] un mécanisme d'interaction qui combine l'effet de l'épuisement du gain du milieu amplificateur en présence d'une onde quasi-continue bruyante. Dans ce cas, l'interaction est obtenue non pas par l'augmentation de l'intensité des fluctuations mais par la réduction des fluctuations de champ consécutives à l'épuisement du gain, suite au passage de l'impulsion dans le milieu amplificateur.

Interaction via les ondes acoustiques

Lors de leurs propagations dans la cavité laser les impulsions émettent des ondes acoustiques. Physiquement, ces ondes sont créées par « l'effet d'électrostriction » dû au fort gradient de champ électrique transversal dans les fibres monomodes. Ce sont les modes radiaux de ces ondes qui, sous l'effet de l'excitation des impulsions lumineuses, perturbent significativement l'indice de réfraction de la fibre. Ces perturbations peuvent alors altérer la vitesse des solitons engendrant des interactions acoustiques à longue portée entre les solitons [201, 202]. Dans la majorité des cas, ces interactions mènent à un régime où des impulsions sont étroitement groupées via une force attractive. Cependant, pour une certaine différence de phase entre les solitons et les ondes acoustiques, la force d'interaction devient répulsive pour tous les solitons et aboutit à une distribution régulière des solitons dans la cavité laser, autrement dit à un régime de verrouillage de modes harmonique [202, 203]. On dit alors que les solitons sont verrouillés dans leurs positions temporelles par effets acoustiques. Par ailleurs, l'effet des interactions acoustiques est relativement faible devant les interactions précédentes, à

moins d'exacerber l'effet acoustique en employant par exemple des fibres microstructurées [204].

Les lasers à fibre optique à verrouillage de modes, en particulier les lasers à gestion de dispersion, sont ainsi d'une grande complexité en terme de mécanismes d'interaction entre les solitons. Une compétition entre ces mécanismes dans la même cavité laser peut mener à des dynamiques très riches et variées. Selon les réglages des paramètres expérimentaux (la pompe, la forme de la fonction de transfert de l'absorbant saturable, la dispersion, la longueur, ...) un mécanisme peut prédominer. Une légère modification d'un de ces paramètres peut soit rajouter des mécanismes d'interaction soit remplacer le mécanisme prépondérant. Toutefois, il est difficile de contrôler les mécanismes qui régissent le fonctionnement multi-impulsionnel du laser. Malgré tout, ces changements de mécanismes aboutissent à des régimes de fonctionnement variés et permettent d'observer des transitions entre différents régimes, tel que le passage d'un régime de groupements de solitons liés à un régime harmonique, ou encore l'obtention d'un cristal de solitons à partir d'un gaz de solitons.

Finalement, en fonction du nombre de solitons dans la cavité, des distances de séparation et relations de phases entre les solitons et des paramètres de la cavité, des interactions plus compliquées sont également possibles. Elles mettent en jeu un plus grand nombre de solitons, allant jusqu'à quelque milliers. C'est alors la nature des interactions entre ces solitons qui détermine la nature du régime multi-impulsionnel. L'interaction attractive à courte distance est responsable de la formation des états liés ou des cristaux de solitons. L'interaction répulsive à longue distance est responsable du verrouillage de modes harmonique (HML). Dans d'autres régimes tels que le liquide ou le gaz de solitons, les interactions sont faibles voire négligeables. Certains des régimes mentionnés plus haut, tels que l'auto-organisation en paquets (patterns) stationnaires et particulièrement les molécules de solitons, l'éjection de solitons ou encore la création et l'annihilation de solitons seront discutés plus en détails dans le chapitre 3 à partir de nos propres observations expérimentales.

2.6 Conclusion

Ce chapitre nous a permis d'introduire quelques concepts fondamentaux qui vont nous permettre de comprendre ce travail de thèse présenté dans le chapitre suivant. Ainsi, nous avons d'abord décrit les effets non-linéaires qui se produisent dans les fibres optiques, en particulier l'effet Kerr (SPM et XPM). Ensuite, nous avons présenté l'équation de Schrödinger non-linéaire qui décrit la propagation non-linéaire de l'impulsion optique dans une fibre passive, ainsi que le principe du soliton fondamental Hamiltonien associé. Puis, nous avons discuté du concept et de la physique du verrouillage de modes, des différentes méthodes qui permettent sa mise en place, telles que l'ENLP, le NOLM et le NALM. Entre temps, le principe du soliton optique dissipatif a été présenté. Enfin, dans la dernière section, nous avons discuté de l'impact du phénomène d'ondes dispersives sur le soliton dissipatif. Ce phénomène se traduit par l'apparition

des bandes latérales de Gordon-Kelly sur le spectre optique du soliton, celles-ci représentent une signature spectrale caractéristique de l'émission lasers à fibre optique. Nous avons clôturé ce deuxième chapitre en nous intéressons aux interactions entre les solitons dissipatifs. Nous avons présenté quelques dynamiques multi-impulsionnelles ainsi que des exemples de mécanismes d'interaction entre les solitons.

Nous allons présenter en détails dans le chapitre suivant une étude expérimentale sur quelques dynamiques multi-impulsionnelles obtenues avec différentes architectures de lasers à fibre optique. Nous allons montrer à travers ce panel riche de dynamiques multi-impulsionnelles que le laser à fibre optique peut être associé à une grande complexité.

3 Éventail des dynamiques impulsionsnelles

3.1 Introduction au chapitre

Dans ce chapitre, nous présentons nos travaux expérimentaux sur les dynamiques multi-impulsionsnelles des solitons dissipatifs dans différentes architectures laser à verrouillage de modes passif. Afin de favoriser le fonctionnement en régime multi-impulsionsnel, nous avons opté pour un régime de dispersion anormale : dans ce régime, la dérive de fréquence (chirp) est limitée, ce qui limite également l'énergie maximale par impulsion et favorise le fonctionnement multi-impulsionsnel. Les cavités laser étudiées sont basées sur l'effet d'évolution non-linéaire de la polarisation (ENLP) ou sur des interféromètres de type Sagnac (NOLM et NALM) comme techniques de verrouillage de modes. Avec des puissances de pompe relativement élevées, plusieurs solitons sont générés et en fonction des paramètres de chaque cavité laser, différentes dynamiques sont obtenues.

Les structures multi-impulsionsnelles générées sont ultra-courtes, typiquement de l'ordre de la picoseconde voire inférieure à la picoseconde. Dans ce cas, la caractérisation expérimentale devient compliquée à cause de l'échelle de temps qui est plus petite que la résolution de l'électronique. La deuxième section de ce chapitre traite des techniques et appareils de caractérisation utilisés durant cette thèse. En particulier, nous parlons d'une récente technique de mesure qui est basée sur la transformée de Fourier dispersive (DFT) que nous avons adaptée pour la première fois à la longueur d'onde $2\ \mu\text{m}$. Dans la troisième section, nous présentons les principes de fonctionnement des différentes architectures laser étudiées. Ensuite, les sections 3.4, 3.5 et 3.6 sont consacrées aux résultats expérimentaux obtenus, allant du verrouillage de modes fondamental à une multitude de régimes multi-impulsionsnels des solitons dissipatifs, et en passant par le régime particulier des molécules à deux solitons.

3.2 Caractérisation expérimentale

Nous allons présenter dans cette section les techniques et appareils de mesure qui ont été utilisés durant cette thèse pour la caractérisation des dynamiques impulsionsnelles ultra-rapides observées. Afin de décrire une impulsion, deux informations sont nécessaires : le profil temporel (amplitude et phase) ou le profil spectral (amplitude

3 *Éventail des dynamiques impulsionnelles*

et phase). Dans notre cas, les impulsions générées en régime anormal ont très peu de dérive de fréquence. Nous allons alors nous intéresser aux trois mesures traditionnelles utilisées en optique ultra-rapide, à savoir, la trace temporelle, le spectre optique et la trace d'auto-correlation. La problématique à $2\ \mu\text{m}$ est que l'instrumentation n'est pas autant développée qu'à $1,55\ \mu\text{m}$.

Une partie de cette problématique à $2\ \mu\text{m}$ vient des photodiodes classiques InGaAs coupant à $1,7\ \mu\text{m}$ et qui ne présentent plus une bonne solution. L'alternative fut de travailler avec de l'InGaAs étendu qui permet de décaler la bande de détection au mieux jusqu'à $2,5\ \mu\text{m}$. La photodiode que nous avons utilisée est le modèle 818-BB-51F Newport, possédant une bande de détection allant de $830\ \text{nm}$ à $2150\ \text{nm}$ et une large bande passante de $12\ \text{GHz}$. Son rôle est de convertir le signal optique en tension, celle-ci est ensuite analysée et affichée par un oscilloscope rapide de bande passante d'environ $10\ \text{GHz}$, permettant de résoudre une centaine de picosecondes. Ce dispositif permet de visualiser la dynamique sur un ou plusieurs tours de cavité mais est insuffisant pour observer le profil d'intensité des impulsions dont la durée est de l'ordre de la picoseconde.

Afin d'étudier le profil spectral de des impulsions, nous avons débuté en utilisant un monochromateur en espace libre et un photomultiplicateur InSb refroidi à l'azote liquide. Ce dispositif nous a permis d'obtenir nos premiers spectres, mais le dispositif est lent et limité en résolution, du fait d'un réseau peu adapté pour la fenêtre spectrale $2\ \mu\text{m}$. Nous avons dans un deuxième temps pu utiliser un analyseur de spectre optique (Yokogawa AQ6375B), de résolution $0,05\ \text{nm}$ et couvrant une plage de longueurs d'onde de 1200 à $2400\ \text{nm}$. Nous avons ensuite utilisé un autre analyseur de spectre optique (Shamrock-750) qui est composé de deux réseaux et une caméra rapide. Les réseaux sont composés soit de 150 traits/mm soit de 600 traits/mm. Le réseau à 150 traits/mm possède une bande passante de $242\ \text{nm}$ et une résolution de $0,35\ \text{nm}$, tandis que le réseau à 600 traits/mm a une bande passante de $59\ \text{nm}$ et une résolution de $0,09\ \text{nm}$, ils sont respectivement blazés à $2000\ \text{nm}$ et $1900\ \text{nm}$. Il nous permet d'obtenir une résolution de $0,07\ \text{nm}$. La caméra rapide iDusInGaAs $2,2\ \mu\text{m}$ (N° modèle : DU491A-2.2, $800\ \text{nm}$ - $2200\ \text{nm}$) va nous permettre de récupérer le signal. Même si la résolution spectrale du Yokogawa est meilleure que celle du Shamrock-750, ce dernier nous permet de suivre l'évolution rapide du spectre optique car il peut enregistrer une centaine de spectres par seconde. La plupart des spectres optiques présentés dans ce rapport ont été obtenus avec l'analyseur Yokogawa, tirant profit de sa meilleure résolution.

Une trace d'auto-correlation permet de connaître la durée et la forme de l'impulsion et de visualiser l'organisation des impulsions en-dessous de la résolution de l'oscilloscope. Pour cela, nous avons cherché à utiliser un auto-corrélateur commercial fonctionnant à $1,55\ \mu\text{m}$ et basé sur un interféromètre de Michelson. L'effet non-linéaire de cet auto-corrélateur est basé sur l'absorption à 2 photons de la photodiode utilisée. Après avoir aligné l'interféromètre à $2\ \mu\text{m}$ (avec difficulté, du fait de l'absence de cible fonctionnelle à conversion vers le visible), nous n'avons pas réussi à obtenir de signal sur cette photodiode. Une autre piste consistait à utiliser un cristal doubleur de fréquence, mais nous n'avons pas eu le temps d'explorer cette voie. Au cours de ma thèse,

nous avons pu acquérir un auto-corrélateur commercial (PulseCheck APE) opérant à $2\ \mu\text{m}$. Il permet un balayage de 320 ps avec une résolution de 2 fs.

3.2.1 La transformée de Fourier dispersive (DFT)

Pour les lasers à fibre optique émettant des trains d'impulsions ultra-courtes de faible énergie (typiquement dans la gamme picojoule à nanojoule) à des taux de répétition allant jusqu'à plusieurs dizaines de mégahertz, la caractérisation optique repose généralement sur des mesures spectrales et d'autocorrélation moyennées. Malheureusement, ces méthodes ne permettent pas d'extraire l'évolution rapide de ces impulsions. Récemment, des progrès significatifs ont été réalisés dans la caractérisation spectrale en temps réel de la dynamique des trains d'impulsions, grâce à la méthode de la transformée de Fourier dispersive (DFT¹) [205, 206]. Cette technique de mesure permet dans un premier temps d'obtenir le spectre d'une seule impulsion. Dans un deuxième temps, elle surmonte les limitations de vitesse des instruments optiques traditionnels et permet des mesures rapides et continues (en temps réel) en une seule acquisition.

Grâce à la dispersion chromatique, la transformée de Fourier dispersive nous permet d'obtenir le spectre d'une impulsion optique dans une forme d'onde dans le domaine temporel et dont le profil d'intensité reproduit le spectre. La figure 3.1 montre le principe de la DFT : on peut y voir l'évolution de l'impulsion optique ultra-courte en une forme d'onde temporelle (spectre) lors de sa propagation dans un milieu dispersif, permettant aux longueurs d'ondes les plus courtes (dans ce cas) de se propager plus rapidement que les longueurs d'ondes les plus grandes, et ainsi arriver sur le détecteur en avance. Le principe de la DFT permet ainsi à un photodétecteur de capturer le spectre de chaque impulsion, ce qui est impossible avec les spectromètres classiques à réseau. En pratique, la DFT est l'analogue temporel d'un spectromètre à réseau, où le milieu dispersif joue le rôle du réseau de diffraction. Cela simplifie le système et, plus important encore, permet des mesures rapides en temps réel.

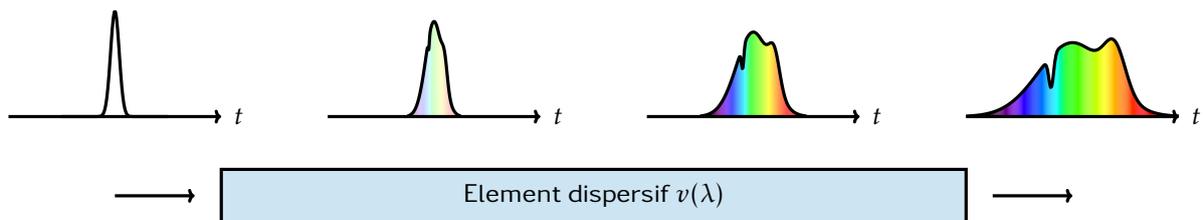


FIGURE 3.1 – Illustration de la technique de la transformée de Fourier dispersive (DFT) : le spectre de l'impulsion optique est imagé dans une forme d'onde temporelle grâce à la dispersion chromatique de l'élément dispersif.

Un résultat expérimental de la technique de la DFT est illustré sur la figure 3.2. Nous pouvons voir sur la figure 3.2(a) l'évolution de la trace temporelle directe d'un train d'impulsions sur quelques tours de cavité. La figure 3.2(b) est un agrandissement

1. DFT pour Dispersive Fourier Transform.

d'un seul tour de cavité, ou l'impulsion directement détectée (en bleu) apparaît bien comme une impulsion unique, tandis que le signal optique s'étant propagé dans l'élément dispersif (en rouge) a une forme correspondant au spectre de l'impulsion originale.

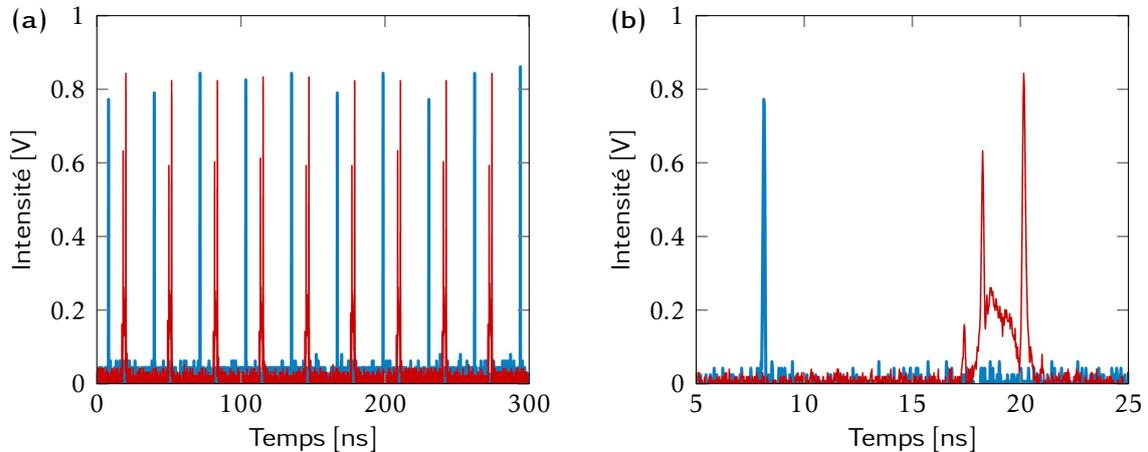


FIGURE 3.2 – Caractérisation expérimentale d'un train d'impulsions sur quelques tours d'une cavité laser : (a) traces temporelles directement en sortie du laser (bleu) et après propagation dans le milieu dispersif (rouge). (b) Zoom sur un tour de cavité montrant une impulsion unique avec le spectre correspondant obtenu via le dispositif de la transformée de Fourier dispersive DFT.

Le grand intérêt de la DFT pour l'étude des dynamiques lasers est de pouvoir suivre l'évolution des régimes impulsionnels sur plusieurs centaines voire milliers de tours de cavité. L'idée est alors de faire une acquisition sur un très grand nombre de tours de cavité, de découper ensuite le signal selon le taux de répétition (ISL) du laser avant d'empiler les tours de cavité l'un sur l'autre pour obtenir une cartographie de l'évolution du spectre en fonction du nombre de tours de cavité. Un exemple de résultat est donné sur la figure 3.3 qui montre l'évolution du spectre de l'impulsion sur 6000 tours de cavité.

Aux longueurs d'onde des télécommunications, cette technique est mise en œuvre en étirant l'impulsion ultra-courte de la sortie du laser dans une fibre dispersive (DCF²) de quelques kilomètres de long, cartographiant efficacement son spectre dans le domaine temporel [206, 207]. Elle a permis, par exemple, la capture d'événements rares tels que les ondes optiques vagues scélérates [208], et l'observation des vibrations des molécules de solitons [209, 210].

L'utilisation d'une fibre dispersive de quelques kilomètres de long à la longueur d'onde $2\ \mu\text{m}$ engendre beaucoup de pertes à cause du faible diamètre de cœur de la fibre DCF, ainsi que de l'absorption de la silice qui devient importante à partir des longueurs d'ondes supérieures à 1900 nm. En effet, la propagation de plusieurs kilomètres dans la

2. DCF pour Dispersion Compensating Fiber

3 Éventail des dynamiques impulsionnelles

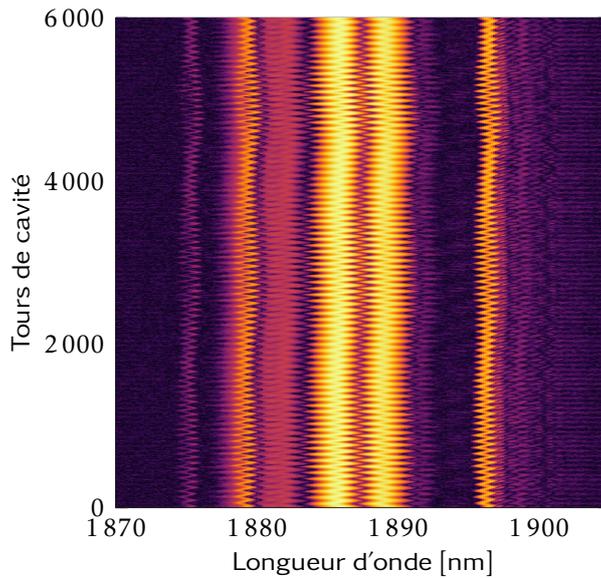


FIGURE 3.3 – Observation expérimentale de l'évolution du spectre de l'impulsion dans une cavité laser : enregistrement DFT des spectres en temps réel sur 6000 tours de cavité.

fibres de silice dispersives entraîneraient des pertes linéaires rédhibitoires autour de cette gamme de longueurs d'ondes. Dans un fonctionnement à haute puissance, en raison des pertes linéaires importantes encourues autour de $2\ \mu\text{m}$, l'utilisation de fibres hautement dispersives de plusieurs kilomètres nécessiterait la mise en place d'une délicate amplification linéaire du signal égalisé sur la plage spectrale de l'impulsion.

Dans le cadre des travaux entretenus durant cette thèse, nous avons implémenté une nouvelle technique DFT fonctionnant autour de la longueur d'onde $2\ \mu\text{m}$. Cette technique qui est plus compacte (quelques mètres de fibre) est basée sur l'utilisation des réseaux de Bragg à fibre à pas variable (FBG³) [211]. Ces FBG ont été fabriqués sur mesure pour notre application et ont une dispersion de $50\ \text{ps/nm}$ et une bande passante de $23\ \text{nm}$ entre $1892\ \text{nm}$ et $1915\ \text{nm}$, ce qui limite la plage spectrale accessible, et constitue donc un inconvénient de l'utilisation des réseaux de Bragg. Dans notre cas, pour obtenir une dispersion suffisante pour la caractérisation spectrale en temps réel, nous mettons en cascade deux ensembles de FBG et de circulateurs identiques, de sorte que la dispersion globale soit de $D' = 100\ \text{ps/nm}$. Les pertes globales obtenues avec ce dispositif sont de $12\ \text{dB}$. Même si ces pertes paraissent élevées, elles sont suffisamment faibles pour nous permettre de détecter un signal exploitable en sortie. En utilisant cette technique, nous avons également vérifié que les distorsions spectrales non-linéaires n'étaient pas significatives, même avec des puissances moyennes de quelques milliwatts. C'est un avantage de la DFT basée sur l'utilisation des réseaux de Bragg par rapport au schéma classique basé sur l'emploi d'une grande longueur de fibre hautement dispersive à $1,55\ \mu\text{m}$ où la puissance d'entrée doit être soigneusement surveillée

3. FBG pour Fiber Bragg Gratings

pour éviter les distorsions non-linéaires.

La résolution spectrale de notre système DFT peut être obtenue par l'inverse du produit de la bande passante de l'oscilloscope et de la dispersion totale D' des réseaux de Bragg. Pour un oscilloscope de bande passante $BW = 6$ GHz, la résolution spectrale vaudrait :

$$\frac{1}{BW \cdot D'} = \frac{1}{6 \cdot 100} = 1,6 \text{ nm.} \quad (3.1)$$

Un autre moyen de réaliser la DFT est d'utiliser de la fibre SMF comme milieu dispersif à condition que la longueur d'onde ne dépasse pas $1,9 \mu\text{m}$ comme indiqué précédemment, en raison des pertes de la silice qui deviennent rédhibitoires dès quelques centaines de mètres de propagation aux longueurs d'ondes supérieures à $1,9 \mu\text{m}$. L'emploi de ce type de fibre dont la dispersion est anormale peut causer un élargissement spectral. Pour l'éviter, il faut naturellement limiter la puissance couplée à la fibre SMF-28. Nous avons alors pu utiliser 3 km de fibre SMF couplées à un amplificateur RF en sortie de fibre afin d'augmenter l'intensité du signal. Nous avons obtenu avec cette technique une résolution spectrale équivalente à celle des FBG. Cependant, comme attendu cette technique ne marchait plus pour les signaux laser à $2 \mu\text{m}$ et au-delà.

La figure 3.4 montre une comparaison entre les deux méthodes utilisées au cours de ma thèse pour réaliser la DFT. On y retrouve les deux spectres obtenus simultanément en temps réel avec 3 km de fibre SMF (en bleu) et les réseaux de Bragg FBG (en rouge). Ce résultat nous permet de conclure que les deux méthodes sont en effet quasi-équivalentes en termes de résolution spectrale, cette dernière étant de 1,6 nm. Notons qu'il manque sur la trace rouge une des bandes latérales de Goron-Kelly. Ce phénomène est dû à la fenêtre spectrale restreinte des réseaux de Bragg qui s'étend de 1892 à 1915 nm.

Au cours de la dernière décennie, la technique de la DFT a donc apporté une nouvelle classe d'instruments en temps réel qui permettent la capture d'événements rares dans le domaine spectral tels que les ondes optiques rogue waves (vagues scélérites) [212], qui autrement seraient manquées à l'aide d'instruments conventionnels. Dans ce travail de thèse, la technique de la DFT a été implémentée pour la première fois autour de la longueur d'onde $2 \mu\text{m}$. Elle nous a permis d'observer à titre d'exemple des régimes transitoires, vibratoires/oscillatoires, mais aussi le comportement instable d'une molécule de soliton [136].

Nous venons de voir les caractéristiques des différents appareils de mesures ainsi que les différentes techniques utilisées pour la caractérisation des dynamiques multi-impulsionnelles obtenues durant cette thèse. Nous allons détailler dans les sections qui vont suivre les régimes multi-solitons variés et complexes obtenus avec trois architectures laser différentes.

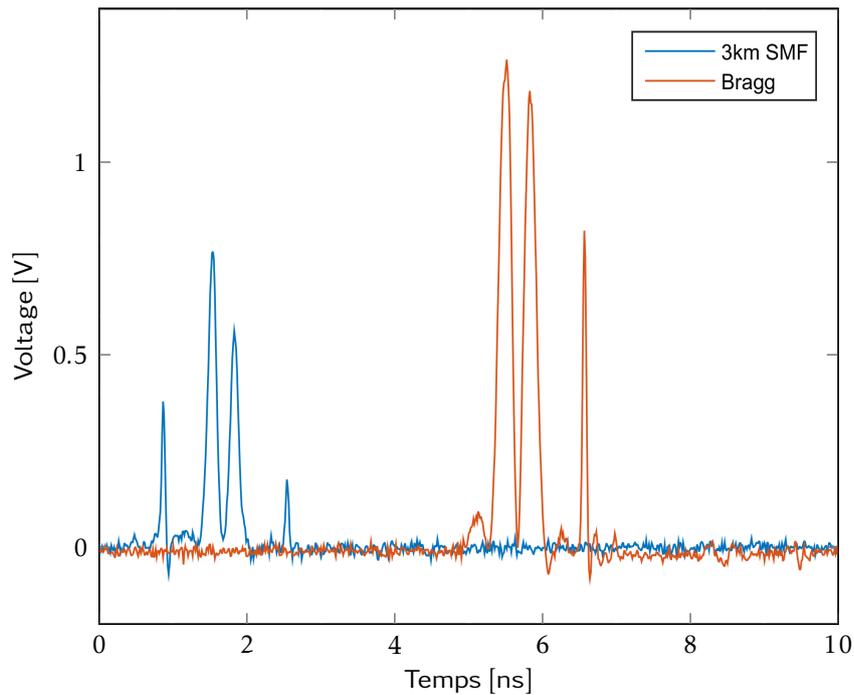


FIGURE 3.4 – Comparaison entre les spectres obtenus via deux différentes méthodes de la technique de la transformée de Fourier dispersive (DFT) : (bleu) spectre après la propagation de l’impulsion à travers 3 km de fibre SMF et (rouge) spectre obtenu via le dispositif des réseaux de Bragg chirpé. Les deux méthodes sont quasi-équivalentes en terme de résolution spectrale qui est d’environ 1,6 nm.

3.3 Les différentes cavités laser étudiées

Nous allons aborder dans cette section des différentes architectures laser étudiées durant cette thèse. Nous commençons par décrire la cavité laser en anneau qui est basée sur l’effet de l’évolution non-linéaire de la polarisation (ENLP). Ensuite, nous parlons de deux cavités qui sont basées sur des interféromètres de type Sagnac, à savoir la boucle optique non-linéaire (NOLM) et la boucle amplificatrice non-linéaire (NALM). Ces techniques de verrouillage de modes vont nous permettre de générer des solitons dissipatifs afin d’étudier les dynamiques multi-impulsionnelles à $2\ \mu\text{m}$, et d’illustrer l’universalité des comportements des dynamiques ultra-rapides des lasers à verrouillage de modes.

3.3.1 Le montage expérimental basé sur l’ENLP

Pour explorer expérimentalement la dynamique des solitons et observer les phénomènes dus aux multiples interactions entre eux, nous avons construit un laser à fibre

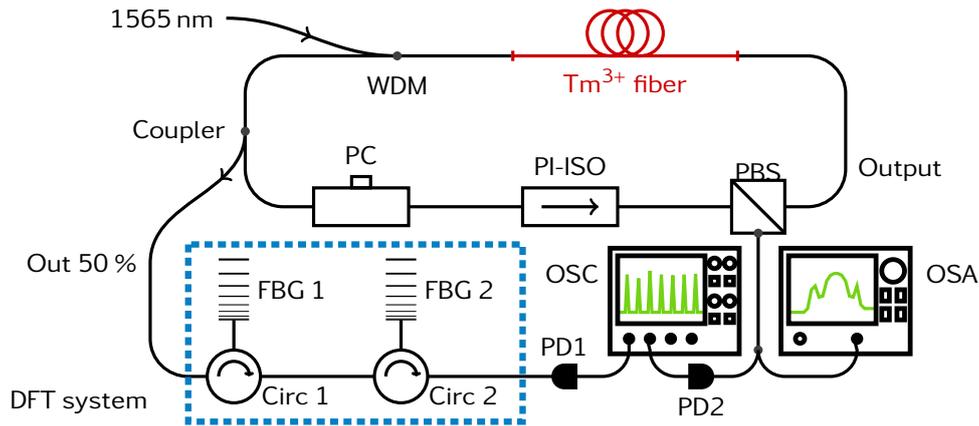


FIGURE 3.5 – **Le dispositif expérimental** : la cavité laser en anneau totalement fibrée comprend une fibre dopée thulium (Tm^{3+}) comme milieu à gain, un contrôleur de polarisation (PC), un isolateur insensible à la polarisation (PI-ISO), un séparateur de polarisation (PBS); la technique de la transformée de Fourier dispersive (DFT) emploie deux filtres à réseau de Bragg fibrés et qui sont utilisés en réflexion via deux circulateurs, la dispersion totale du système est 100 ps/nm. Le milieu à gain est pompé à 1565 nm via un multiplexeur 1600/2000 nm (WDM). Les deux sorties laser sont analysées avec deux photo-diodes rapides (PD 1 et 2) couplées à un oscilloscope (OSC) et à un analyseur de spectre optique (OSA).

dopée au thulium à verrouillage de mode émettant autour de $2\ \mu m$, illustré sur la figure 3.5. La cavité en anneau de 7,9 m comprend une fibre dopée au thulium de 3 m (fibre Tm^{3+} , absorption du cœur : 27,0 dB/m à 793 nm), qui est pompée en contre-propagation par un amplificateur à fibre erbium délivrant une puissance de 1 W autour de 1565 nm. L'évolution non-linéaire de la polarisation (ENLP), en présence du séparateur de polarisation (PBS), fournit un mécanisme d'absorbant saturable effectif basé sur l'effet Kerr. La fonction de transfert de cet absorbant saturable effectif peut être facilement ajustée en réglant les contrôleurs de polarisation (PC) et permet de générer des trains d'impulsions ultra-courtes dissipatives verrouillées en modes à un taux de répétition de 26 MHz autour de $1,9\ \mu m$. Le reste de la cavité comprend une fibre mono-mode à dispersion anormale (SMF), un coupleur 50/50 et un isolateur insensible à la polarisation (PI-ISO) pour assurer une propagation unidirectionnelle et ainsi le fonctionnement du laser. Notre laser fonctionne dans un régime de dispersion anormale avec une dispersion globale dans la cavité de 0,24 ps/nm.

La deuxième sortie du PBS est utilisée pour analyser la sortie laser avec une photo-diode rapide 12 GHz (PD2) connectée à un oscilloscope 6 GHz (OSC) et un analyseur de spectre optique (OSA) traditionnel à réseau qui fonctionne dans la plage de longueurs d'onde entre 1,2 à $2,4\ \mu m$.

Étant donné que les pertes globales du dispositif DFT sont suffisamment faibles, celui-ci peut être placé après la sortie 50 % du coupleur, permettant d'avoir un signal de sortie suffisamment puissant. Ainsi, la sortie du système DFT est envoyée sur une

photodiode 12 GHz (PD1) connectée à un oscilloscope en temps réel 6 GHz, 40 GS/s. Avec un temps de montée de 70 ps et la dispersion globale des deux ensembles circulateur/FBG (100 ps/nm), la résolution spectrale attendue du système DFT est de 1,6 nm. Grâce à cette configuration DFT, nous avons pu étudier des dynamiques complexes ultra-rapides originales et reproductibles autour de 2 μm et que nous allons détailler dans les sections suivantes.

3.3.2 Le NOLM

Nous avons vu dans le chapitre 2 qu'il est possible de réaliser un absorbant saturable effectif en utilisant l'effet Kerr induit par la propagation de la lumière dans un interféromètre de type Sagnac. Ce dernier qui fonctionne comme un miroir dans le cas linéaire peut être déséquilibré afin d'accumuler un déphasage non-linéaire différent sur ses deux bras. Le but est d'utiliser ce principe pour réaliser des absorbants saturables effectifs sous la forme, par exemple, d'une boucle optique non-linéaire (NOLM).

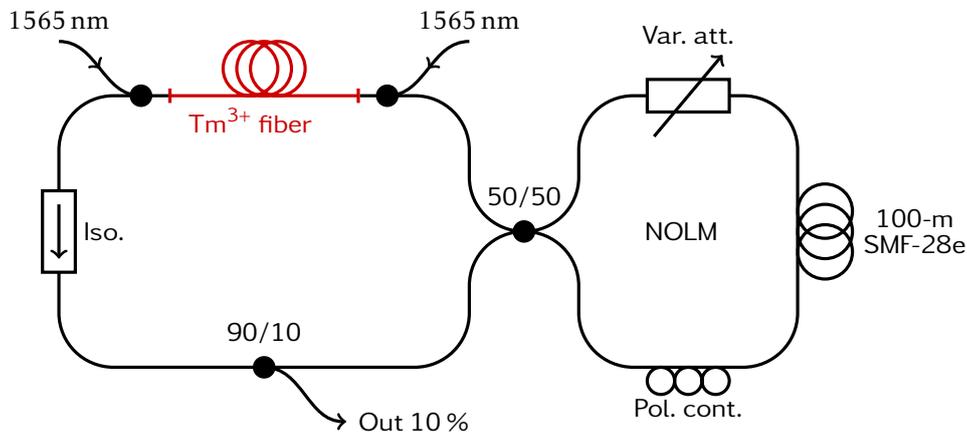


FIGURE 3.6 – **Le dispositif expérimental NOLM** : le gain du laser est assuré par une fibre dopée au thulium de 3 m de long pompée par deux signaux 1 W à 1565 nm via deux multiplexeurs 1600/2000 nm. Un isolateur impose le sens de propagation, et un coupleur 90/10 complète la cavité. L'absorbant saturable effectif est un miroir à boucle non-linéaire (NOLM) composée de 100 m de fibre monomode (SMF), d'un atténuateur variable et d'un contrôleur de polarisation.

Le dispositif expérimental du laser en huit à fibre dopée thulium (TDFL) avec un NOLM est représenté sur la figure 3.6. Pour cette architecture, le pompage de la fibre dopée est réalisé en co- et contre-propagation par deux lasers 27 et 33 dBm à 1565 nm afin de maximiser la puissance intra-cavité. Un isolateur indépendant de la polarisation (PI-ISO) vient imposer un sens de propagation au signal généré par le milieu amplificateur. Celui-ci est divisé en deux parties égales par un coupleur 50/50 avec deux ports d'entrée et deux ports de sortie (2x2 - 50/50) et injecté dans la boucle NOLM.

Le NOLM est constitué de 100 m de fibre monomode (SMF-28e), un atténuateur variable et un contrôleur de polarisation (PC). Ce dernier est utilisé pour modifier les états de polarisation des ondes lumineuses et maximiser l'interférence entre les deux ondes contre-propagatives dans le NOLM. L'atténuateur variable va créer l'asymétrie de puissance entre les deux parties injectées dans le NOLM. De cette manière, les déphasages non-linéaires accumulés dans les deux sens de propagation seront différents, et le miroir de Sagnac sera donc déséquilibré [167]. Cette interférence au niveau du coupleur induit une fonction de transfert dépendant de l'intensité. Elle permet alors de transmettre les hautes puissances et bloquer les faibles puissances, créant ainsi un absorbant saturable effectif permettant de générer des impulsions dans la cavité laser fibrée [213]. La longueur du NOLM (100 m de fibre SMF) a été choisie de telle sorte qu'un grand déphasage non-linéaire soit accumulé, permettant de baisser la puissance de saturation de la fonction de transfert non-linéaire et donc de permettre le verrouillage de modes pour de relativement faibles énergies, permettant la génération d'un grand nombre de solitons. La longueur totale de la cavité est d'environ 108 m, correspondant à un taux de répétition d'environ 2 MHz. Le signal de sortie du laser à fibre est extrait à partir de la sortie 10% du coupleur (90/10) et envoyé à l'instrumentation de détection.

3.3.3 Le NALM

Le dispositif du système NALM est très similaire à celui du NOLM, la différence étant que le milieu à gain est localisé dans la boucle non-linéaire. Le laser en forme de huit se compose donc de deux boucles : d'une part, une boucle interne NALM qui contient la fibre dopée thulium, 100 m de fibre SMF-28e, qui va permettre d'accumuler les effets non-linéaires, et un contrôleur de polarisation, et d'autre part, une boucle externe unidirectionnelle (UR pour Unidirectional Ring) comprenant un isolateur indépendant de la polarisation, un contrôleur de polarisation et un coupleur de sortie 10%, comme le montre la figure 3.7. Les conditions de pompe sont les mêmes que pour le NOLM et le taux de répétition de la cavité laser est d'environ 2 MHz. Comme dans le cas du NOLM, en fonctionnement optimisé pour le régime impulsionnel, le milieu amplificateur qui est proche du coupleur 50/50 permet d'avoir deux ondes contre-propagatives d'intensités différentes se propageant dans la grande longueur de fibre SMF, et accumulant ainsi des déphasages non-linéaires différents. Les parties à forte intensité d'une impulsion seront alors transmises sélectivement par le miroir, tandis que les parties à faible intensité sont bloquées par l'isolateur et réfléchies dans le NALM. Cette opération est semblable à celle trouvée dans le NOLM pour lequel le déséquilibre était dû à un atténuateur variable et non pas une amplification optique.

Nous avons retrouvé dans les trois configurations laser (ENLP, NOLM et NALM) un grand nombre de régimes impulsionnels que nous présenterons dans la suite.

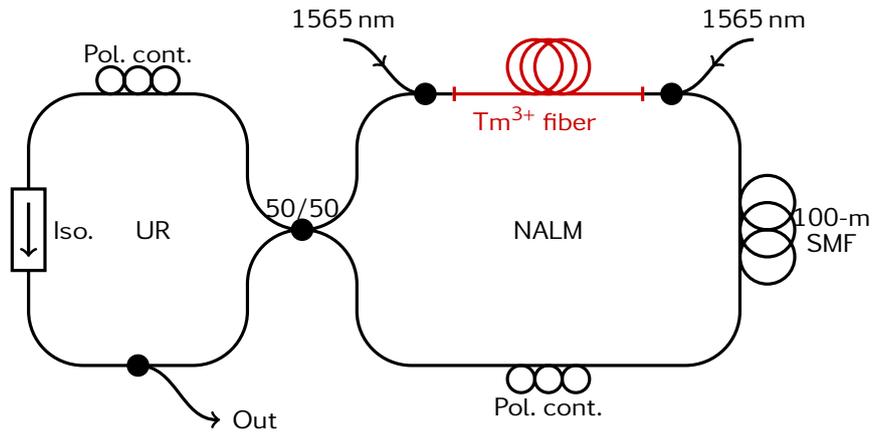


FIGURE 3.7 – **Le dispositif expérimental NALM** : la boucle amplificatrice non-linéaire est composée d’une fibre dopée au thulium de 3 m de long pompée par deux signaux 1 W à 1565 nm via deux multiplexeurs 1600/2000 nm, de 100 m de fibre monomode (SMF) et d’un contrôleur de polarisation. L’autre boucle (UR) est composée d’un contrôleur de polarisation, d’un isolateur qui impose le sens de propagation et d’un coupleur pour extraire le signal.

3.4 Le verrouillage de modes fondamental

Le verrouillage de modes fondamental est caractérisé par la propagation d’une impulsion (soliton dissipatif) unique dans la cavité. Il s’agit du régime impulsionnel le plus simple possible, et il permet souvent d’avoir des trains d’impulsions particulièrement stables. La figure 3.8 montre un régime de verrouillage de modes obtenu à une puissance de pompe de 530 mW dans la cavité laser basée sur l’ENLP (voir figure 3.5). Sur la trace temporelle de la figure 3.8(a), on voit que le taux de répétition de la cavité est d’environ 38,5 ns soit 26 MHz, correspondant à une longueur de cavité de 7,9 m, en accord avec la longueur des fibres. Le train d’impulsions est régulier et stable sur 5 tours de cavité. Le spectre optique de ces impulsions (figure 3.8(b)) suggère la présence d’un seul soliton par tour de cavité, puisqu’on observe une forme proche d’une sécante hyperbolique, caractéristique du soliton dissipatif, avec l’apparition des raies spectrales de rayonnement prononcées, que nous avons déjà définies précédemment par les bandes latérales de Gordon-Kelly (GKS) et qui sont caractéristiques des lasers à fibre. Le spectre est centré à la longueur d’onde d’émission de 1904 nm et sa largeur de 5 nm. En régime anormal, les solitons ont une très faible dérive de fréquence et sont donc quasiment en limite de Fourier. Ainsi, à partir de la largeur du spectre nous pouvons remonter à une durée minimale de l’impulsion de 779 fs. La figure 3.8(c) montre l’évolution des spectres DFT sur plus de 13000 tours de cavité. La présence d’une enveloppe spectrale non modulée nous indique qu’un soliton unique se propage dans la cavité, et l’absence d’oscillations confirme la grande stabilité de ce régime de verrouillage de modes fondamental. Nous atteignons dans cette configuration des puissances de sortie allant jusqu’à 20 mW.

3 Éventail des dynamiques impulsionnelles

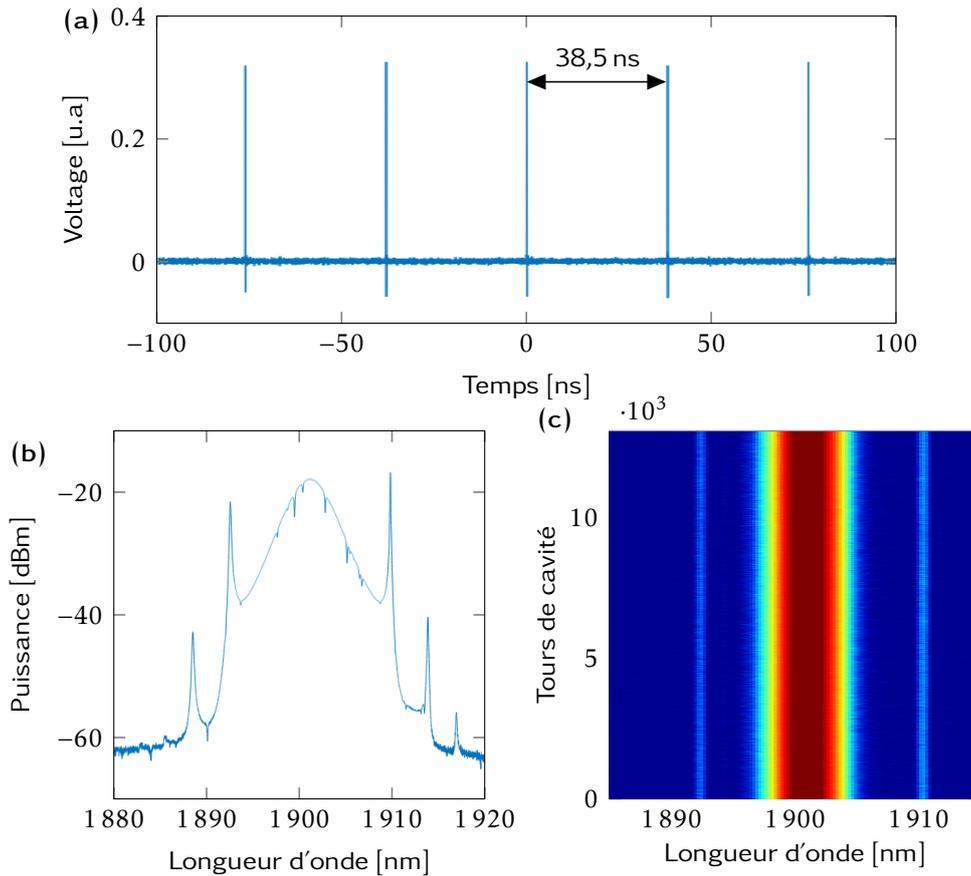


FIGURE 3.8 – Caractérisation expérimentale du verrouillage de modes fondamental : (a) trace temporelle du signal photodiode rapide au taux de répétition fondamental, (b) spectre optique (OSA) et (c) enregistrement des spectres DFT sur plus de 13000 tours de cavité et montrant la grande stabilité du soliton.

Ce régime de verrouillage de modes fondamental est largement accordable en longueur d'onde. Ce phénomène est une caractéristique des lasers thulium à $2\ \mu\text{m}$ car elle est plus difficile à réaliser à $1,55\ \mu\text{m}$ par exemple. En jouant finement sur les réglages du contrôleur de polarisation à une puissance de pompe constante, nous changeons la longueur d'onde centrale du soliton sur une gamme spectrale allant de $1885\ \text{nm}$ à $1940\ \text{nm}$ de manière stable et précise. Ce type de laser à verrouillage de modes fondamental et accordable en longueur d'onde peut trouver diverses applications dans les communications optiques, la spectroscopie ou la mesure résolue en temps. La figure 3.9 montre des spectres de solitons uniques à des longueurs d'onde différentes, respectivement à $1895\ \text{nm}$ et $1925\ \text{nm}$.

Le soliton fondamental peut être déstabilisé de plusieurs manières. Dans notre cas, nous pouvons le déstabiliser soit en augmentant légèrement la puissance de pompe, soit en manipulant soigneusement les contrôleurs de polarisation. Un exemple de déstabilisation du soliton fondamental, que l'on rencontre souvent, peut conduire au régime impulsionnel présenté sur la figure 3.10(a). On voit apparaître sur le spectre obtenu à l'OSA des pics additionnels (notés 1, 2, 3 et 4) autour des bandes de Gordon-Kelly

3 Éventail des dynamiques impulsives

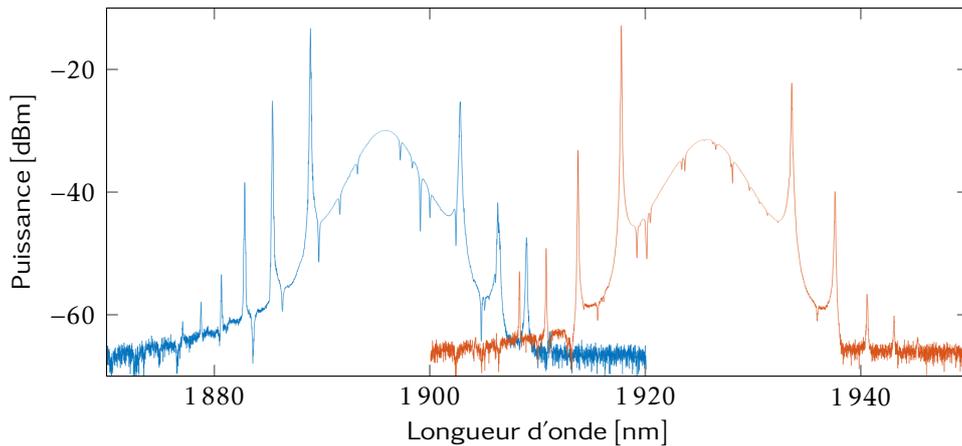


FIGURE 3.9 – Illustration de l'accordabilité du verrouillage de modes fondamental : en présentant ici deux spectres centrés respectivement autour de 1895 et 1925 nm.

(GKS), et également une petite excroissance localisée au centre du spectre du soliton. Plus significatif, le signal observé sur l'oscilloscope après propagation dans le système DFT n'est pas stationnaire. En effet, les acquisitions des spectres DFT sur plusieurs tours de cavité des figures 3.10(b,c,d) montrent qu'ils évoluent périodiquement et respectivement avec des périodes de 3, 4 et 5 tours de cavité. Ces mouvements de la partie centrale du spectre sont dus en grande partie à l'effet de l'auto-modulation de phase, comme nous le verrons plus en détails dans la section 3.5. Notons que ces oscillations sont stables dans le temps et que ces changements de forme de spectre se produisent à chaque tour de cavité. Nous avons des acquisitions sur plusieurs milliers de tours de cavité qui mettent en évidence la conservation des caractéristiques montrées, sur les figures 3.10(b,c,d), sur quelques dizaines de tours autour de 5000 tours .

Un tel régime complexe où le spectre du soliton se modifie d'un tour de cavité à l'autre alors que son intensité reste constante n'aurait pu être identifié sans la technique DFT. Il s'agit d'une dynamique caractéristique en optique non-linéaire avec une bifurcation, éventuellement complexe, appelée bifurcation de période-N. Lorsque N est élevé, cette bifurcation s'apparente à une bifurcation de Hopf ouvrant un cycle limite d'oscillation. Dans notre cas, elle est due à l'effet de la SPM qui vient modifier périodiquement le spectre du soliton. Ces résultats feront l'objet d'une publication à venir.

En accord avec les travaux de P. Grelu et N. Akhmediev [129], un soliton dissipatif résulte de la présence d'un attracteur. Lorsqu'il est de type point fixe stable, il confère à l'impulsion optique soliton dissipatif un profil parfaitement déterminé en tout point de la cavité laser. Cet attracteur dépend des paramètres de la cavité, comme la dispersion et la fonction de transfert de l'absorbant saturable. Chaque nouveau soliton dissipatif créé va avoir les mêmes propriétés temporelles, spectrales et énergétiques que le soliton fondamental, puisque chaque profil impulsif est conditionné par la présence du même attracteur soliton dissipatif [129]. Une condition nécessaire pour la génération d'un soliton dans le laser est que l'énergie totale circulant dans la cavité doit être supérieure à l'énergie du soliton dissipatif fondamental. Tant que l'énergie transmise à la

3 Éventail des dynamiques impulsionnelles

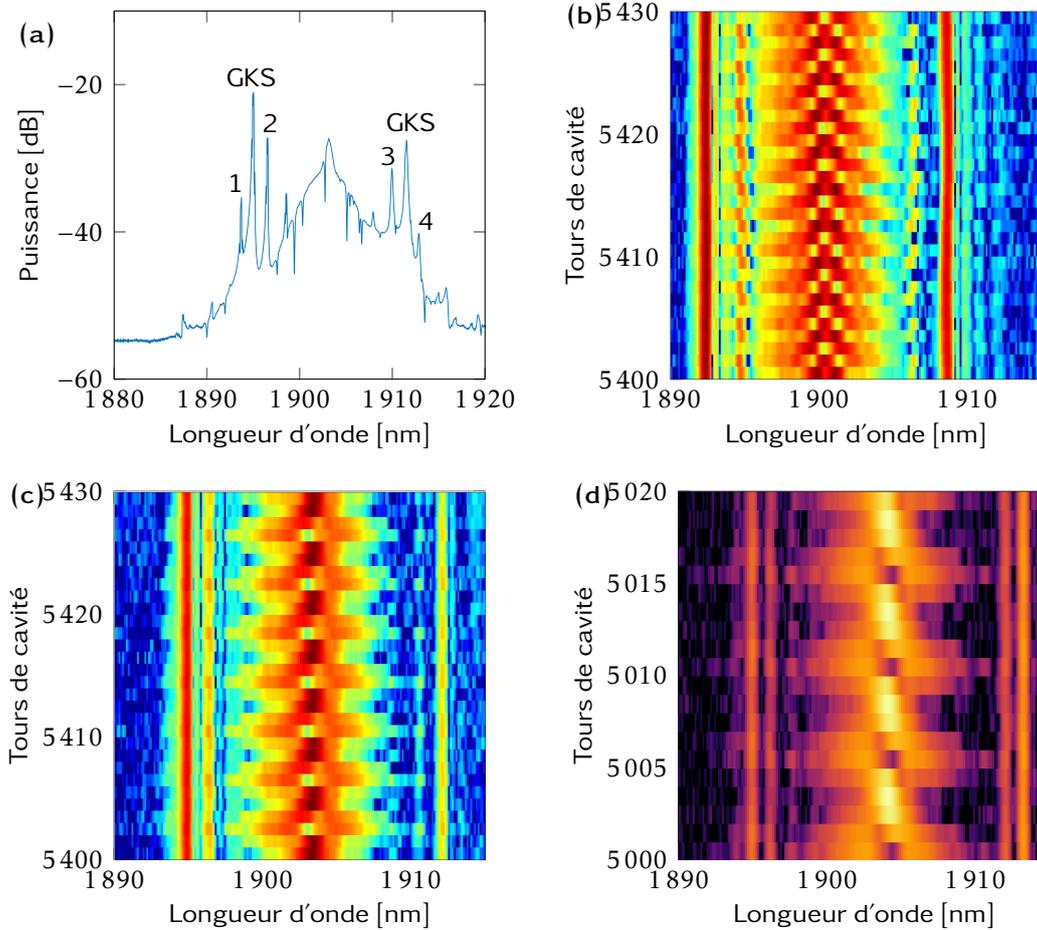


FIGURE 3.10 – **Solitons multi-périodes** : (a) Spectre optique correspondant à (b) et montrant les instabilités de modulation (MI) qui se développe autour des bandes latérales de Gordon-Kelly. (b,c,d) évolutions des spectres DFT pour trois régimes impulsifs différents, montrant que le spectre du soliton évolue avec des périodes régulières, respectivement, de 3, 4 et 5 tours de cavité.

cavité via le pompage n'atteint pas au moins deux fois l'énergie du soliton fondamental, ce dernier restera unique [214]. Cependant, des études ont montré que l'augmentation de la pompe augmente l'énergie des bandes latérales de Gordon-Kelly pour finalement déstabiliser le soliton [188]. En effet, c'est une observation que nous avons pu confirmer lors de nos expériences, et que nous verrons dans les sections suivantes. Ce phénomène peut être accompagné dans certains cas d'un fort rayonnement des bandes latérales de Gordon-Kelly, comme dans d'autres cas, peut donner naissance à d'autres solitons. La figure 3.11(a) montre l'évolution des spectres DFT sur plus de 2600 tours de cavité. Nous pouvons y voir qu'un soliton unique oscille en émettant des rayonnements jusqu'à 1350 tours. Puis un deuxième soliton est créé à partir de ces rayonnements, et qui oscille avec le soliton fondamental sur plusieurs tours avant de se séparer. L'évolution de la trace d'autocorrélation (AC) de premier ordre obtenue via la FFT du signal DFT

est illustrée sur la figure 3.11(b) et confirme la création du deuxième soliton à partir des oscillations du soliton fondamental. Les deux solitons oscillent avant de s'éloigner l'un de l'autre à partir de 1550 tours de cavité. Rappelons que l'absence de la bande latérale de Gordon-Kelly aux courtes longueurs d'onde est due à la bande passante restreinte des réseaux de Bragg.

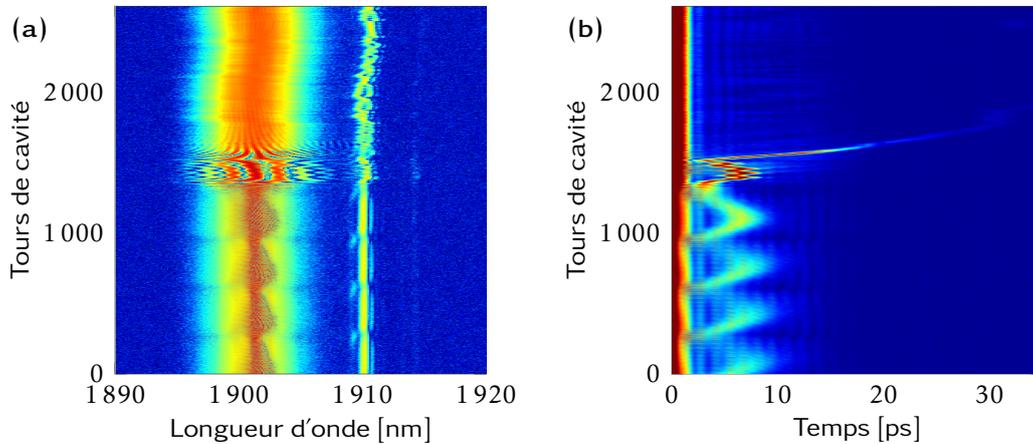


FIGURE 3.11 – **Génération d'un deuxième soliton à partir d'un soliton fondamental oscillant.** (a) Enregistrement des spectres DFT sur plus de 2600 tours de cavité. (b) Évolution de la trace d'autocorrelation (AC) de premier ordre obtenue via la FFT du signal DFT : on observe des oscillations du soliton avec émission de rayonnements jusqu'à 1350 tours, puis la création d'un deuxième soliton à partir de ces rayonnements et qui oscille sur 200 tours avant de se séparer.

Il est à noter qu'il est parfois possible de générer d'autres solitons en modifiant les autres paramètres de la cavité, en particulier en jouant sur les contrôleurs de polarisation dans le cas d'un absorbant saturable à base d'ENLP. Nous allons voir dans ce qui va suivre différents régimes impliquant plus d'un seul soliton dans la cavité laser.

3.5 Les molécules de solitons

Nous allons étudier dans ce qui va suivre des dynamiques multi-impulsionnelles, en commençant par la dynamique la plus simple et qui met en jeu deux solitons. Lorsque deux solitons suffisamment proches se propagent dans la cavité, ils peuvent s'organiser et se fixer l'un à l'autre pour former un état lié qu'on appelle une molécule de solitons [136, 135].

3.5.1 Molécule de solitons stable

A partir du régime fondamental et en augmentant l'énergie dans la cavité, nous arrivons à générer un deuxième soliton identique. Pour une position des contrôleurs de polarisation adéquate, ce dernier va pouvoir se lier avec le premier pour former un ensemble robuste de deux solitons espacés d'une distance fixe et ayant une relation de phase également fixe. Par analogie avec les associations d'atomes en chimie, on parle alors de molécules solitons. Dans notre cavité laser basé sur l'ENLP (voir figure 3.5), une molécule stable de deux solitons est obtenue à une puissance de pompe de 715 mW. La figure 3.12(a) montre le spectre OSA de la molécule. Il présente deux lobes autour de la longueur d'onde centrale 1909 nm, accompagnés des bandes latérales de Gordon-Kelly. Les deux lobes résultent des interférences spectrales entre deux sources distantes temporellement, à savoir les deux solitons. Notons la présence d'un pic intense sur un des lobes, correspondant à l'émission du fond continu. Le fort contraste de plus de 20 dB des franges spectrales nous renseigne sur la grande stabilité de la molécule de deux solitons. Cette stabilité est confirmée par l'enregistrement DFT de la figure 3.12(c) : on peut y voir les deux franges principales évoluer sur plus de 13000 tours de cavité sans aucun mouvement ni déformation. La figure 3.12(b) représente la trace d'autocorrelation (AC), obtenue avec l'auto-corrélateur PulseCheck APE, de la paire de solitons avec une séparation d'environ 1,1 ps. Nous allons voir dans les sections suivantes des régimes de molécules de deux solitons caractérisées par des mouvements internes.

3.5.2 Oscillations d'une molécule de solitons

A partir de ce régime d'une molécule stable, une augmentation de la puissance de pompe ou un léger réglage du contrôleur de polarisation peut conduire à une molécule de solitons non-stationnaire (voir figure 3.13). L'évolution spectrale en temps réel obtenue grâce à notre configuration DFT basée sur les réseaux de Bragg est représentée sur la figure 3.13(a) et montre des franges d'interférence qui se déplacent principalement latéralement avec une période de 82 tours de cavité. Notons également la présence accentuée d'une large bande latérale de Gordon-Kelly [170, 171] du côté des basses longueurs d'onde du spectre de la molécule. Ces observations sont confirmées en comparant les deux spectres DFT (vert et rouge) séparés par 41 tours de cavité et le spectre moyenné dans le temps sur l'OSA (bleu), comme le montre la figure 3.13(b) : le faible contraste du motif d'interférence sur le spectre moyenné en temps est une conséquence du mouvement latéral des franges instantanées à contraste élevé vues sur les spectres DFT. La 3.13(c) illustre l'évolution de la trace d'autocorrelation de premier ordre obtenue en effectuant une transformée de Fourier rapide (FFT) du signal DFT. On remarque la présence d'un second maximum autour de 3,2 ps et dont la localisation temporelle est oscillante. On remarque également la présence d'un lobe latéral très prononcé à un délai d'environ 1,2 ps du soliton. Celui-ci correspond à la forte bande latérale de Gordon-Kelly qu'on a observée à la fois sur les spectres moyenné et en temps réel. Ses variations périodiques suivent parfaitement celles du soliton, ce qui nous permet de conclure que cette caractéristique participe également à la dynamique globale de la molécule.

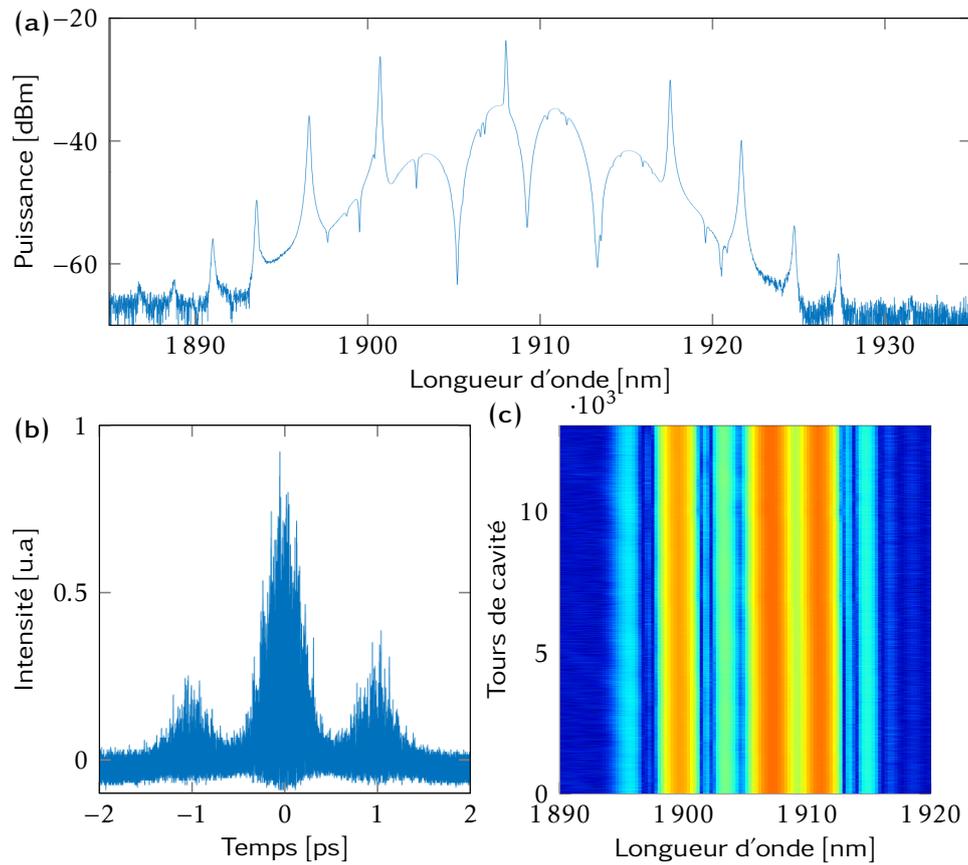


FIGURE 3.12 – **Observation expérimentale d’une molécule de deux solitons stable :** (a) le spectre moyen enregistré par l’OSA ; (b) trace d’auto-corrélation en mode interférométrique obtenue avec l’auto-corrélateur PulseCheck APE et (c) enregistrement DFT de la molécule stable sur plus de 13000 tours de cavité.

3 Éventail des dynamiques impulsives

La position du second maximum observé sur la figure 3.13(c) nous renseigne sur le retard τ d'une impulsion par rapport à l'autre, et la phase ϕ en ce point correspond au déphasage optique entre ces deux solitons. En extrayant ces deux paramètres des transformées de Fourier du signal de DFT, on obtient les courbes de la figure 3.13(e). Dans ce régime de fonctionnement, la variation de la phase est importante, $\Delta\phi \simeq 2$ rad (32% de 2π), alors que l'amplitude d'oscillation de la séparation temporelle ne dépasse pas $\Delta\tau/\tau \simeq 15\%$. Une telle dynamique oscillatoire dominée par les variations de la phase relative a été prédite dans la référence [215] et révélée expérimentalement dans les références [209, 210]. En effet, notre résultat est très similaire à ce qui a été observé aux longueurs d'onde télécom. Krupa a rapporté un comportement de vibrations dans une molécule de deux solitons à $1,55 \mu\text{m}$, où l'évolution de la séparation temporelle τ était proche d'une oscillation harmonique [209]. Cependant, nous sommes les premiers à rapporter ce résultat autour de la longueur d'onde de $2 \mu\text{m}$. A partir des degrés de liberté internes τ et ϕ nous pouvons construire l'évolution de la molécule de solitons dans le plan d'interaction (voir figure 3.13(d)). Les 1100 premiers tours de la cavité sont représentés avec un code couleur correspondant à la position du point dans un cycle d'oscillation, de période de 82 tours. Ce code couleur fait apparaître un cycle limite bien défini et stable, mettant en évidence cette dynamique interne oscillatoire dominée par l'évolution de la phase ϕ entre les deux solitons de la molécule.

Pour un réglage différent du contrôleur de polarisation, la molécule de deux solitons peut également être déstabilisée d'une autre manière. L'évolution spectrale en temps réel qui est illustrée sur la trace DFT de la figure 3.14(a) montre des oscillations périodiques avec une période de 20 tours de cavité. Deux spectres correspondant à ces deux extrema d'oscillations sont représentés sur la figure 3.14(b) en rouge et en vert. Les franges spectrales correspondant à l'interférence entre les deux solitons de la molécule sont clairement visibles et se déplacent d'un tour de cavité à un autre. La figure 3.14(c) montre la trace d'autocorrelation en temps réel obtenue en effectuant la FFT du signal DFT. Elle révèle la présence de deux impulsions séparées d'environ 4 ps et dont l'amplitude d'oscillation est plus grande comparée au cas précédent.

En procédant de la même manière que le cas présenté plus haut, nous avons extrait de la trace d'autocorrelation la séparation temporelle τ et la phase relative ϕ entre les deux solitons (voir la figure 3.14(e)). On constate sur cette figure la présence d'une forte oscillation où la molécule bascule de manière périodique entre deux états bien définis, que ce soit pour le temps τ ou la phase ϕ . Contrairement au cas précédent, les évolutions de τ et ϕ ne correspondent plus à une oscillation harmonique mais sont fortement anharmoniques. Ces oscillations anharmoniques n'ont, à notre connaissance, pas encore été observées dans des lasers fonctionnant à d'autres gammes de longueurs d'onde.

Nous pouvons également constater sur la figure 3.14(e) que l'amplitude d'oscillation de la séparation temporelle est d'environ $\Delta\tau \simeq 1,1$ ps, correspondant à une variation de 28% et que l'amplitude d'oscillation de la phase est de $\Delta\phi \simeq 1$ rad (16% de 2π). Ces observations nous permettent de conclure que le mouvement interne de la molécule est dominé par la vibration de la séparation temporelle entre les deux solitons; ce phénomène a été découvert en 2006 mais dans le cas quasi-harmonique [216]. La trajectoire

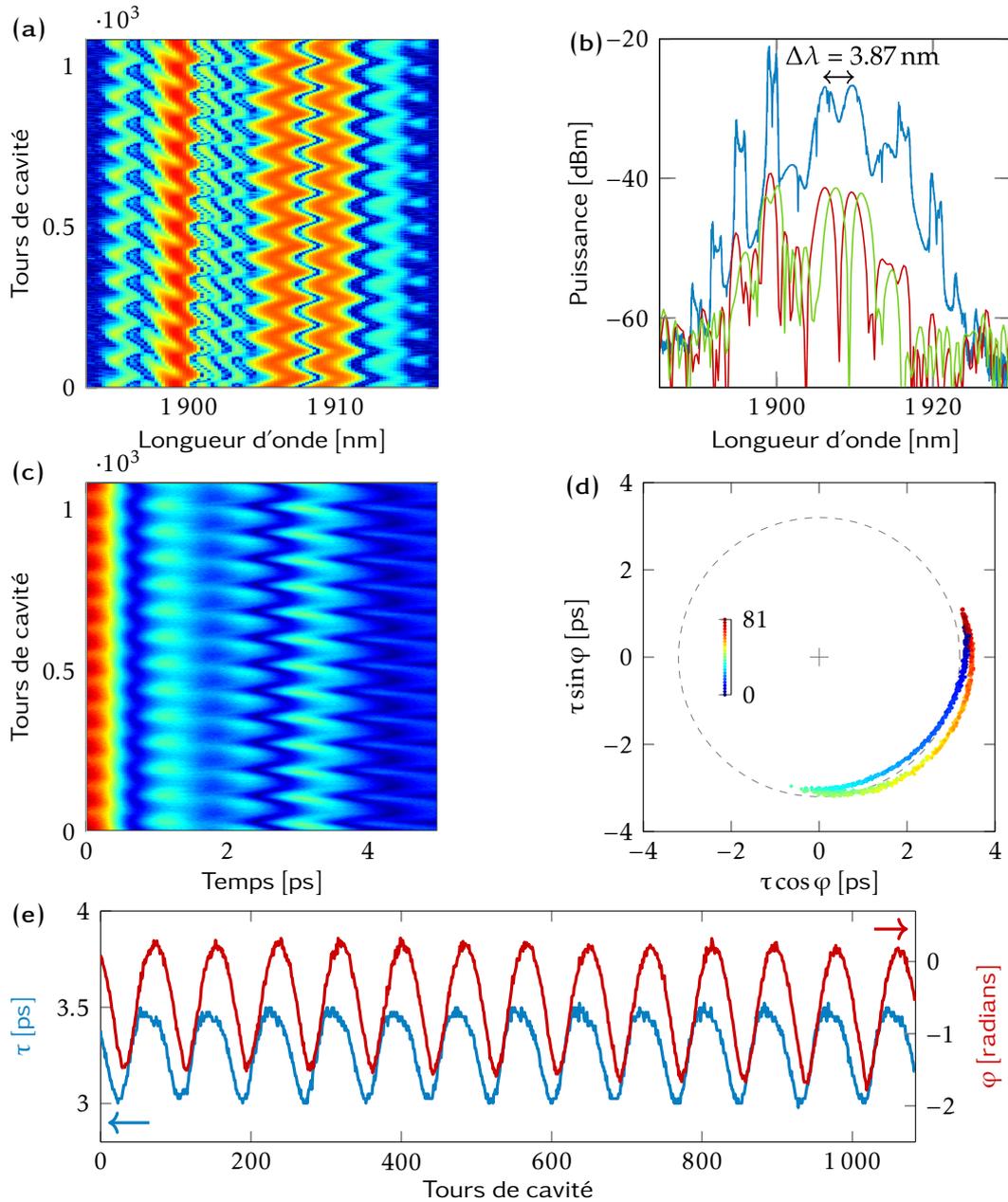


FIGURE 3.13 – **Observation expérimentale d’une molécule de solitons oscillante :** (a) Enregistrement DFT d’une molécule de deux solitons oscillante avec des mouvements latéraux des franges; (b) le spectre moyen enregistré par l’OSA (courbe bleue) et respectivement les spectres en temps réel qui correspondent aux extrema des oscillations (courbes rouge et verte); (c) évolution de la trace d’autocorrelation (AC) de premier ordre obtenue via la FFT du signal DFT; (d) trajectoire de la molécule de solitons dans le plan d’interaction et qui correspond aux oscillations de phase périodiques entre les deux solitons, un cycle bien défini peut être observé; et (e) évolutions de la séparation temporelle τ (bleu, gauche) et de la phase relative ϕ (rouge, droite) entre les deux solitons.

de cette molécule dans le plan d'interaction est représentée sur la figure 3.14(d) pour 200 tours de cavité et avec un code couleur d'une période de 20 tours. Ce code couleur fait apparaître les deux états internes bien définis, entre lesquels la molécule oscille, et leurs stabilités dans le temps.

3.5.3 Régime transitoire d'une molécule de solitons

Nous avons cherché à nous intéresser au régime transitoire conduisant à l'oscillation de ces molécules de solitons, pour obtenir plus d'informations sur la dynamique de ce régime laser. Nous avons alors enregistré la transition d'une molécule de deux solitons stables et verrouillés en phase à une molécule oscillante lorsque la puissance de pompe passe de 0 à 780 mW. La figure 3.15(a) montre les spectres en temps réel obtenus avec la DFT, elle montre bien la transition continue entre une molécule de deux solitons stable à un régime de fonctionnement oscillant. A partir de la transformée de Fourier du signal DFT, nous extrayons la séparation temporelle τ et la phase relative ϕ au sein de cette molécule par la même méthode que décrite précédemment. Leurs évolutions sont présentées sur la figure 3.15(c) et montrent bien que τ et ϕ commencent à osciller autour de 4000 tours de cavité avant d'atteindre, 3000 tours plus tard, un régime d'oscillation stable. La variation de la séparation temporelle $\Delta\tau/\tau \simeq 10\%$ est bien inférieure à l'amplitude de la phase $\Delta\phi \simeq \pi/2$. Par conséquent, le régime est principalement une oscillation de la phase, comparable à celle du cas décrit au début de cette section (voir figure 3.13). En effet, cette dynamique transitoire se termine par un cycle limite d'oscillation bien défini, comme on peut le voir sur la trajectoire de la molécule dans le plan d'interaction présentée sur la figure 3.15(b).

Notons, sur la même figure 3.15(b), que la trajectoire semi-circulaire qui est observée pour les premiers milliers tours de cavité correspond à la dérive de la phase visible sur la figure 3.15(c) et qui converge vers un cycle limite, pour lequel il y a une interaction forte entre les deux solitons.

3.5.4 Formation et dissociation d'une molécule solitons

Pour les réglages de cavité qui nous ont permis d'obtenir la molécule dont la dynamique est dominée par les oscillations de la séparation temporelle entre ses deux solitons (figure 3.14), nous remarquons que la réduction de la puissance de pompe entraîne la molécule dans des régimes instables.

Les spectres DFT qui sont représentés sur la figure 3.16(a) montrent des franges d'interférences qui apparaissent, oscillent puis disparaissent. Ce sont les oscillations de ces franges qui nous permettent de conclure qu'il y a eu une formation puis une dissociation de la molécule. Comme pour les dynamiques précédentes, nous avons effectué la FFT sur le signal DFT, aboutissant à la trace d'autocorrélation de premier ordre représentée sur la figure 3.16(b). Elle révèle en effet la présence de deux solitons se rapprochant puis s'éloignant, oscillant pendant quelques dizaines de tours de cavité avant de finalement dériver l'un loin de l'autre. La disparition évidente du pic sur la

3 Éventail des dynamiques impulsionnelles

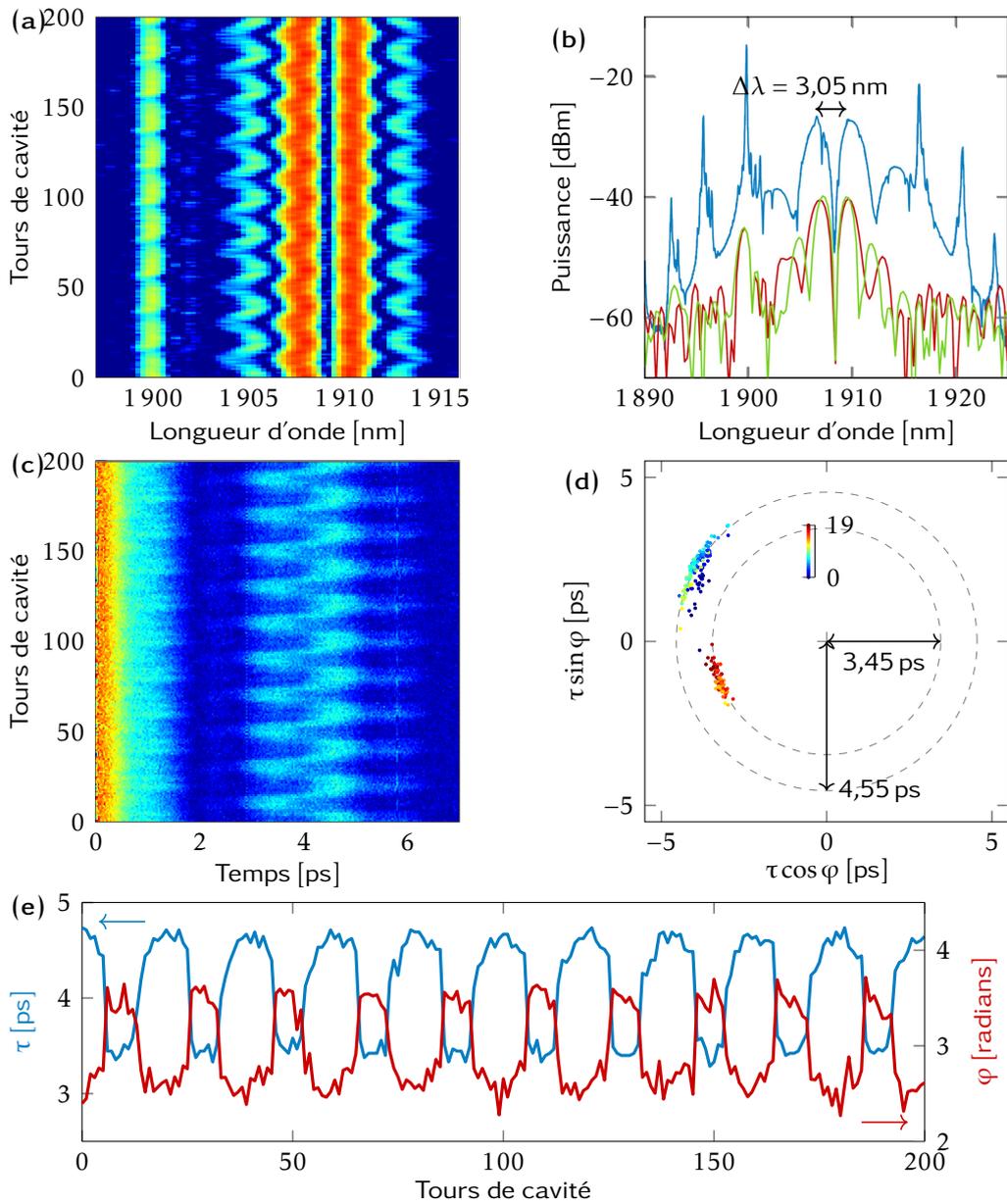


FIGURE 3.14 – **Observation expérimentale d’une molécule de solitons vibrante** : (a) enregistrement DFT des spectres en temps réel sur 200 tours de cavité; (b) spectre moyenné dans le temps enregistré avec l’analyseur de spectres OSA (courbe bleue) et les spectres DFT correspondant aux extrema d’une période d’oscillation (courbes rouge et verte); (c) évolution de la trace d’autocorrelation (AC) du premier ordre obtenue avec la FFT du signal DFT; (d) trajectoires de la molécule de solitons dans le plan d’interaction; et (e) évolutions de la séparation temporelle τ (bleu, gauche) et de la phase relative φ (rouge, droite) entre les deux solitons de la molécule en fonction des tours de cavité.

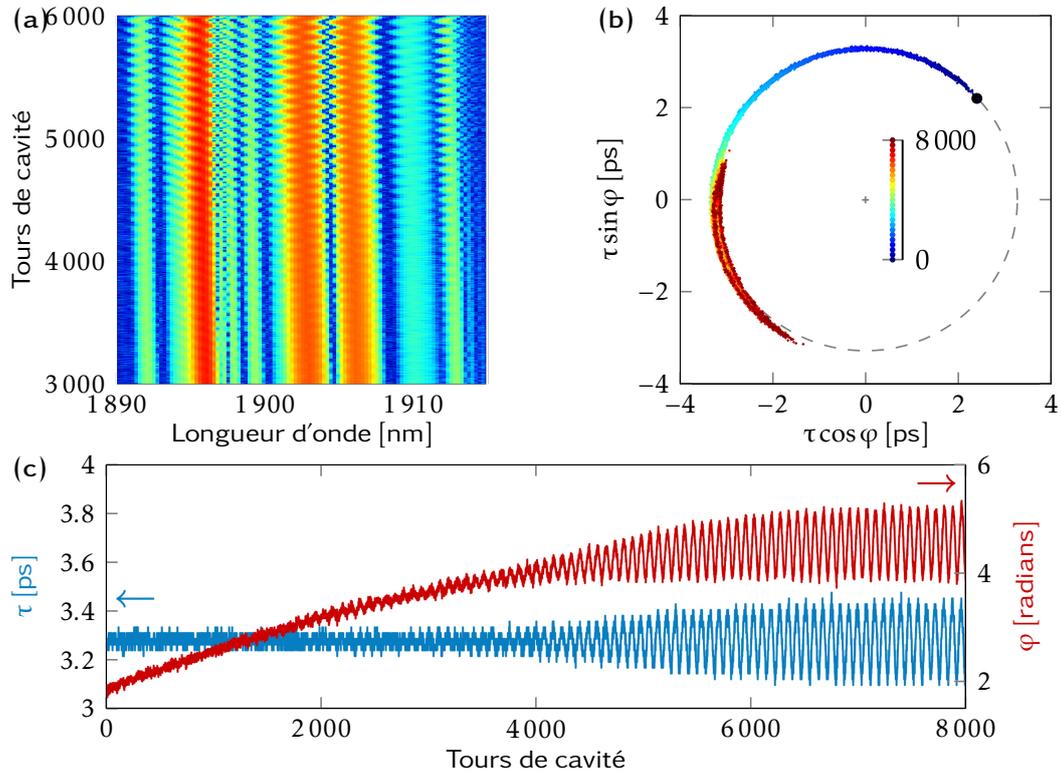


FIGURE 3.15 – **Observation expérimentale d'un comportement transitoire d'une molécule de deux solitons** : (a) évolution des spectres DFT en temps réel montrant un régime transitoire entre une molécule de solitons stable et une molécule oscillante; (b) trajectoire de la molécule de solitons dans le plan d'interaction; et (c) évolution de la séparation temporelle τ (bleu, gauche) et de la phase relative φ (rouge, droite) entre les deux solitons. Le régime stationnaire correspondant à la fin de ce comportement transitoire est qualitativement identique à celui présenté sur la figure 3.13.

trace d'autocorrelation pour des délais supérieurs à $\tau = 8$ ps correspond à la limite de résolution de notre configuration DFT : $\Delta\lambda = \lambda^2/\tau c = 1,5$ nm, ce qui est cohérent avec notre résolution attendue de 1,4 nm. Par conséquent, la disparition du pic sur la trace d'autocorrelation signifie que les deux solitons sont trop éloignés l'un de l'autre, non pas que l'un d'eux a été annihilé. Une augmentation de la résolution spectrale, soit en utilisant une photodiode et un oscilloscope plus rapides, soit des FBG à dispersion plus élevée, permettrait de suivre la position relative des solitons à des séparations temporelles plus élevées.

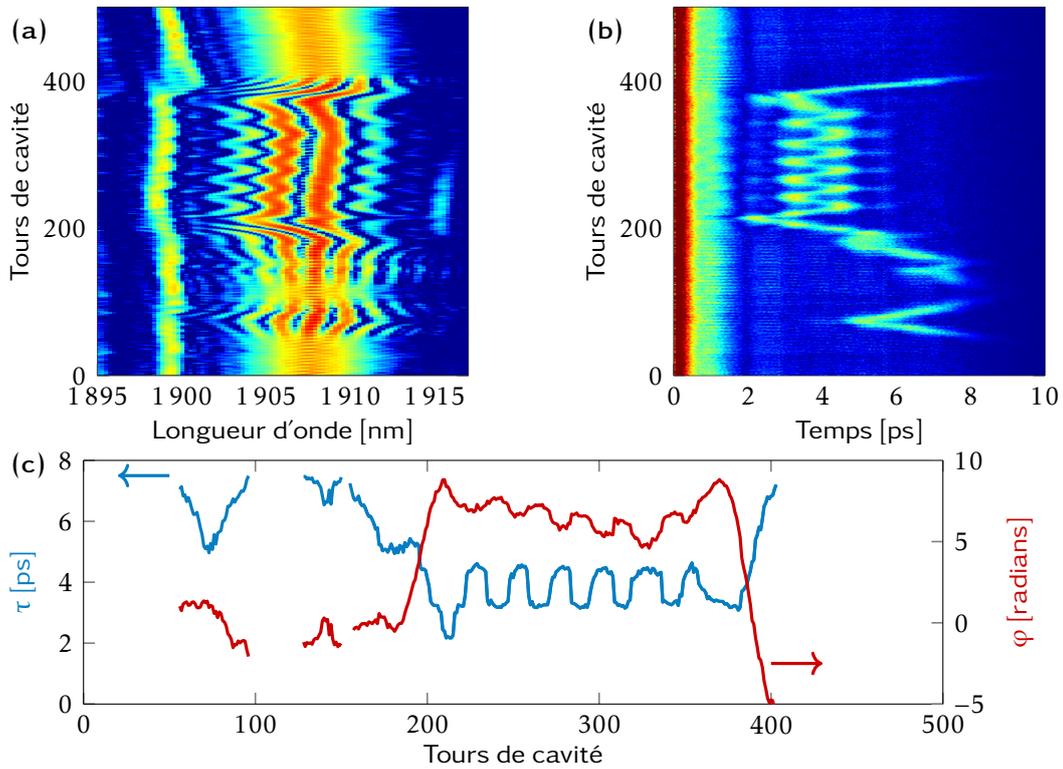


FIGURE 3.16 – **Mouvements erratiques et vibrations au sein d’une molécule de deux solitons** : (a) spectres DFT montrant l’apparition, la déformation (vibration) et la disparition erratiques des franges spectrales; (b) évolution de la trace d’autocorrelation (AC) de premier ordre; et and (c) évolutions de la séparation temporelle τ (bleu, gauche) et de la phase relative ϕ (rouge, droite) entre les deux solitons.

Les évolutions de la séparation temporelle τ et de la phase relative ϕ , qui sont extraites de la position et de la phase du deuxième maximum de la trace d’autocorrelation, sont affichées sur la figure 3.16(c). Lorsque les solitons sont loin l’un de l’autre ils n’interagissent pas avec des mouvements erratique, par contre, quand ils sont proches, on voit réapparaître les oscillations, signe d’une interaction forte. Nous pouvons interpréter cette observation par une forte interaction répulsive à courte distance, et une interaction attractive à moyenne distance.

Notons également sur la même figure 3.16(c) qu’il semblerait que les variations de la séparation temporelle soient précédées de dérives de la phase relative, qui pour-

raient être interprétées comme un léger désaccord de fréquence entre les deux solitons. A cause de la dispersion des différentes liaisons fibrées de la cavité, ce désaccord de fréquence se traduirait par un léger décalage de propagation et un mouvement relatif des deux solitons.

3.5.5 Oscillations périodiques multiples d'une molécule de solitons

Dans cette sous-section, nous rapportons une autre extension des dynamiques oscillatoires des molécules de solitons, également observée dans la cavité à base d'ENLP (voir la figure 3.5). Nous nous replaçons dans les conditions expérimentales correspondant à un régime d'une molécule oscillante de deux solitons. L'évolution des spectres DFT de la figure 3.17(a) sur 200 tours de cavité montre que c'est une dynamique oscillatoire stable, dominée par les variations de la phase relative entre les deux solitons formant la molécule, comme observé dans le cas de la figure 3.13.

A partir de ce régime et en baissant légèrement la puissance de pompe, nous avons observé l'apparition de quelques fluctuations additionnelles sur le spectre moyenné (OSA) de la molécule. Une nouvelle acquisition des spectres DFT (figure 3.17(b)) montre l'apparition de petites variations à l'intérieur des franges. En effectuant la FFT du signal DFT et en extrayant l'évolution de la séparation temporelle τ entre les deux solitons de la molécule, nous obtenons la courbe de la figure 3.17(c). Nous pouvons y voir un mouvement relatif interne supplémentaire des solitons au sein de la molécule. A nos connaissances, ces oscillations périodiques multiples dans une molécule de deux solitons n'a encore jamais été rapportée dans la littérature.

3.5.6 Rayonnement intense et périodique des bandes latérales de Gordon-Kelly

Nous nous plaçons encore une fois dans les conditions expérimentales correspondant à un régime d'une molécule oscillante de deux solitons, dominé par les variations de la phase relative, comme observé dans le cas de la figure 3.13. En augmentant légèrement la puissance de pompe, nous avons observé un élargissement des bandes latérales de Gordon-Kelly, notamment du côté des basses longueurs d'onde, comme le montre le spectre moyenné (courbe bleue) de la figure 3.18(a). Ce résultat, que nous avons souvent observé dans la cavité laser à $2\ \mu\text{m}$ basée sur l'ENLP, est rarement obtenu dans les lasers erbium où l'on voit plutôt apparaître des pics secondaires entourant les bandes de Gordon-Kelly, que l'on attribue à la naissance d'une instabilité de modulation lorsque le rayonnement quasi-continu devient intense en régime de dispersion anormale. De plus, ces larges GKS ne semblent pas stables sur le spectre OSA. Cette observation est confirmée par les spectres DFT (courbes rouge et verte) de la figure 3.18(a), correspondant à deux tours de cavité différent et révélant des mouvements internes oscillants. L'évolution des spectres DFT de la figure 3.18(b) sur 1800 tours de cavité montre bien que c'est une dynamique oscillatoire en phase avec une période d'environ 87 tours, où il semblerait que les GKS émettent périodiquement un rayonnement à forte énergie. Les

3 Éventail des dynamiques impulsives

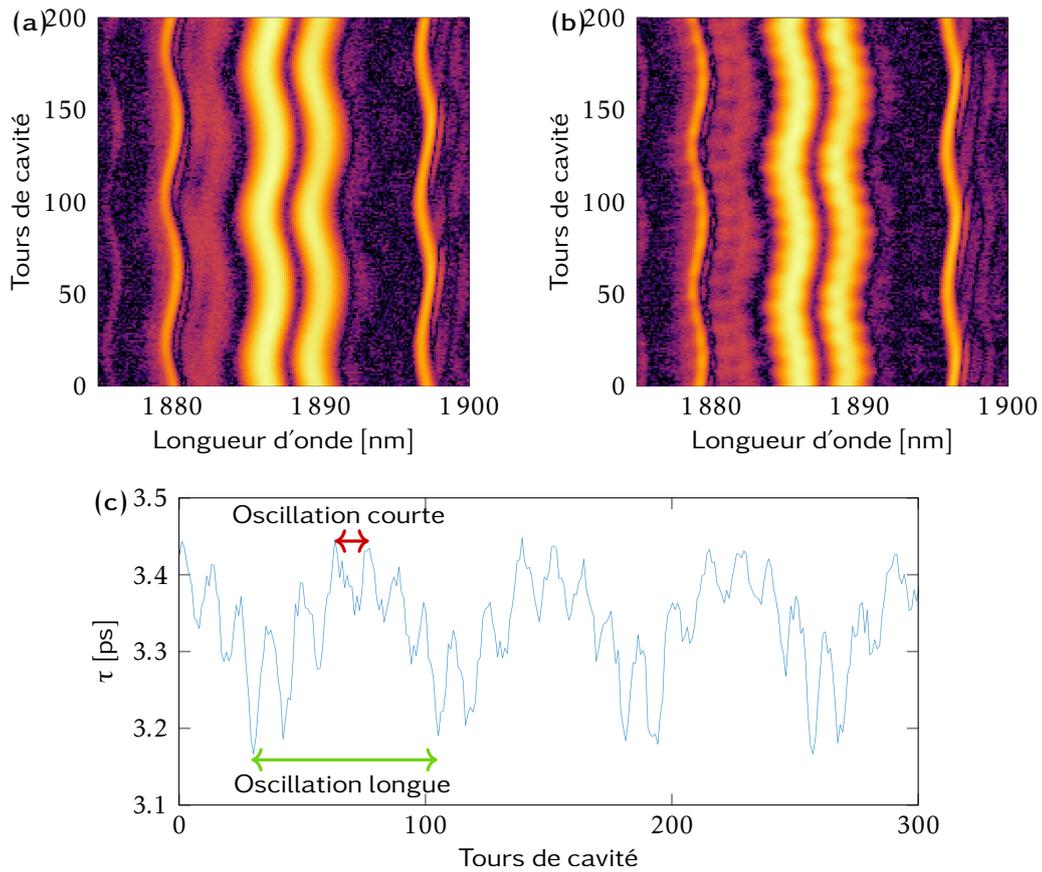


FIGURE 3.17 – **Observation expérimentale des oscillations périodiques multiples au sein d'une molécule de deux solitons** : (a,b) Enregistrement des spectres en temps réel sur 200 tours de cavité : (b) met en évidence les oscillations à 2 périodes obtenues en déstabilisant la molécule de solitons optiques de la figure (a). (c) montre l'évolution de la séparation temporelle entre les deux impulsions de la figure (b), et qui illustre bien la présence de 2 oscillations.

causes de ce résultat ne sont pas encore élucidées mais, en accord avec la section 2.5.1 du chapitre 2, elles peuvent être liées à un fort couplage résonant entre la phase relative des solitons et l'onde dispersive se propageant dans la cavité. Une conséquence de ce régime est qu'il peut potentiellement donner naissance à un nouveau soliton comme dans le cas de la figure 3.11, où un soliton est créé à partir d'un soliton unique oscillant et émettant des rayonnements.

3.5.7 Perspective de caractérisation complémentaire avec une corrélation non-linéaire de type II

Alors que les applications potentielles favorisent les molécules de solitons stationnaires, mesurer en temps réel avec une grande précision la séparation et la différence

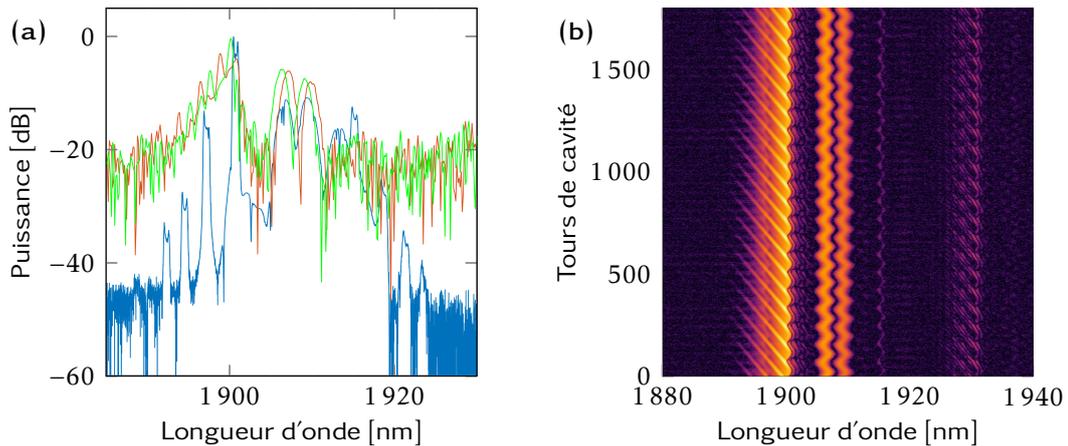


FIGURE 3.18 – **Caractérisation expérimentale d’une molécule oscillante présentant une forte émission périodique de bandes latérales de Gordon-Kelly :** (a) spectre OSA (bleu) et spectres DFT (rouge et vert) correspondant aux extrema d’oscillation de la molécule et (b) enregistrement DFT sur 1800 tours de cavité.

de phase relative entre les impulsions qui composent une molécule de solitons reste un défi. En effet, il est important de séparer le bruit technique et laser de la dynamique interne. Récemment, une technique de corrélation croisée a été utilisée pour sonder le mouvement interne au sein d’une molécule de soliton générée par un laser à fibre dopée à l’erbium à verrouillage de modes [217]. Il a permis de caractériser des fluctuations temporelles relatives avec une précision inférieure à la femtoseconde.

Nous avons essayé durant cette thèse d’adapter cette technique de mesure à la longueur d’onde 2 microm. Le but étant d’étudier les fluctuations temporelles sub-femtosecondes au sein d’une molécule de deux solitons. La molécule de solitons de $2\ \mu\text{m}$ émise par le laser à fibre à verrouillage de modes est divisée au sein d’un interféromètre de Michelson dont le retard entre les deux bras est ajusté de telle sorte qu’il soit proche de la séparation de liaison, avec un léger décalage (voir figure 3.19(a)). Ce dernier maximise la dérivée du signal de corrélation croisée généré à partir d’un cristal BBO non-linéaire de type II, de manière à ce qu’une dérive temporelle même faible aboutisse à un changement d’intensité sur le détecteur. La trace d’auto-corrélation de la figure 3.19(b) d’une molécule de solitons, obtenue avec l’auto-correlateur PulseCheck APE, montre le délai optimal pour obtenir ce résultat. Enfin, le signal obtenu sera analysé avec une transformée de Fourier afin de trouver les fréquences d’oscillation.

Nous avons utilisé deux cristaux BBO de 3 et 9 mm de long pour obtenir le maximum de signal possible. La puissance moyenne de la molécule de solitons injectée dans l’auto-correlateur est d’environ 25 mW. Le signal de doublage obtenu avec les BBO est envoyé sur une photodiode (détecteur silicium amplifié) connectée à un oscilloscope. Le signal enregistré est de 2,2 mV pour le BBO de 3 mm de long et 1,8 mV pour le cristal de 9 mm de long, ce qui ne nous permet malheureusement pas de faire l’analyse fréquentielle souhaitée. A ce stade d’étude, nous soupçonnons qu’une non-linéarité in-

3 Éventail des dynamiques impulsionnelles

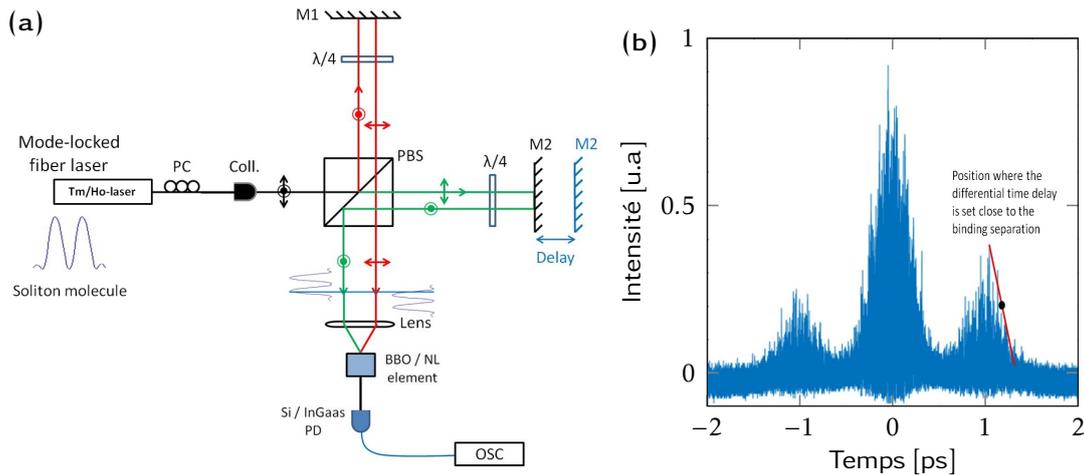


FIGURE 3.19 – (a) Le montage expérimental de la mesure des fluctuations temporelles internes à une molécule de deux solitons générée par le laser à fibre à $2\mu\text{m}$: une configuration de corrélation croisée non-linéaire de type II est présentée. (b) Trace d’auto-corrélation typique d’une molécule de deux solitons obtenue avec l’auto-corrélateur PulseCheck APE. Le point sur la pente représente un point de consigne approprié du délai avant le traitement du signal.

suffisante du BBO pourrait être une cause. Une étude plus approfondie au moyen d’une chaîne laser accordable amplifiée OPERA, menée par un collègue au laboratoire ICB, sur les cristaux BBO nous a permis de conclure que la puissance crête de la molécule de solitons est finalement insuffisante. En effet, la puissance crête injectée dans l’auto-corrélateur est de quelques centaines de Watts. Or, nous aurions besoin d’une puissance crête supérieure de plus d’un ordre de grandeur pour donner des résultats exploitables avec les cristaux indiqués.

3.6 Dynamiques multi-impulsionnelles des solitons dissipatifs en cavité laser

En augmentant la non-linéarité accumulée dans la cavité laser via une augmentation de la puissance de pompe, nous atteignons des régimes de fonctionnement multi-impulsionnels avec quelques dizaines, centaines voire milliers de solitons. La propagation de ces nombreux solitons dans la cavité engendre des interactions cohérentes et non-cohérentes, qui peuvent se produire entre les solitons ou entre chaque soliton et le milieu [218, 219], aboutissant à des dynamiques particulièrement complexes. L’organisation des solitons dans ces dynamiques peut être ordonnée, moins ordonnée ou pas du tout organisée. Nous pouvons les classer en utilisant l’analogie avec la matière (solide, liquide, gaz ou autre) [198, 191]. Nous allons voir dans ce qui va suivre quelques organisations possibles des solitons dans les lasers à fibres optiques.

3.6.1 Patterns multi-impulsionnels stationnaires

Le régime multi-impulsionnel que nous présentons ici a été obtenu avec la cavité laser basée sur l'ENLP, et montre la capacité de générer des assemblages stables de quelques dizaines de solitons. Le verrouillage de modes illustré sur la figure 3.20(a) montre une distribution stationnaire de 36 solitons. Ces derniers ne sont pas uniformément répartis mais occupent des endroits fixes dans la cavité. Nous arrivons dans ce cas à séparer les impulsions en groupes de 1, 2, 3 ou 4. En réduisant légèrement la puissance de pompe, nous sommes capable de réduire le nombre de solitons et les organiser par groupes de 1, 2 ou 3, comme le montre la figure 3.20(b). Si l'on pouvait contrôler l'écriture de ces patterns, on pourrait trouver des applications potentielles dans le codage multi-niveaux de l'information optique. Un résultat similaire fut rapporté au début de l'année 2017 [181], montrant la croissance rapide de la maturité des technologies pour les applications futures des systèmes de communication à 2 μm .

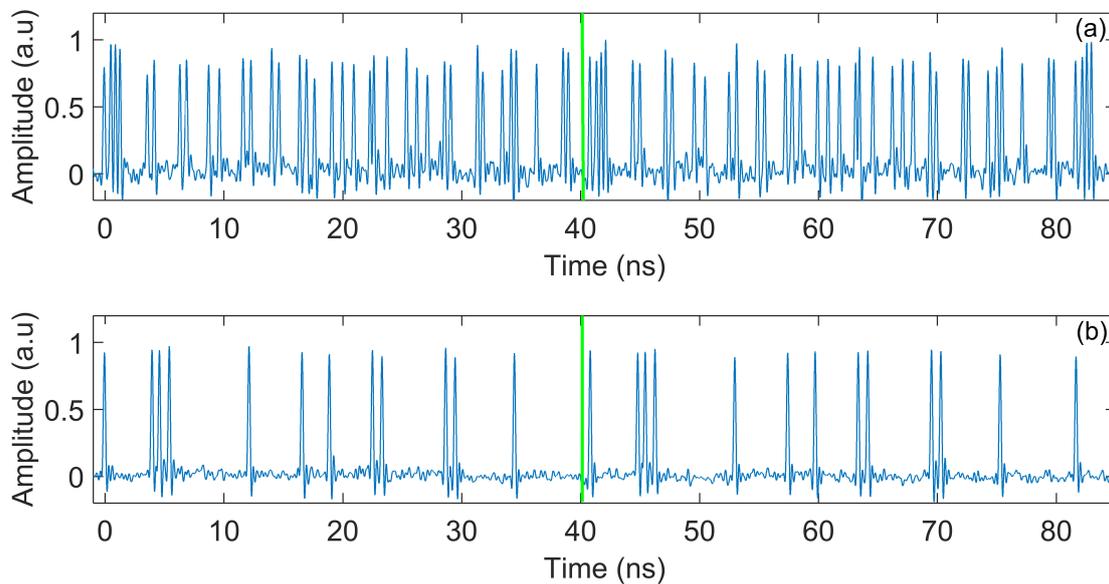


FIGURE 3.20 – (a) Signal de sortie montrant l'organisation des solitons sur deux tours de cavité. (b) Contrôle du nombre d'impulsions et analogie d'un codage potentiel des bits de données.

3.6.2 Le verrouillage de modes harmonique

Dans cette partie, nous avons cherché à obtenir un plus grand nombre d'impulsions, afin d'étudier des régimes à haute cadence. Pour cela, nous avons ajouté 100 m de fibre SMF-28e dans la cavité en anneau avec un absorbant saturable à base d'ENLP (3.5). En ajustant précisément les contrôleurs de polarisation, nous parvenons à obtenir dans cette configuration des régimes multi-impulsionnels où les impulsions sont toutes espacées de la même durée et remplissent intégralement la cavité laser. Le train d'impulsions possède alors une fréquence de répétition correspondant à un multiple du taux de répétition fondamental (ISL). Ce régime est appelé le verrouillage de modes

harmonique. L'harmonique d'ordre n correspondrait alors à n solitons identiques uniformément répartis tout le long de la cavité laser. Cette dynamique a été observée pour la première fois dans un laser à fibre en 1991 par Richardson [192]. Ce régime de fonctionnement très intéressant a suscité la grande curiosité de la communauté scientifique, qui l'a fortement étudié pour le développement de lasers à hautes cadences dépassant les 20 GHz [104]. Il a été démontré que ce régime résulte des interactions répulsives à longue distance entre les solitons, pouvant s'expliquer par un mécanisme de récupération du gain [193].

À une puissance de pompe de 390 mW, nous obtenons dans un premier lieu un régime de verrouillage de modes fondamental avec un taux de répétition de 1,9 MHz pour une longueur de cavité totale de 108,5 m. En modifiant les réglages des contrôleurs de polarisation, nous arrivons à générer d'autres solitons qui s'organisent en régimes harmoniques stables. Les traces temporelles des figures 3.21(a) et 3.21(b) suggèrent le verrouillage de modes harmonique respectivement d'ordre 11 et 19 à des taux de répétition de 21,03 et 36,28 MHz. Nous pouvons, en effet, remarquer que les impulsions sont séparées du même temps, concluant que les solitons sont répartis uniformément dans la cavité. Nous avons également remarqué que l'évolution de la puissance de sortie du laser augmente avec l'ordre des harmoniques, allant de 0,92 mW pour le fondamental jusqu'à 4,02 mW pour l'ordre 19. Le spectre de sortie correspondant à ces 3 régimes est représenté sur la figure 3.21(c). Il est similaire au spectre d'un soliton unique en verrouillage de modes et est centré autour de la longueur d'onde d'émission $\lambda_c = 1918$ nm.

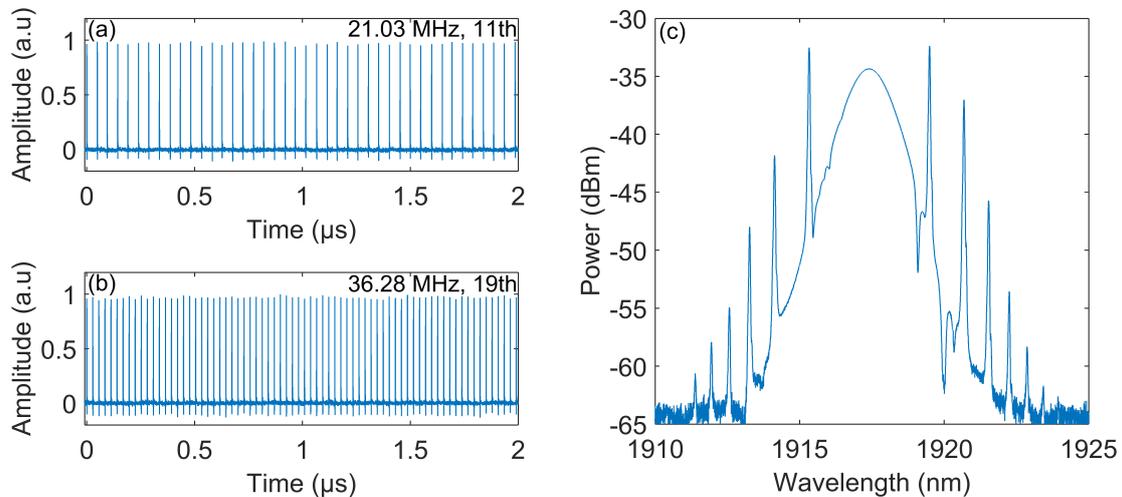


FIGURE 3.21 – Caractéristiques des solitons en verrouillage de modes harmonique dans la longue cavité en anneau basée sur l'ENLP après ajout de 100 m de fibre SMF : (a) Train de solitons pour l'harmonique d'ordre 11. (b) Train de solitons pour l'harmonique d'ordre 19. (c) Exemple de spectre optique obtenu pour un régime harmonique quelconque.

En maintenant les paramètres de la cavité et en augmentant la puissance de pompe, nous arrivons à générer des régimes harmoniques d'ordres encore plus élevés, mais il devenait difficile de stabiliser le train de solitons en verrouillage de modes.

Comme nous l'avons dit précédemment, l'intérêt du verrouillage de modes harmonique est d'atteindre des taux de répétition élevés pour la génération des hautes cadences allant jusqu'au GHz. Pour ce faire, il faut commencer par réduire la taille de la cavité. Nous revenons alors à l'architecture de cavité en anneau avec absorbant saturable à base d'ENLP (voir figure 3.5) avec un contrôleur de polarisation à boucles de Lefèvre. La cavité fait maintenant une longueur de 11 m pour un intervalle spectral libre fondamental de 18,7 MHz.

En ajustant la puissance de pompe et les contrôleurs de polarisation, nous parvenons à obtenir la trace temporelle de la figure 3.22(a). Cette figure montre un régime harmonique d'ordre 6 sur deux tours de cavité ; il est obtenu à une puissance de pompe de 425 mW. Le spectre radio fréquence (RF) de la figure 3.22(b) confirme ce résultat avec le premier mode apparaissant à la fréquence 112 MHz, soit 6 fois le taux de répétition fondamental de la cavité. Avec un taux d'extinction de 25 dB des harmoniques de multiplicité différente de 6 ISL par rapport à l'harmonique d'ordre 6, le spectre RF montre la stabilité de ce verrouillage de modes harmonique. Cependant, des modes multiples de l'ISL fondamental mais pas de 6 ISL apparaissent plus loin dans le spectre, signe d'un début d'instabilité.

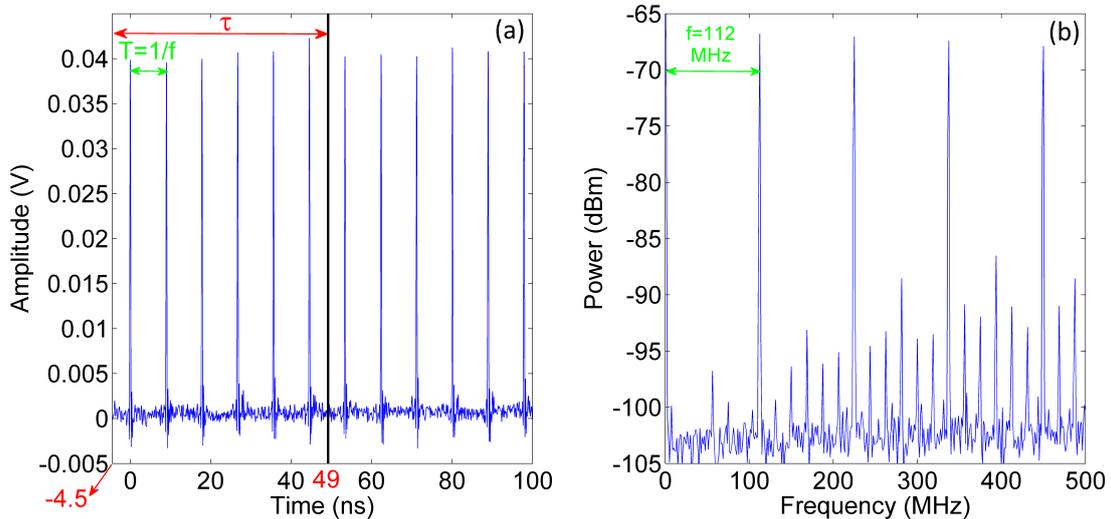


FIGURE 3.22 – Caractérisation du verrouillage de modes harmonique par ENLP dans la cavité en anneau. (a) Visualisation de la trace temporelle pour deux tours de cavité, 6 impulsions peuvent être comptées durant le temps $\tau = 53,6$ ns de parcours de la cavité. (b) Spectre radio fréquence révélant un premier pic de forte intensité à l'harmonique d'ordre 6 à 112 MHz équivalent à un écart entre deux impulsions de $T = 8,93$ ns.

3.6.3 Le Q-Switch Mode-Locking (QSML)

C'est en 1958 que Gordon Gould a proposé pour la première fois une description théorique du phénomène de déclenchement par le gain d'impulsions longues et énergétiques, appelé "Q-Switch" [220] qui fut, ensuite, démontré expérimentalement

par R.W. Hellwarth et F.J. McClung en 1961 ou 1962, en utilisant des cellules Kerr à commutation électrique dans un laser à rubis [221]. Le Q-Switch est donc un régime instable qui permet de générer des impulsions nanosecondes en modulant le facteur de qualité Q de la cavité laser. Il existe deux types de Q-Switch, actif et passif. Dans le cas actif, un dispositif tel qu'un modulateur acousto-optique ou électro-optique doit être inséré dans la cavité afin de périodiquement augmenter les pertes et ainsi réduire le facteur de qualité Q . Pendant que le dispositif insère des pertes, la pompe continue d'alimenter la cavité en énergie. Il en résulte alors une très forte inversion de population dans le milieu amplificateur. Au moment où les pertes sont diminuées, la population du niveau laser va brutalement chuter au niveau fondamental, émettant une impulsion longue et énergétique. Dans le cas du Q-Switch passif, c'est l'absorbant saturable qui va induire des pertes importantes pour le régime continu, permettant la forte inversion de population, et le déclenchement d'une impulsion géante à partir des fluctuations.

Nous traitons dans ce travail du Q-Switch passif. Dans nos cavités contenant des absorbants saturables, le Q-switch passif se rencontre principalement sous la forme de Q-Switch mode-locking (QSML), pour lequel une série d'impulsions ultra-courtes (≈ 1 ps) et intenses est émise avec une enveloppe d'une durée de l'ordre de la nanoseconde. Le QSML est une combinaison du Q-Switch passif et du verrouillage de modes passif. La contribution du Q-Switch réside dans le niveau élevé des pertes qui évolue à une échelle de temps bien plus importante que le temps de parcours de la cavité. Nous nous retrouvons alors dans un régime où la dynamique à impulsions ultracourtes du verrouillage de modes est associée à la dynamique lente de relaxation du milieu à gain issue du Q-Switch. Ce régime est facilement détectable dans le domaine temporel. On peut observer sur l'oscilloscope des bouffées d'impulsions de très forte intensité, et dont l'amplitude varie d'une impulsions à une autre à cause de la variation des pertes. Ainsi, ce régime de Q-switch mode-locking est un régime instable en comparaison avec le verrouillage de modes.

Expérimentalement, nous nous plaçons dans un régime où la polarisation est telle que nous avons beaucoup de pertes, jusqu'à ce que des impulsions de forte intensité se forment et épuisent rapidement le gain de la cavité. Ces impulsions se retrouvent confinées dans des bouffées d'énergie à fortes intensités aisément identifiables de par leurs profils temporels, comme le montre la figure 3.23(a). Cette trace temporelle s'étend sur quasiment $5 \mu\text{s}$, soit 130 fois plus grand que le temps de parcours de la cavité. La figure 3.23(b) montre le spectre correspondant, et nous constatons de part et d'autre des raies spectrales, un fond particulièrement large. Le QSML est un régime impulsionnel intermédiaire entre le régime continu et le verrouillage de modes. En pratique, ce régime instable n'est pas souhaité car il s'avère destructeur pour les composants optiques qui subissent des puissances crêtes très intenses. Toutefois, ce régime a été rapporté dans un grand nombre d'études [222, 223].

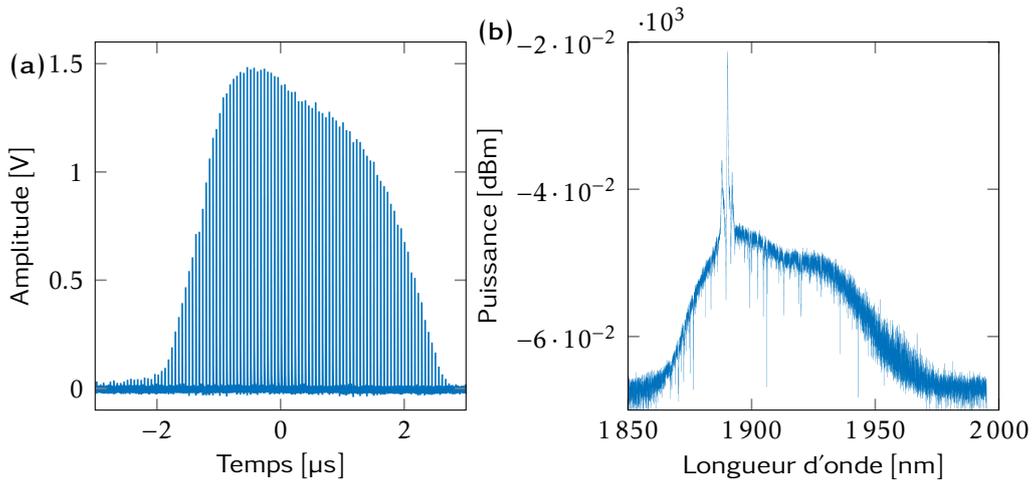


FIGURE 3.23 – (a) Caractéristiques temporelles d’une impulsion QSML isolée obtenue via l’ENLP, évolution temporelle sur 6 μs d’un QSML instable. (b) Exemple de spectre optique mesuré pour un QSML.

3.6.4 L’émission d’impulsions laser à plusieurs longueurs d’onde distinctes

La génération simultanée de deux ou trois solitons avec différentes longueurs d’onde centrales a récemment été rapportée dans un laser à fibre optique autour de 2 μm , respectivement à base de l’ENLP [224] et d’un miroir Sagnac NALM [225]. Tout comme ces deux études nous sommes parvenus à retrouver ces résultats dans un laser basé sur l’ENLP. Nous rapportons dans cette partie la caractérisation expérimentale de ce régime particulier pour l’émission laser à deux longueurs d’onde distinctes, mais aussi la génération simultanée d’un plus grand nombre de solitons avec différentes longueurs d’onde centrales, allant jusqu’à 6, à partir du laser avec NOLM présenté en figure 3.6. L’analyse de ces dynamiques permettra de mettre en avant les différentes interactions entre ces différents solitons.

Le premier résultat que nous allons présenter correspond à une émission de 2 solitons de longueurs d’ondes différentes. Pour certains réglages de la puissance de pompe, de l’atténuateur variable et des contrôleurs de polarisation (PCs), un verrouillage de modes pour deux longueurs d’onde d’émission apparaît avec un taux de répétition d’environ 2 MHz, accompagné d’un fond continu fluctuant représenté par l’apparition de pics d’émission intenses sur les spectres optiques des figures 3.24(a,b,c). En ajustant avec précaution les PCs, nous arrivons à changer les longueurs d’onde d’émission centrales des deux types de solitons sur une large bande spectrale de 19 nm, allant de 1888 à 1907 nm. De la même manière, nous arrivons à ajuster la séparation entre les longueurs d’onde centrales des deux solitons de 3,4 à 12,1 nm. En enregistrant le signal sur la photodiode pendant une grande durée (900 tours de cavité), en coupant et en empilant les tours de cavité successifs les uns sur les autres, nous obtenons l’évolution temporelle de la figure 3.24(d), correspondant au spectre de la figure 3.24(c). Dans cette représentation, les solitons sont décrits par des points avec des trajectoires différentes

dépendant de leurs vitesses propres. Ainsi, l'analyse des trajectoires de ces solitons à deux longueurs d'onde distinctes sur 900 tours de cavité montre en effet la présence de deux solitons qui se propagent à des vitesses différentes en raison de la dispersion de vitesse de groupe (GVD⁴) des fibres. Le soliton représenté par un trait incliné sur la figure 3.24(d) se propageant à une vitesse supérieure à celle de l'autre soliton dont la trajectoire est verticale (qui est pris comme référence). Ce phénomène est peu commun puisqu'en général les impulsions produites dans une cavité laser à fibre sont identiques et à la même longueur d'onde. Nous attribuons ces observations récurrentes à la grande largeur et la grande platitude de la courbe de gain des ions thulium. Ce régime est particulièrement difficile à obtenir avec une cavité erbium, du fait d'un gain nettement plus étroit et possédant des maxima localisés. Les fluctuations du fond continu associées à des ondes dispersives se propagent également à une vitesse différente, comme nous le voyons sur la même figure. Notons que les trajectoires correspondant aux spectres des figures 3.24(a,b) sont très similaires à celle que nous venons de présenter.

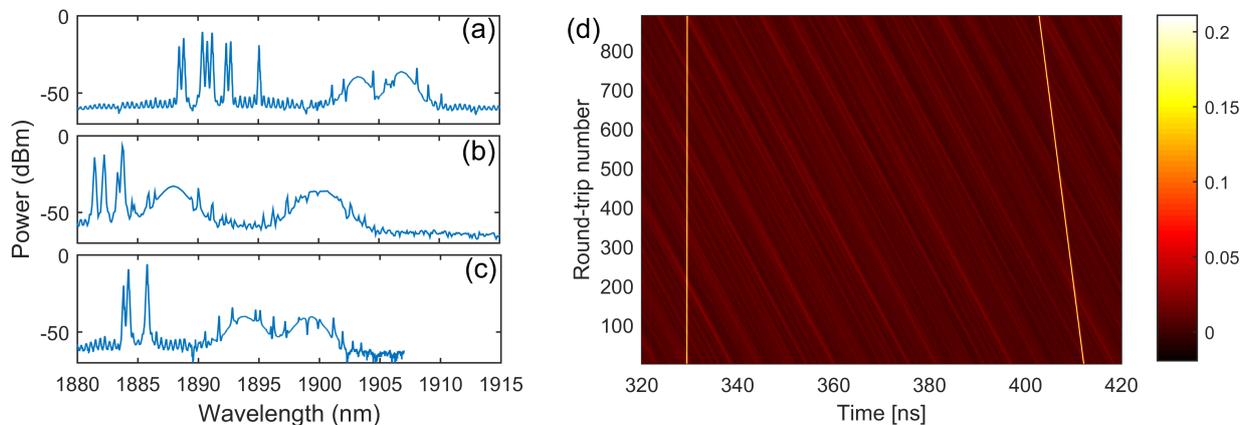


FIGURE 3.24 – Illustration du verrouillage en modes pour une émission de 2 solitons de longueurs d'onde distinctes, longueur d'onde centrale de : (a) 1903/1907 nm, (b) 1888/1900 nm et (c) 1894/1899 nm. Une grande plage spectrale de réglage allant de 1888 à 1907 nm peut être réalisée. (d) Propagation des deux solitons sur 900 tours de cavité (Zoom sur 100 ns). En abscisse, les temps courts et en ordonnée, les temps longs.

Un ajustement plus large des PCs nous permet de transférer le flux d'énergie du fond continu aux deux solitons. Nous nous retrouvons alors avec deux solitons plus stables mais toujours à deux longueurs d'onde bien distinctes, comme le montre la figure 3.25(a). Les deux spectres sont respectivement centrés à 1864 nm et 1934 nm. Nous avons alors accès à une plus large plage spectrale d'accordabilité du laser, soit 70 nm, ce qui pourrait permettre d'envisager le développement de laser à verrouillage de modes avec une longueur d'onde centrale accordable. De plus, en tournant davantage les PCs sans changer la puissance de pompe, nous parvenons à faire passer le verrouillage de modes d'une longueur d'onde à l'autre, de manière contrôlée et répétable : on peut commuter aisément d'un soliton à l'autre.

4. GVD pour Group Velocity Dispersion

3 Éventail des dynamiques impulsives

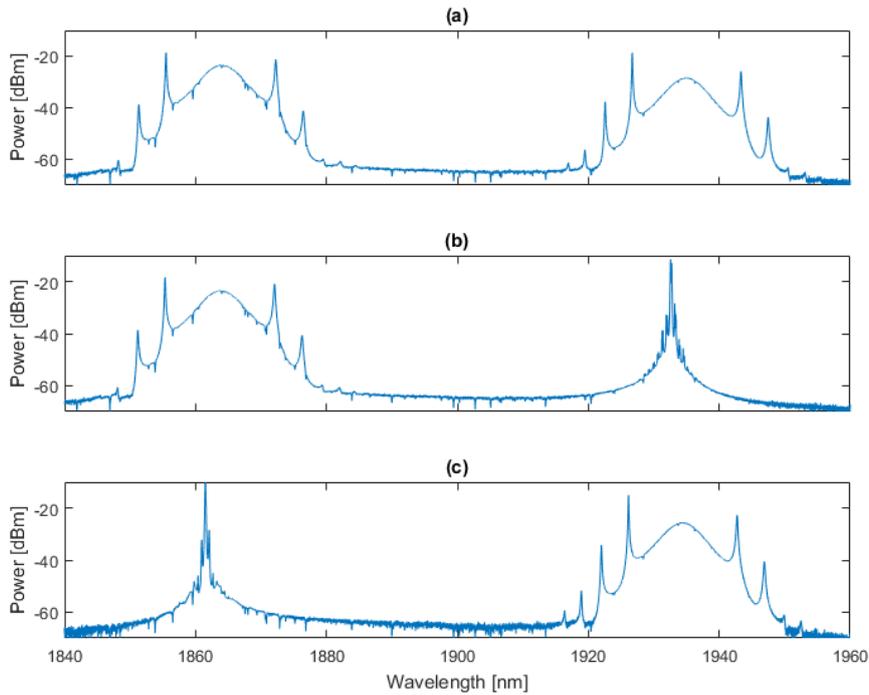


FIGURE 3.25 – Illustration d’un verrouillage de modes à deux longueurs d’onde commutables entre 1864 nm et 1934 nm.

Avec ces résultats, nous avons montré la capacité de développer des lasers à fibre accordables et commutables sur différentes longueurs d’onde. Les opérations d’accordabilité et de commutabilité résultent des pertes dépendantes de la longueur d’onde d’émission, induites par l’effet non-linéaire du NOLM ou un changement de l’état de polarisation. Cette opération est contrôlable uniquement par les PCs, ce qui fournit une solution simple et compacte pour le verrouillage de modes de longueurs d’ondes multiples dans les lasers à fibre à 2 μm . Des applications possibles de ce type de laser à fibre optique seront le traitement de signaux optiques, la détection, l’ingénierie des matériaux et les communications optiques.

En maintenant tous les réglages de la cavité laser et en augmentant la puissance de pompe, nous arrivons à générer un plus grand nombre de solitons en plus d’un fond continu. Ces solitons peuvent être séparés en différents groupes en fonction de leurs longueurs d’onde centrales distinctes, pouvant aller jusqu’à 6. Les spectres des figures 3.26(a,c) montrent des émissions laser respectivement à 3 et 6 longueurs d’onde différentes, accompagnées de pics intenses correspondant à l’émission continue de laser. Notons que la séparation entre deux longueurs d’onde centrales voisines reste constante, elle est de 4,25 nm pour (a) et 2,41 nm pour (c). Cette constatation peut être expliquée par la périodicité spectrale des pertes dépendantes de l’intensité induites par le NOLM en raison très probable des effets liés à la biréfringence linéaire résiduelle des fibres optiques.

En effectuant l’étude des trajectoires des solitons sur plusieurs tours de cavité, nous obtenons les évolutions dans le domaine temporel représentées sur les figures 3.26(b,d), correspondant respectivement aux spectres des figures 3.26(a) et 3.26(c). Pour

une meilleure compréhension, nous avons isolé sur la figure 3.26(b) 5 solitons dont les trajectoires correspondent à 3 longueurs d'onde d'émission, ce qui est en accord avec le spectre de la figure 3.26(a). En réalité, 52 solitons se propagent dans la cavité : 27 dont les trajectoires sont verticales (référence), 24 qui ont des trajectoires légèrement inclinées et un soliton unique dont la trajectoire est davantage inclinée. En analogie avec le spectre correspondant, le soliton unique est centré à 1881,8 nm, tandis que les autres solitons sont répartis dans les deux autres lobes avec typiquement la même densité de puissance, qui est plus élevée que celle du soliton unique. La même interprétation peut être appliquée au résultat de la figure 3.26(d) : nous pouvons y retrouver plus d'une centaine de solitons avec 6 trajectoires différentes, correspondant à une répartition sur 6 longueurs d'onde distinctes.

Une constatation frappante sur les évolutions des solitons multi-longueurs d'onde représentées sur les figures 3.24(d) et 3.26(b,d) est que les collisions entre ces solitons semblent avoir peu ou pas d'effet sur leurs trajectoires. Les populations des solitons à chaque longueur d'onde restent alors constantes et par conséquent le spectre du signal reste propre et stable. Les émissions laser à 4 et 5 longueurs d'onde centrales ont également été observées mais n'ont pas été décrites en détails dans ce manuscrit de thèse.

L'augmentation de l'énergie dans la cavité via le pompage ou un ajustement plus large des PCs conduit à la déstabilisation des régimes multi-longueurs d'onde. Contrairement au cas présentés dans les paragraphes précédents, la propagation de ce grand nombre de solitons dans la cavité engendre alors de nombreuses interactions soit entre solitons, soit entre un soliton et le fond continu. Cette dynamique multi-impulsionnelle non-organisée, où les solitons se propagent à des vitesses différentes, nous informe sur les interactions se produisant entre les solitons : collisions élastiques ou inélastiques par exemple. Un exemple est représenté sur la figure 3.26(e) et montre un verrouillage de modes à plusieurs impulsions. Celles-ci sont réparties de manière aléatoire le long de la cavité et présentent une forte concentration autour de 330 ns. En dehors de cette zone, une trentaine de solitons sont répartis en 4 trajectoires et n'interagissant principalement pas les uns avec les autres. Nous pouvons les qualifier d'interactions élastiques.

En contraste avec les résultats précédents, une collision inélastique ne peut alors se produire que dans une région où une forte concentration de solitons est présente. En effet, la figure 3.26(f), qui représente un zoom de la figure 3.26(e), montre une plus grande variété d'interactions, avec des changements de vitesse, les annihilations et les créations, les fissions ou encore les fusions de solitons, toutes se produisant au voisinage des collisions. Dans ce cas de figure, le train d'impulsions observé durant nos expériences est instable, en accord avec le spectre optique qui montre, néanmoins, la présence de 4 longueurs d'onde d'émission.

3.6.5 Auto-organisation des impulsions en paquets stationnaires

En modifiant les paramètres de pompe de la cavité laser basée sur le NOLM (voir figure 3.6), et en jouant sur la position des contrôleurs de polarisation (PCs), nous avons obtenu des régimes pour lesquels des impulsions généralement stables sont regroupées

3 Éventail des dynamiques impulsives

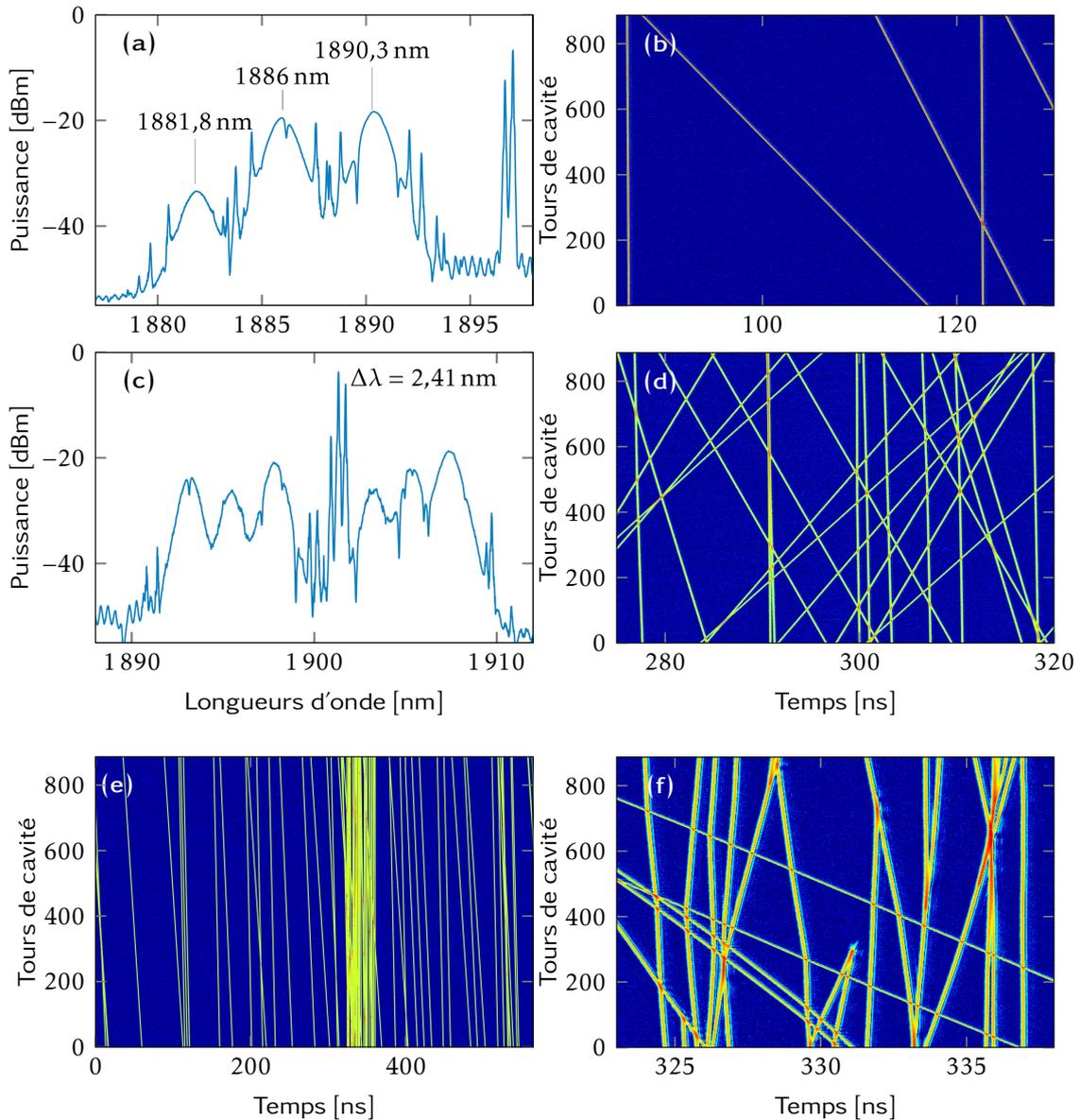


FIGURE 3.26 – Caractérisation des solitons multi-longueurs d’onde et leurs trajectoires ainsi que les interactions entre eux. (a,b) Spectre optique et évolution temporelle des solitons avec 3 différentes longueurs d’onde centrales et trajectoires. (c,d) Les solitons sont divisés en 6 groupes de différentes longueurs d’onde et trajectoires. Dans les deux cas un fond continu peut être observé via l’apparition de pics intenses sur les spectres optiques. (e) montre la présence d’un très grand nombre de solitons dans la cavité où des interactions peuvent se produire dans une section limitée, où la concentration de solitons est grande. (f) Collisions élastiques et inélastiques entre les solitons ou entre un soliton et le fond continu.

en paquets stationnaires (*soliton bunches*) [226]. La largeur temporelle de ces paquets est le plus souvent nettement plus petite que la durée d’un tour de cavité. Dans cette

organisation particulière, les solitons se propagent dans la cavité sous l'action d'interactions (répulsives et attractives) non-cohérentes via le mécanisme d'ondes acoustiques [201].

Nos résultats expérimentaux montrent que le nombre de solitons en un seul groupe pouvait atteindre 40 en modifiant à pompe constante la position des PCs ou inversement. La figure 3.27 montre ce phénomène obtenu par contrôle de la polarisation. Ce paramètre nous permet de modifier le nombre de solitons dans un seul groupe mais aussi l'espacement entre deux impulsions voisines. Les spectres de sortie de ces groupements de solitons se déplacent vers les longueurs d'ondes croissantes avec l'augmentation du nombre de solitons. Lorsque le nombre a été augmenté de 2 à 40, la longueur d'onde centrale d'émission est passée de 1920,5 à 1921,5 nm. Une augmentation de la puissance de sortie (de 3,5 à 10,2 mW) accompagnait ce phénomène. En augmentant encore plus la puissance de pompe, le système basculait sur des régimes de blocage de modes harmoniques.

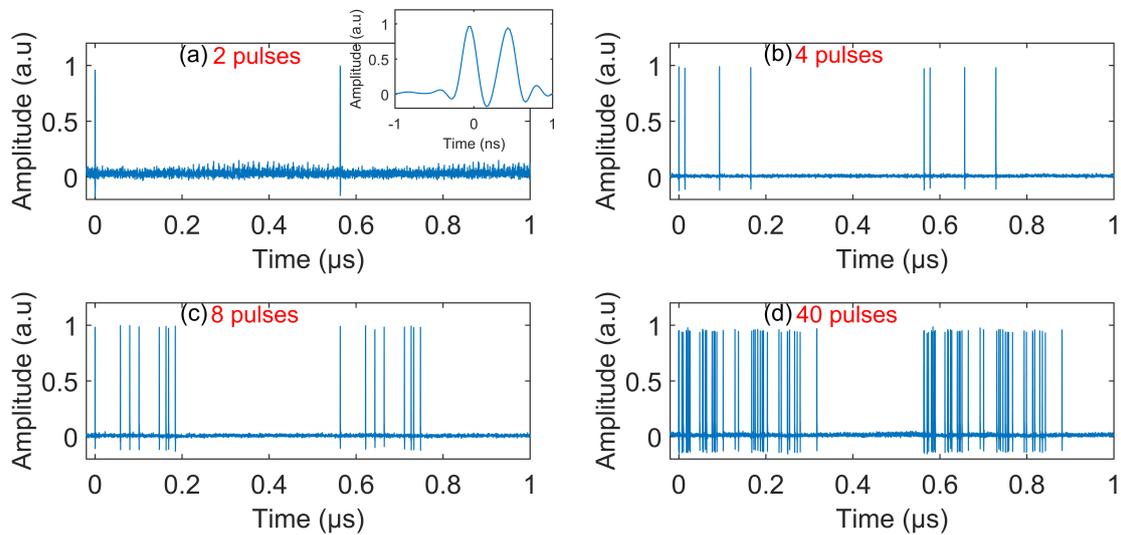


FIGURE 3.27 – Exemples de regroupement de solitons en paquets stationnaires : (a) 2 solitons (b) 4 solitons (c) 8 solitons et (d) 40 solitons.

L'espacement temporel entre deux solitons voisins dans le même paquet peut être variable ou fixe. Lorsque le nombre de solitons dans le paquet est petit, typiquement 2 ou 3 solitons, on parle alors de molécule de solitons (voir section 3.5). Quand le nombre de solitons liés dans le même paquet est grand, on parle dans ce cas de « réseau de solitons liés » contenant quelques dizaines voire centaines de solitons [227, 228]. Le comportement collectif d'un aussi grand nombre de solitons liés peut être comparé à un comportement thermodynamique de la matière [191, 229, 230]. En effet, outre le régime de verrouillage de modes harmoniques qu'on a observé à des puissance de pompe plus élevés, nous avons observé la transition du régime des paquets de solitons au régime de cristal de solitons (macromolécules de solitons) en passant par la génération d'un liquide de solitons ([231]). Nous avons également observé la manifestation du régime d'éjection de solitons, qui est l'inverse de la pluie de solitons [198, 232]. Tous ces régimes ont été observés dans les trois configurations laser étudiées (ENLP, NOLM et

NALM). Nous allons nous concentrer dans ce qui va suivre sur les régimes de génération d'un cristal de solitons et de l'éjection de solitons obtenus dans la cavité laser en huit basée sur le NALM.

3.6.6 Éjection de solitons

Une dynamique prédominante du TDFL avec NALM est observée pour des puissances de pompe plus élevées, autour de 500 mW pour un laser de pompe et 550 mW pour l'autre. Pour ces paramètres de la cavité laser, nous perdons la structure stable du paquet de solitons. Nous basculons alors sur un régime d'un amas d'un grand nombre de solitons entouré de solitons dispersés qui ont tendance soit à se rapprocher, soit à s'éloigner du paquet, comme le montre la trace oscilloscope de la figure 3.28(a). Le nombre de solitons qui dérivent, sous l'effet de la dispersion chromatique, augmente avec la puissance de pompe. Du fait du nombre importants de solitons en interactions sur une faible durée (inférieure à la dizaine de nanosecondes), ce paquet est couramment appelé phase condensée, par analogie avec la physique de la matière condensée. La figure 3.28(b) représente le signal tour après tour, sur 1800 tours de cavité, et permet d'observer le mouvement des solitons. Ceux-ci sont éjectés de la phase condensée, où certains solitons instables disparaissent dans le fond bruyant (cercles en rouge sur la figure). Cette observation est similaire au phénomène de pluie de solitons observée pour la première fois à 1,55 μm [198] et depuis peu à 2 μm [178]. Dans ce dernier cas, les solitons dérivent vers le paquet d'impulsions au contraire de notre cas, où ceux-ci s'éloignent de la phase condensée. C'est donc un phénomène inverse de la pluie de solitons qui a été appelé éjection de solitons (*soliton release*). Des phénomènes similaires ont déjà été rapportés dans les lasers à fibre dopée thulium passivement verrouillés en modes [178]. Tout comme la pluie de solitons, ce phénomène se compose de trois parties clés : une phase condensée représentée par un pic intense non résolu par l'oscilloscope, un fond continu non-uniforme le long de la cavité et des impulsions à la dérive. C'est le fond continu qui est issu des modes de la cavité non-verrouillés en phase, de l'émission spontanée et du rayonnement des solitons de la phase condensée qui donne naissance aux impulsions à la dérive. Nous observons également la figure 3.28(b) que certains solitons ont des vitesses plus élevées et peuvent dépasser d'autres solitons. Dans ce cas, la trajectoire de chaque soliton n'est généralement que peu modifiée, il s'agit donc de collisions quasi-élastiques.

L'encart de la figure 3.28(a) montre le spectre optique correspondant à ce régime d'éjection de solitons. La longueur d'onde centrale est 1884 nm et la largeur à mi-hauteur est de 5 nm. La présence de bruit sur le spectre rend compte du grand nombre de solitons dans la cavité, et de leurs interactions. Notons aussi l'apparition de pics additionnels au sommet du spectre, positionnés d'un côté ou de l'autre selon la direction de la dérive des solitons isolés.

3 Éventail des dynamiques impulsionnelles

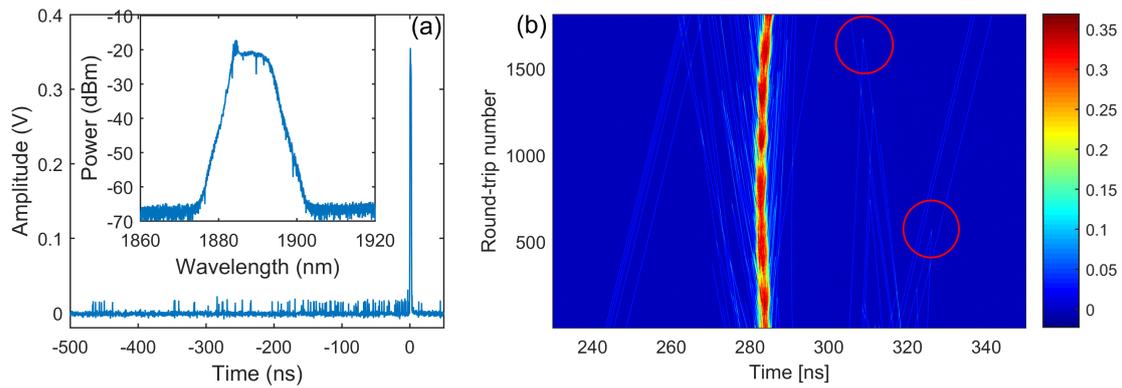


FIGURE 3.28 – Caractérisation expérimentale de l’éjection de solitons : (a) trace temporelle sur un tour de cavité, dans l’encart : spectre optique correspondant. (b) Évolution des trajectoires des solitons sur 1800 tours de cavité.

3.7 Conclusion

Ce chapitre nous a permis de présenter l’étude et la réalisation de 3 différentes cavités laser à fibre émettant des impulsions de l’ordre de la picoseconde autour de $2\ \mu\text{m}$. La génération des impulsions est réalisée grâce à la méthode de verrouillage de modes passif employant l’évolution non-linéaire de la polarisation, une boucle optique non-linéaire ou une boucle amplificatrice non-linéaire comme absorbant saturable effectif. Dans un premier temps, nous avons présenté les différents appareils et techniques que nous avons utilisés durant cette thèse pour la caractérisation des dynamiques impulsionnelles complexes observées. En particulier, nous avons développé une nouvelle technique à $2\ \mu\text{m}$ pour la caractérisation en temps réel des impulsions optiques. C’est la technique de Transformée de Fourier Dispersive (DFT) qui est basée sur l’emploi des réseaux de Bragg (FBG) comme milieu dispersif. Elle nous a permis, entre autres, de révéler les mouvements oscillatoires, vibratoires d’un état lié d’une molécule de deux solitons, les rayonnements d’énergie des bandes latérales de Gordon-Kelly ou encore le comportement incohérent (collisions, création et annihilation) des solitons dissipatifs. Nous avons également pu comprendre les différentes organisations des solitons dans une cavité laser fibrée grâce aux différents mécanismes d’interactions cohérentes et incohérentes à courte, moyenne et longue distance. La plupart des dynamiques observées a été décrite par analogie au comportement thermodynamique de la matière, à savoir le gaz, le liquide, le cristal, les molécules, les réseaux ou encore l’éjection de solitons qui est le phénomène inverse de la pluie de solitons, analogue au cycle de l’eau dans la nature.

Une partie de ces résultats sur les dynamiques des molécules de solitons ont fait l’objet d’une publication [136], tandis qu’une autre partie sur le comportement incohérent des interactions entre milliers de solitons (collisions élastiques et inélastiques, formation ou division de molécules...) a contribué à un chapitre de livre [233]. D’autres résultats font actuellement l’objet d’articles en cours de rédaction. Nous allons traiter dans le dernier chapitre de ce manuscrit de thèse des composants nano-photoniques pour la génération d’impulsions ultra-rapides et à haute cadence dans un laser à fibre

3 *Éventail des dynamiques impulsionnelles*

optique autour de $2\ \mu\text{m}$.

4 Composants nano-photoniques pour la génération d'impulsions en cavités laser fibrées autour de $2\ \mu\text{m}$

4.1 Contexte et objectif

Contexte

Au cours des dernières décennies, l'expansion des technologies de la fibre optique a entraîné une augmentation rapide de la capacité de l'infrastructure Internet d'aujourd'hui. Ces percées ont permis d'atteindre des capacités de transport record. Cependant, la capacité par canal de transmission a une limite, et est fonction de sa bande passante et de son rapport signal sur bruit, et des distorsions induites par la dispersion chromatique et la non-linéarité de la fibre. Cette limite sera bientôt atteinte, et la bande d'amplification des EDFA¹ est presque totalement utilisée, ce qui signifie que de nouvelles technologies et directions de recherche doivent être développées pour répondre à la demande Internet en forte croissance.

Une solution proposée par la communauté des communications optiques consiste à travailler à une nouvelle fenêtre de longueur d'onde, autour de $2\ \mu\text{m}$, où la large bande passante des amplificateurs à fibre dopée au thulium (TDFA) allant de $1,7\ \mu\text{m}$ à $2,1\ \mu\text{m}$ fournirait une nouvelle plage de fréquences de capacité plus élevée pour la transmission de données [98]. La bande passante de tels amplificateurs s'étend sur environ 30 THz, ce qui est particulièrement intéressant par rapport aux 15 THz des EDFA. Le co-dopage des fibres de thulium avec de l'holmium repousse encore la limite à haute longueur d'onde, cette dernière pouvant atteindre $2,3\ \mu\text{m}$. Le passage des longueurs d'onde télécom aux télécommunications dans la gamme $2\ \mu\text{m}$ n'est pas si compliqué car :

- les fibres de transmission monomodes (SMF) à faible coût et à faibles pertes jusqu'à $2\ \mu\text{m}$ sont bien développées pour la transmission de données à l'échelle métropolitaine (quelques km),
- de nouvelles fibres telles que les fibres micro-structurées ou les fibres creuses pour la transmission de données dans la gamme 2 à $2,3\ \mu\text{m}$ sont en plein développement,

1. Erbium Doped Fiber Amplifiers

- le multiplexage en longueur d'onde (WDM), qui permet de mélanger de nombreux canaux de communication optique différents dans la même fibre optique, est maîtrisé à $2\ \mu\text{m}$,
- enfin, des technologies de transmission cohérentes ont été développées pour augmenter l'efficacité par canal de transmission, avec l'utilisation de formats avancés tels que QPSK ou 16-QAM [99].

Les fibres monomodes en silice standard utilisées à $1,5\ \mu\text{m}$ sont encore utilisables à $2\ \mu\text{m}$, cependant leurs pertes nous limitent aux distances de transmission urbaines. Récemment, la faisabilité de cette solution a été démontrée dans des expériences de transmission à $2\ \mu\text{m}$ sur des distances de l'ordre du km [100, 101, 102].

Idée générale

Les télécommunications optiques nécessitent des sources laser hautement cohérentes et multiplexées, qui peuvent être fournies par des lasers à fibre optique. Dans ce contexte, les lasers à fibre à verrouillage de modes passif apparaissent comme l'une des voies les plus prometteuses, notamment en raison de leur cohérence et de leur compatibilité intrinsèque avec les systèmes de télécommunication. Ils peuvent émettre des peignes de fréquences intéressants pour les besoins de multiplexage des canaux, mais avec un espacement de fréquence qui ne dépasse généralement pas 1 GHz. Le principal défi consiste à générer plusieurs longueurs d'onde stables avec un espacement typique de 50 GHz dans un seul laser à fibre. La combinaison des lasers à fibre dopée au thulium avec des effets non-linéaires divers peut conduire à des espacements de modes de l'ordre de dizaines ou de centaines de GHz. Certaines méthodes ont été développées pour générer des trains d'impulsions à très haut taux de répétition dans des lasers à fibre thulium à verrouillage de modes. Par exemple : les miroirs à boucle amplifiée non-linéaire (NALM) [15], les filtres en peigne intracavité [16] ou le mélange à quatre ondes [17]. Cependant, la faisabilité de ces techniques présente plusieurs limitations dans le domaine des télécommunications : difficultés de réglage de l'espacement modal, la compétition modale peut diminuer la cohérence ou être sensible à la polarisation, et surtout, le nombre de canaux d'émission est limité à quelques-uns. Par conséquent, les sources laser autour de $2\ \mu\text{m}$ qui peuvent fournir un grand nombre de canaux à faible largeur de raie spectrale avec un taux de répétition de 50 GHz sont extrêmement rares.

L'étude des lasers à fibre $1,55\ \mu\text{m}$ est une des spécialités de notre laboratoire (Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne (ICB)), et l'évolution vers la longueur d'onde $2\ \mu\text{m}$ suit la tendance globale du laboratoire à déplacer davantage les activités de recherche vers l'infrarouge. Une des motivations originales de cette thèse serait de développer un laser à fibre stable, large bande et avec des taux de répétition élevés à $2\ \mu\text{m}$ en utilisant un micro-résonateur en anneau (microring) non-linéaire basé sur les technologies silicium sur isolant (SOI).

Nous nous sommes alors intéressés à étudier l'intégration de composants nano-photoniques en silicium en tant qu'élément de verrouillage de mode de la cavité fibrée,

afin de surmonter les difficultés des lasers à fibre à fonctionner de manière stable à des taux de répétition élevés. L'architecture du laser à fibre hybride proposé pour cette étude est illustrée sur la figure 4.1. Le microring SOI est inclus dans la cavité fibrée contenant un amplificateur à fibre dopée au thulium ou co-dopée au thulium/holmium, un isolateur pour imposer la direction du laser, une ligne à retard pour contrôler le désaccord relatif entre les deux cavités, et un contrôleur de polarisation puisque les guides d'onde du résonateur sont biréfringents.

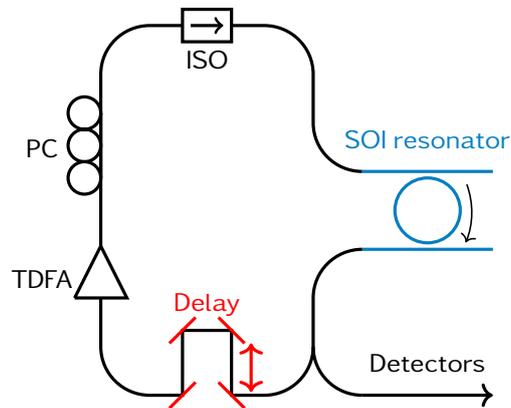


FIGURE 4.1 – Cavité laser fibrée comprenant un amplificateur thulium (TDFA), un contrôleur de polarisation (PC) et un isolateur (ISO). L'élément de verrouillage de modes est un résonateur en anneau SOI, et la ligne à retard (Delay) est utilisée pour accorder la longueur de la cavité fibrée à celle du résonateur. La sortie laser est extraite via un coupleur fibrée et est envoyée vers les appareils d'analyse.

Le mécanisme de verrouillage de modes permettant la génération d'impulsions à hauts taux de répétition est dans ce cas le mélange à quatre ondes filtrant (FWM²) [18, 19], qui repose sur la combinaison de l'effet de filtrage du micro-résonateur et de sa non-linéarité Kerr pour former un train d'impulsions. Le FWM est un processus sensible à la phase, et son efficacité est fortement affectée par les conditions d'accord de phase des modes laser, dans le sens où les seuls modes capables d'émettre sont ceux qui résonnent à la fois dans le microring et la cavité fibrée. Les fortes interactions non-linéaires entre ces modes conduisent au verrouillage de phase, et donc à la production d'impulsions courtes. Puisque l'élément de verrouillage de modes est le microring, le taux de répétition du train d'impulsions est fixé par sa taille. Par exemple, un micro-ring de 400 μm de diamètre donnerait un espacement dans le peigne de fréquence de 50 GHz, compatible avec les applications de télécommunications optiques.

Un microring à facteur de qualité élevé avec une non-linéarité effective élevée est nécessaire pour réaliser ce schéma expérimental. Dans cet objectif, le silicium sur isolant est une plateforme particulièrement adaptée pour l'optique non-linéaire à 2 μm puisque :

2. FWM pour filter-driven four-wave mixing

- la plate-forme SOI est une technologie mature, des guides d'ondes à haute efficacité sont régulièrement obtenus, de sorte que des résonateurs à facteur de qualité élevé peuvent être fabriqués,
- l'absorption à deux photons (TPA³), un phénomène non-linéaire induisant des pertes, devient faible pour des longueurs d'onde supérieures à 2 μm ,
- le silicium sur isolant à la longueur d'onde 2 μm permet un fort confinement du champ et une non-linéarité effective élevée due au contraste d'indice élevé (indice de réfraction de 3,45 pour le silicium à 2 μm),
- et l'indice non-linéaire du silicium est supérieur de 3 ordres de grandeur à celui de la silice.

Nous avons décidé dans le cadre de cette thèse de principalement travailler avec des échantillons SOI. Cependant, sachant que ces derniers pourraient poser des problèmes d'efficacité en-dessous de 2 μm en raison d'une TPA résiduelle, nous avons également envisagé la possibilité d'utiliser d'autres matériaux tels que le nitrure de silicium (SiN) et les verres de chalcogénure. Le processus de fabrication des échantillons nano-photoniques est très long, nous avons toutefois pu caractériser quelques échantillons SOI et chalcogénures pour le développement d'un laser hybride à haute cadence autour de 2 μm . Je vais présenter dans les sections suivantes le processus de fabrication de ces composants ainsi que les différents résultats obtenus durant nos simulations numériques et travaux expérimentaux.

4.2 Résonateur à fibre en anneau dans une cavité laser

Afin de réaliser un laser à haute cadence, j'ai commencé par inclure un résonateur à fibre dans une cavité laser. Étant donné que l'élément de verrouillage de modes est le résonateur, le taux de répétition du trains d'impulsions est fixé par sa taille. L'idée est alors de faire le résonateur le plus court possible pour obtenir le taux de répétition le plus élevé. Après avoir essayé plusieurs architectures de cavités, je me suis arrêté à deux configurations où les résultats étaient les plus concluants (voir figure 4.2). Le corps de la cavité d'environ 9,6 m est constitué de 3 m de fibre dopée au thulium, pompés en contre-propagation via un multiplexeur (WDM) par un amplificateur à fibre erbium délivrant une puissance de 1 W autour de 1565 nm. Un isolateur insensible à la polarisation est inséré pour imposer le sens de propagation. Une ligne à retard (en-cart rouge) composée de deux collimateurs (Coll.1 et Coll.2) mis face à face va nous permettre de régler précisément la longueur de la grande cavité. Le résonateur qui est formé par le port 1% d'un coupleur 99/1 fait une longueur de 1 m, on s'attend alors à générer un train d'impulsions ultra-courtes verrouillé en modes à un taux de répétition fondamental de 206 MHz autour de 1,9 μm .

En variant la distance entre les deux collimateurs, on essaye d'accorder la longueur de la grande cavité à celle du résonateur, le but étant d'obtenir une longueur qui soit un nombre multiple de la longueur du résonateur. De cette manière, un accord de

3. TPA pour Two-Photon Absorption

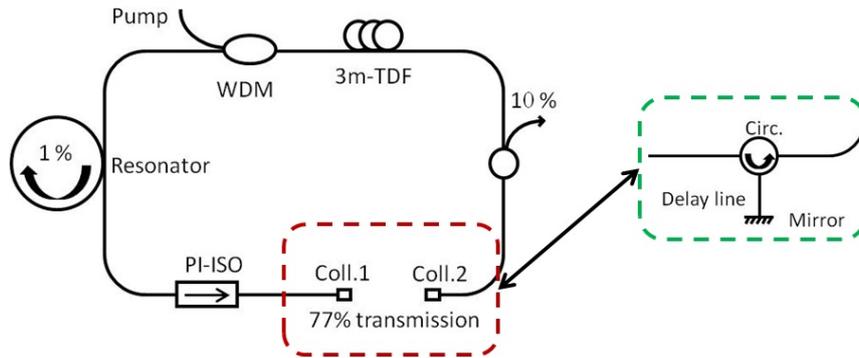


FIGURE 4.2 – **Le dispositif expérimental du laser avec un résonateur fibré** : le corps de la cavité comprend 3 m de fibre dopée thulium (Tm^{3+}) qui sont pompés à 1565 nm via un multiplexeur (WDM) 1600/2000nm, un isolateur (PI-ISO) et une ligne à retard (encart rouge) qui est composée par deux collimateurs (Coll.1 et Coll.2) mis face à face. Cette configuration va nous permettre d'obtenir l'accord de phase entre la grande cavité et le résonateur afin de réaliser le verrouillage de modes, le résonateur étant formé par le port 1% d'un coupleur 99/1. Dans l'encart vert : une autre configuration de ligne à retard qui est composée d'un circulateur et d'un miroir mobile. Le signal de sortie est récupéré par le coupleur 90/10 et est envoyée sur les appareils d'analyse (photodiodes rapides, oscilloscope et analyseur de spectres).

phase peut être obtenu et peut potentiellement conduire à un verrouillage de modes. Une deuxième configuration de ligne à retard est représentée dans l'encart vert de la figure 4.2. Elle est constituée d'un circulateur et d'un miroir mobile mais son principe reste semblable à celui de la configuration de l'encart rouge de la même figure. Afin d'analyser le train d'impulsions généré, un coupleur 90/10 est utilisé pour extraire le signal de sortie et l'envoyer vers les appareils de caractérisation.

La figure 4.3 présente une caractérisation expérimentale d'un train d'impulsions obtenu en sortie du laser avec résonateur. La figure 4.3(a) montre la trace temporelle enregistrée sur l'oscilloscope, son allure est semblable à une bouffée d'énergie indiquant un régime de Q-Switch Mode-Locking. Un zoom sur un tour de cavité (figure 4.3(b)) montre en effet la présence de plusieurs impulsions de différentes amplitudes. En étudiant l'évolution de ces impulsions sur plusieurs tours de cavité, on s'aperçoit que leurs trajectoires sont discontinues, comme le montre la figure 4.3(c). Ce résultat peut être interprété comme la propagation d'un grand nombre de modes dans la cavité mais qui n'arrivent pas à se verrouiller en phase pour former des impulsions. Néanmoins, le spectre radio-fréquence (RF) de la figure 4.3(d), qui n'est certes pas régulier, montre la présence de pics à des fréquences bien définies. En particulier, un pic autour de 21,5 MHz et un autre pic plus intense autour de la fréquence 195 MHz, correspondant respectivement aux longueurs de la grande cavité (9,6 m) et du résonateur (1 m). Le spectre RF n'étant pas régulier, ce résultat nous laisse dire que l'accord de phase entre la grande cavité et le résonateur n'est pas complètement obtenu. En conséquence, le régime de verrouillage de modes ne peut pas être établi. Le problème viendrait cer-

tainement des lignes à retard dont les réglages ne sont pas assez fins pour accorder la longueur de la cavité à celle du résonateur ou d'un effet non-linéaire trop faible, soit par manque de non-linéarité dans le résonateur fibré, soit à cause d'un facteur de qualité trop faible. Notons que le spectre optique correspondant à ce régime montrait la présence de pics étroits spectralement, indiquant une émission en régime proche du régime continu du laser.

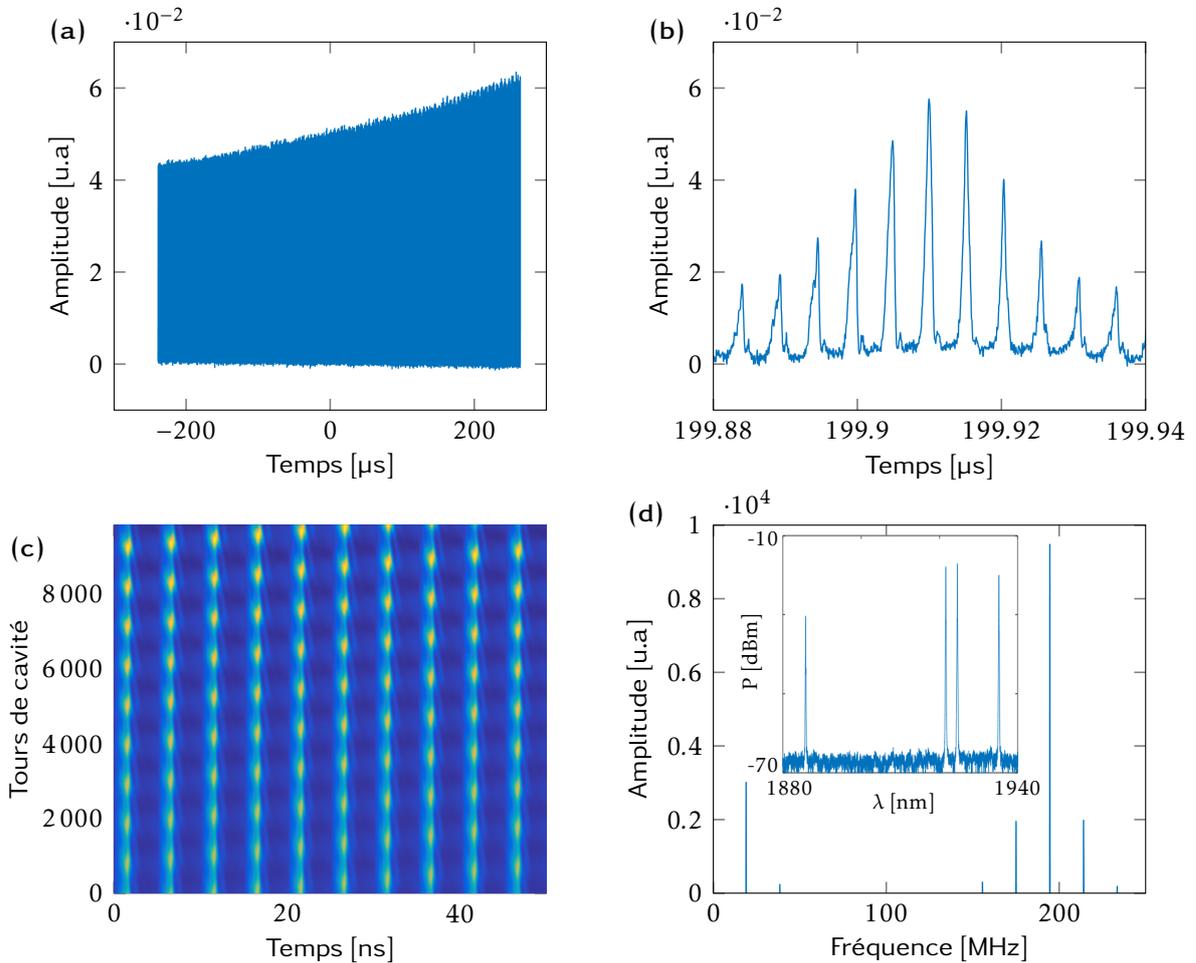


FIGURE 4.3 – **Caractérisation expérimentale d'un train d'impulsions en sortie du laser avec résonateur** : (a) trace temporelle enregistrée sur l'oscilloscope et montrant un semblant de régime de Q-Switch Mode-Locking, (b) zoom sur un tour de cavité qui montre la présence de pseudo-impulsions de différentes amplitudes, (c) évolution des trajectoires des impulsions sur près de 10000 tours de cavité et (d) spectre radio-fréquence révélant la présence de pics correspondant au taux de répétition du résonateur.

4.3 Développement des composants nano-photoniques pour la génération d'effets non-linéaires

Dans les sections précédentes, nous avons montré la possibilité de réaliser un laser à haute cadence avec un résonateur fibré, mais aussi la difficulté d'obtenir un verrouillage de modes total avec cette méthode. Nous avons également présenté le principe de la génération d'impulsions à des taux de répétition très élevés avec l'intégration d'un micro-résonateur en anneau SOI dans une cavité à fibre. Nous avons choisi dans un premier temps le silicium sur isolant (SOI) parce que c'est un matériaux très connu et utilisé par la communauté scientifique. Nous avons pour cela travaillé dans le cadre d'un projet du Labex ACTION, avec Marie-Maxime Gourier, Benattou Sadani et Sarah Benchabane, pour la réalisation de composants nano-photoniques SOI dans la plateforme MIMENTO à Besançon. Cette plateforme n'avait au début du projet aucune expérience de fabrication de composants pour la nano-photonique, et il nous a fallu re-développer tout les procédés de nano-fabrication pour obtenir des résultats compatibles avec nos attentes. Malgré des progrès très encourageants, nous n'avons pas eu le temps et les ressources pour développer entièrement cette filière nano-photonique dans la plateforme MIMENTO. Nous avons par conséquent décidé de nous ré-orienter vers des partenaires ayant déjà une forte expérience en nanophotoniques, le CEA LETI à Grenoble.

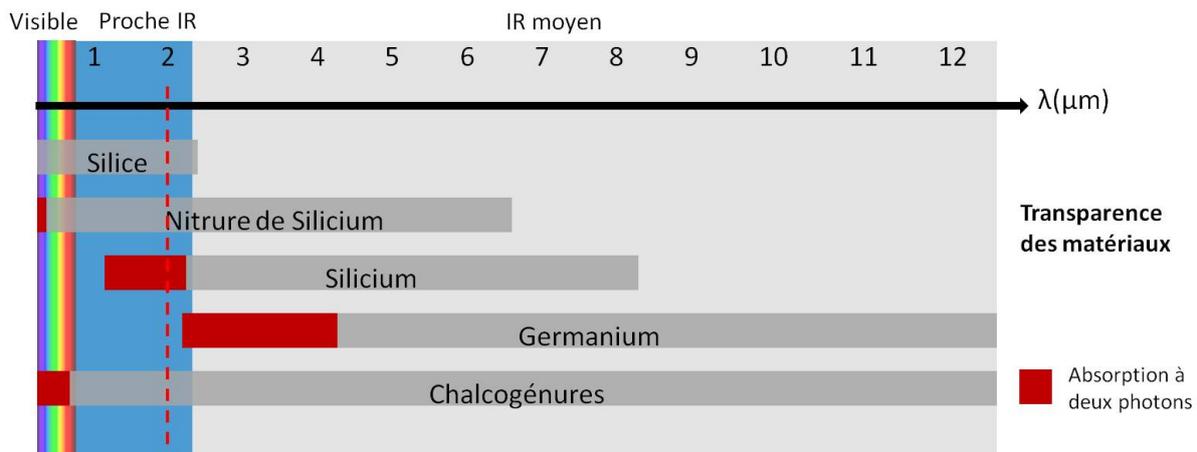


FIGURE 4.4 – Présentation de quelques matériaux aux coefficients non-linéaires élevés et compatibles à la technologie CMOS. Les transparences en fonction de la longueur d'onde sont représentées par des zones grises pour chaque matériau, tandis que les zones rouges représentent l'absorption à deux photons. L'idée est de sélectionner les matériaux avec la plus grande fenêtre de transparence tout en s'affranchissant de la TPA à 2 μm . Les verres de chalcogénure et le nitrure de silicium représentent les meilleurs candidats. Éditée de [234].

La modification de la longueur d'onde de travail nous permettrait de nous affranchir des pertes qui sont causées par la TPA [235]. Cependant, le but étant de travailler

autour de $2\ \mu\text{m}$, cette solution n'est pas envisageable. Une autre alternative est alors de changer de matériau [235]. L'idée est alors de trouver des matériaux plus appropriés à la génération d'effets non-linéaires, qui soient transparents sur la plus grande plage de longueur d'onde possible du visible au moyen infrarouge tout en s'affranchissant de la TPA autour de $2\ \mu\text{m}$. La figure 4.4 montre quelques matériaux compatibles à la technologie CMOS et dont les coefficients non-linéaires sont élevés. Leurs fenêtres de transparence et leurs zones d'absorption à deux photons (TPA) sont respectivement représentées en gris et en rouge. Le germanium est le premier matériau à être écarté étant donné qu'il n'est pas transparent à $2\ \mu\text{m}$. Nous n'avons pas non plus sélectionné la silice car sa fenêtre de transparence est restreinte et ses indices linéaire et non-linéaire sont faibles. Notre choix s'est alors arrêté sur les verres de chalcogénure et les nitrures de silicium, présentant une large bande de transparence et n'ayant pas de TPA autour de $2\ \mu\text{m}$.

La fabrication des composants nano-photoniques est un processus élaboré qui nécessite un savoir-faire dont nous ne disposons pas à l'ICB. Comptant sur la grande expertise du CEA Leti dans le dépôt et l'étude des couches minces, nous avons pu avoir nos premiers échantillons de verre de nitrure de silicium et de chalcogénures. Nous allons présenter dans cette section le procédé de fabrication de ces composants nano-photoniques, les différents designs élaborés ainsi que les différentes simulations numériques qui nous ont permis de définir les paramètres adéquats pour la fabrication d'un composant efficace.

4.3.1 Fabrication des composants nano-photoniques

Dans cette partie, j'ai pris comme exemple les verres de chalcogénures pour montrer les différentes étapes de fabrication des composants nano-photoniques que nous avons à disposition. Cependant, ce procédé est similaire pour la plupart des types de verres amorphes. La figure 4.5 illustre les différentes étapes de fabrication successives suivies par le CEA Leti. Le point de départ est un wafer constitué d'une épaisse couche de silicium (étape 1) dont la partie supérieure est oxydée au four (étape 2). Une couche de verre de chalcogénure est rajoutée via un dépôt physique en phase vapeur (PVD⁴) en ajustant les quantités d'éléments de départ afin d'obtenir la stœchiométrie souhaitée. Cette opération est effectuée sous vide pour éviter toute contamination à l'oxygène, ou sous atmosphère d'azote contrôlée si l'apport d'azote est souhaité. Dans l'étape 4 une couche de résine PMMA qui est déposée via la technique de *spin coating* vient recouvrir le verre de chalcogénure. Ensuite, la résine est insolée sous un faisceau d'électrons (étape 5) avant de subir une étape de développement positif, le but étant de former le masque de gravure qui est composé par la surface de résine non-insolée (étape 6). Les échantillons peuvent alors être gravés par gravure plasma (étape 7) et ensuite nettoyés afin de retirer la résine résiduelle (étape 8). Enfin, une fine couche protectrice de nitrure de silicium (SiN_x) d'une épaisseur de 10 nm peut être rajoutée pour recouvrir et protéger de l'oxydation les structures ainsi formées, cette dernière étape n'étant pas représentée sur la figure.

4. PVD pour Physical Vapor Deposition

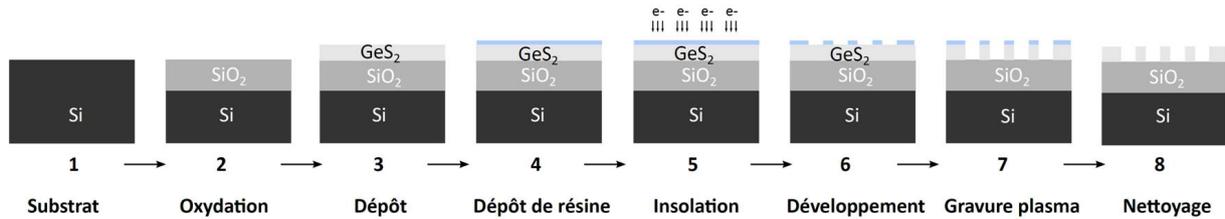


FIGURE 4.5 – **Présentation du procédé de fabrication des des échantillons en verre de chalcogénures** : les différentes étapes allant du substrat de silicium jusqu’à la gravure en salle blanche sont représentées. Notons qu’une dernière étape possible - dépôt de nitrure de silicium au dessus du GeS₂ - n’est pas illustrée. Éditée de [234]

Il est à noter que parmi les verres amorphes étudiés, les verres de chalcogénures sont les plus sensibles car ils s’oxydent très vite. Des protections additionnelles sont alors nécessaires, comme le recouvrement avec une fine couche de SiN ou encore utiliser des techniques de gravure sans oxygène. Par ailleurs, les verres de chalcogénures, le SOI et le SiN n’ont pas la même cinétique de gravure, le SiN étant le plus difficile à graver.

4.3.2 Modélisation d’un guide d’onde ruban

Un guide d’onde ruban est une structure optique à section rectangulaire qui permet de propager la lumière dans des structures nanométriques. Il représente l’élément constitutif de base de la photonique intégrée. Son principe de fonctionnement est similaire à celui des fibres optiques, il permet de guider la lumière grâce à la réflexion totale interne. La particularité de ce guide d’onde est de permettre la propagation de la lumière alors que ses dimensions sont de l’ordre de la longueur d’onde de la lumière qu’il guide.

C’est la couche mince de chalcogénure, nitrure de silicium ou silicium, selon le matériau choisi qui est totalement ou partiellement gravée afin d’obtenir un ruban d’une largeur w et d’une épaisseur e , dont les valeurs sont généralement comprises entre quelques centaines de nanomètres et quelques micromètres. Les indices de réfraction optiques de la silice et du silicium sont respectivement de $n_1 = 1,4381$ et $n_2 = 3,45$ à la longueur d’onde $2\ \mu\text{m}$, tandis que les verres de chalcogénures voient leurs indices varier de 1,8 jusqu’à 4 selon les compositions. Ce sont les grands contrastes d’indices optiques entre le matériau guidant et l’air (ou la silice) qui vont permettre la propagation de la lumière fortement confinée dans le guide d’onde ruban. Par analogie avec une fibre optique, le guide correspond au cœur de la fibre alors que la couche de SiO₂ et l’air à la gaine, respectant ainsi la condition pour obtenir une réflexion totale interne : $n_2 > n_1 > n_0$. La figure 4.6(a) illustre une image obtenue par Microscopie à Balayage Électronique (MEB) d’un guide d’onde en SOI d’une épaisseur $e = 340\ \text{nm}$, et une largeur $w = 500\ \text{nm}$.

En modifiant l’épaisseur e et la largeur w du guide d’onde, nous pouvons déterminer les valeurs pour lesquelles il propage un ou plusieurs modes optiques. La fi-

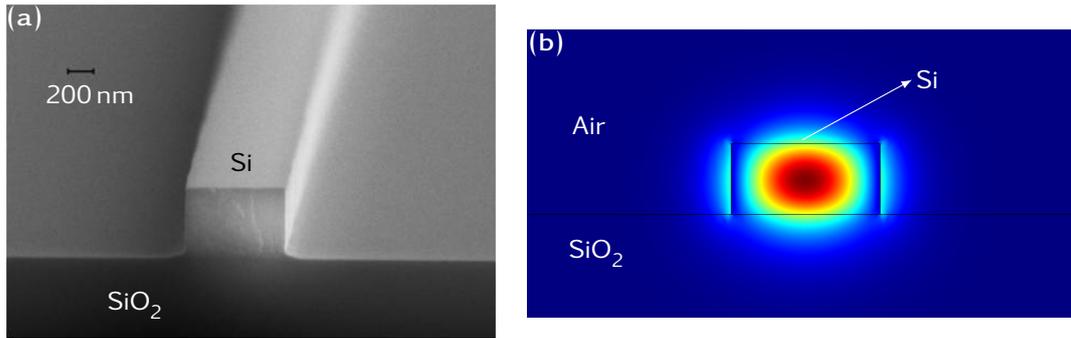


FIGURE 4.6 – (a) Image obtenue par Microscopie à Balayage Électronique (MEB) d’un guide d’onde ruban en SOI ($e = 340$ nm, $w = 500$ nm). (b) Exemple d’une simulation COMSOL du premier mode TE se propageant dans un guide d’onde à section rectangulaire 340×500 nm². Le calcul FEM est réalisé en deux dimensions dans le plan de coupe perpendiculaire à la direction de propagation du mode optique. La distribution du champ électrique E_x est représentée.

Figure 4.6(b) montre ainsi une simulation numérique que j’ai obtenue de la propagation d’un mode fondamental dans un guide d’onde ruban, obtenue grâce au logiciel de simulations numériques basé sur la méthode des éléments finis, COMSOL Physics. La méthode consiste à rentrer une certaine géométrie et un indice de matériau dans le programme, et COMSOL nous retourne le nombre de modes propagatifs, leurs indices effectifs, éventuellement leurs pertes et la répartition des champs électriques et magnétiques.

Nous avons accès à l’indice des matériaux pour différentes longueurs d’onde grâce à des mesures ellipsométriques effectuées au CEA, que nous pouvons inclure dans COMSOL afin de déterminer la variation d’indice effectif des modes avec la longueur d’onde, et d’en déduire la dispersion de vitesse de groupe (GVD). Cette donnée qui est représentée sur la figure 4.7 permet d’identifier les valeurs des paramètres géométriques (principalement la largeur du guide et la profondeur de gravure) permettant de changer de régime de dispersion. En effet, travailler dans le régime de dispersion anormale permet d’augmenter considérablement les effets non-linéaires souhaités, et en particulier le mélange à quatre ondes filtrant, mais également d’obtenir un élargissement spectral important avec la génération de nouvelle fréquence, voire un continuum. Le calcul de la GVD permet également de déterminer les accords de phase potentiels et les zéros de dispersion.

Les figures 4.7 (a,b et c) montrent qu’un guide en verre de chalcogénures (GeSeSb) totalement gravé d’une épaisseur de $e = 480$ nm avec des largeurs de 0,8, 1 et 1,2 μ m permet un fonctionnement en régime de dispersion anormale. Notons néanmoins que plus le guide est large plus le minimum de dispersion se rapproche de zéro. D’un autre côté, pour un guide d’une largeur de 1 μ m mais partiellement gravé à $e = 300$ nm, le régime devient à dispersion normale (voir figure 4.7(d)). Ce régime de fonctionnement

est cependant moins intéressant dans le cadre de l'intégration d'un composant nano-photonique comme élément de verrouillage de modes dans un laser à fibre optique pour la génération d'impulsions ultra-courtes ; nous nous sommes donc concentrés sur les guides gravés entièrement, pour pouvoir rester dans des régimes de dispersion anormales à $2\ \mu\text{m}$.

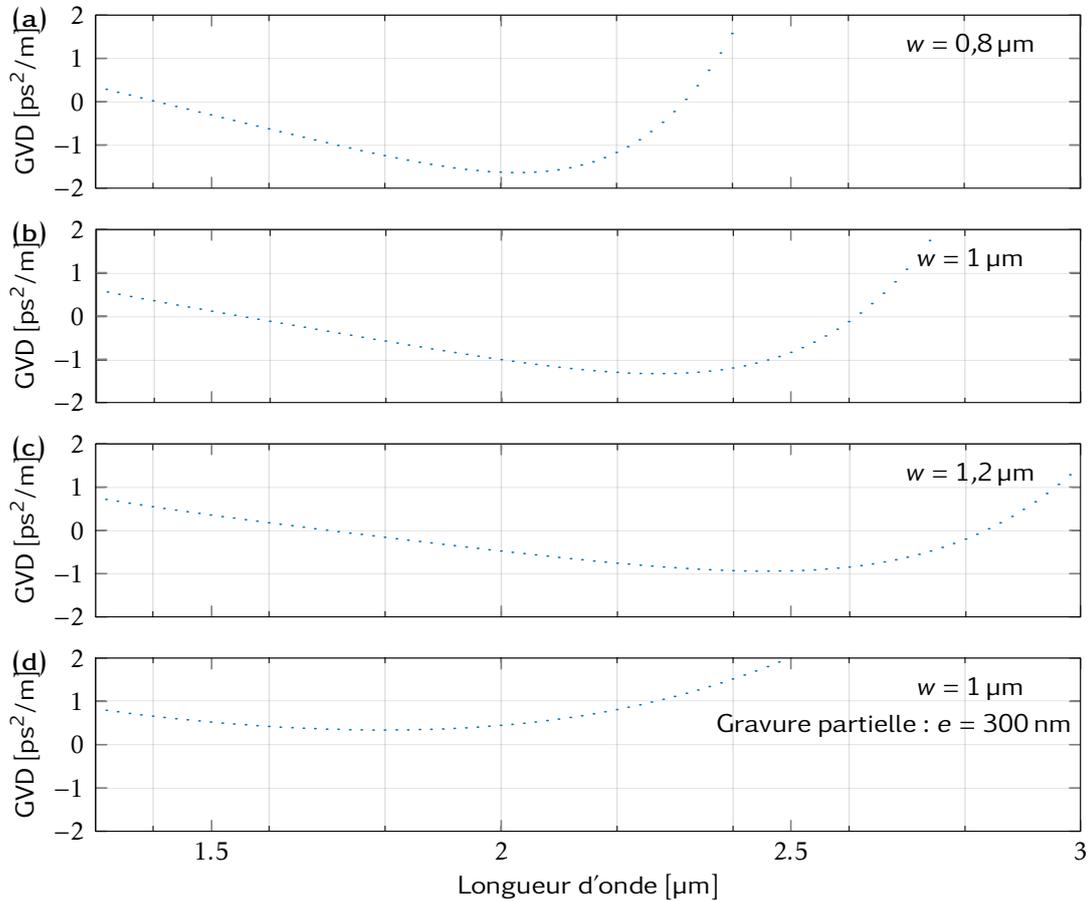


FIGURE 4.7 – Calculs de la dispersion de vitesse de groupe GVD autour de la longueur d'onde $2\ \mu\text{m}$ en fonction de l'épaisseur e et la largeur w d'un guide d'onde ruban en verre de chalcogénure (GeS_2) sur une couche de SiO_2 d'épaisseur $3\ \mu\text{m}$. (a,b,c) Gravure totale de la couche de chalcogénure ($e = 480\ \text{nm}$) et (d) gravure partielle ($e = 300\ \text{nm}$).

4.3.3 Réseaux coupleurs

Le manque de sources lumineuses intégrées sur puce optimales pour coupler la lumière dans un guide d'onde nous oblige à utiliser une source externe, celle-ci étant couplée à l'échantillon via une fibre optique. Coupler la lumière d'une fibre à un guide ou inversement n'est pas une opération facile, d'une part, en raison de l'adaptation de modes entre la fibre et le guide qui n'est pas parfaite : la taille du mode dans une

fibres est d'environ $65 \mu\text{m}^2$ tandis qu'un mode dans une guide ruban a une taille d'environ $0,25 \mu\text{m}^2$, et d'autre part, en raison des indices effectifs qui ne sont pas les mêmes pour la fibre et le guide, engendrant des réflexions partielles aux interfaces. Cependant, il existe différentes solutions pour réaliser ce couplage [236], telles que : les guides d'ondes coniques, les guides d'ondes à conicité inverse avec une gaine à faible indice, les guides d'ondes suspendus, les guides d'onde incurvés verticalement, le couplage par champ évanescent, le *butt-coupling* [237], les réseaux de diffraction à pas régulier ou encore les réseaux de diffraction apodisés.

Nous avons choisi dans le cadre de cette thèse de travailler avec les réseaux de diffraction à pas régulier [238], qui sont basés sur l'utilisation de la diffraction pour dévier la lumière dans la direction du guide. Nous avons opté pour cette méthode parce qu'elle est facile d'utilisation : les alignements sont facilement réalisables, le couplage se fait par dessus les réseaux et la fibre ne nécessite pas un clivage délicat. De plus, cette méthode permet des couplages corrects allant jusqu'à 3 dB. Malgré la grande différence de taille entre le cœur de la fibre monomode (diamètre autour de $9 \mu\text{m}$) et le guide d'onde (quelques centaines de nanomètres), cette méthode de couplage reste à ce jour la plus efficace.

Un réseau de diffraction ou réseau coupleur est une succession de tranchées perpendiculaires à la direction de propagation de la lumière dans le guide d'onde, comme le montre la figure 4.8(a). Typiquement, cette structure n'a que quelques périodes, de telle manière que la lumière incidente qui est diffractée par le réseau soit couplée dans le guide d'onde, et non renvoyée en arrière [239]. Dans ce cas, la lumière sera guidée le long du guide d'onde ou tout autre composant de couplage additionnel. En général, la hauteur du réseau est identique à celle du guide, le but étant d'éviter des étapes technologiques supplémentaires durant la fabrication. Nous pouvons voir sur la figure 4.8(b) une simulation COMSOL en 2D que j'ai faite de ce réseau de diffraction. Ce calcul permet de reproduire numériquement ce phénomène de diffraction et de propagation de la lumière afin de l'optimiser pour avoir le maximum de transmission possible [240, 241].

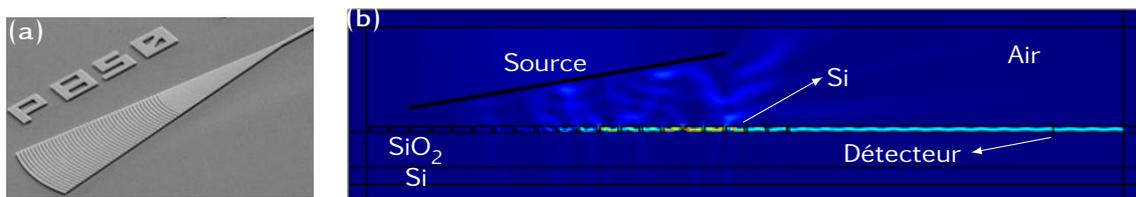


FIGURE 4.8 – (a) Image au microscope électronique à balayage d'un réseau de diffraction en SOI. (b) Simulation COMSOL de la répartition de l'intensité lumineuse lors de l'injection de la lumière à $2 \mu\text{m}$ dans un guide d'onde SOI via un réseau de diffraction. La lumière provenant d'une source lumineuse avec un angle d'incidence de 10° est couplée au guide d'onde grâce à un réseau coupleur optimisé. Le taux d'injection est déterminé en faisant le rapport des puissances au niveau du détecteur et de la source.

4 Composants nano-photoniques

La direction de la source de lumière est réglée à 10° pour correspondre à notre dispositif expérimental. Deux variables géométriques principales peuvent être modifiées afin d'optimiser le réseau : la période a des motifs du réseau et le facteur de remplissage f , en d'autres termes, la largeur et l'espacement des tranchées. Les dimensions typiques du pas a attendues peuvent s'évaluer analytiquement et sont de l'ordre de $a = \frac{\lambda}{n_{eff}}$, où n_{eff} est l'indice effectif du réseau [242]. Cependant, une simulation numérique est absolument nécessaire pour évaluer l'efficacité du couplage. À partir des simulations COMSOL que j'ai faites, nous pouvons extraire le rapport entre la puissance lumineuse de l'onde se propageant dans le guide d'onde et celle émise par la source de lumière. Nous pouvons alors tracer l'évolution de la transmission du réseau coupleur en fonction du pas de réseau et du facteur de remplissage ; cette cartographie est représentée sur la figure 4.9. Ce calcul nous permet de déterminer les paramètres géométriques optimaux des structures optiques permettant de maximiser le couplage de la lumière. Dans le cas exposé dans cette partie où nous présentons la simulation numérique d'un réseau coupleur en SOI composé de 340 nm de Si sur une couche de $2\ \mu\text{m}$ d'épaisseur de SiO_2 à la longueur d'onde $2\ \mu\text{m}$, nous obtenons un maximum de transmission de 0,401 qui correspond à un pas de répétition de $a = 0,88\ \mu\text{m}$ et un facteur de remplissage de $f = 0.78$.

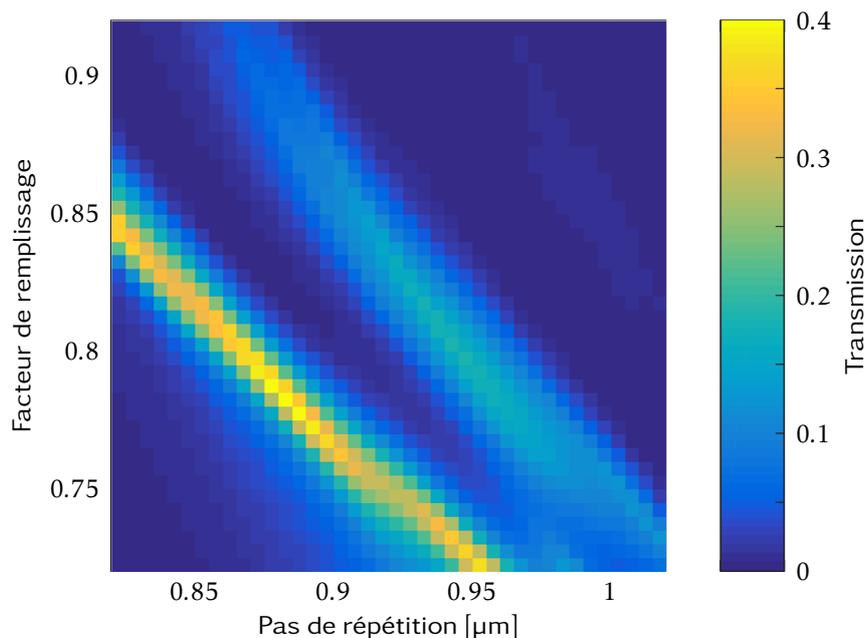


FIGURE 4.9 – Transmission d'un réseau coupleur en SOI composé de 340 nm de Si sur une couche de $2\ \mu\text{m}$ d'épaisseur de SiO_2 à la longueur d'onde $2\ \mu\text{m}$. Le maximum de transmission est de 40% et est obtenu pour une période de $a = 0,88\ \mu\text{m}$ et un facteur de remplissage de $f = 0.78$.

L'épaisseur du film, la profondeur de gravure et l'épaisseur de la couche de silice sont autant de paramètres qui peuvent également jouer sur la transmission, mais que

nous n'avons pas cherché à optimiser dans un premier temps, les efficacités de transmission simulées étant a priori suffisantes pour nos expériences. L'indice du matériau est également un autre paramètre de l'efficacité de ces réseaux, et un jeu de simulations est nécessaire pour chacun d'entre eux.

Le couplage fibre-guide d'onde via un réseau de diffraction permet de coupler la lumière de manière symétrique, c'est-à-dire de la fibre vers le guide et du guide vers la fibre. Comme nous pouvons le voir sur la figure 4.10, les fibres d'entrée et de sortie sont légèrement inclinées. L'angle d'inclinaison étant de 10° , cette configuration permet de s'affranchir de la diffraction de l'ordre -1 qui réfléchit le champ électromagnétique dans la direction opposée à la direction de propagation souhaitée [242].

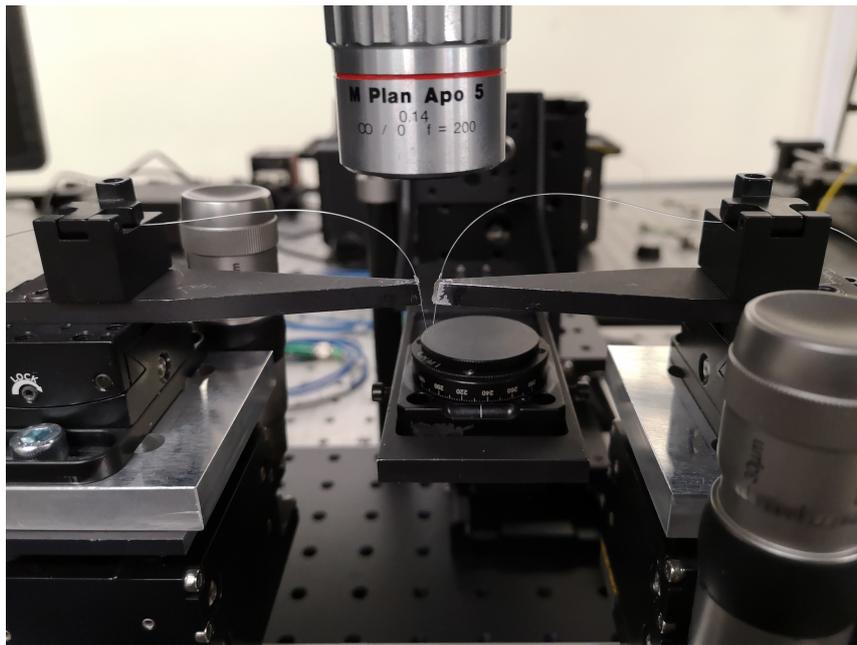


FIGURE 4.10 – Photographie du banc optique de couplage d'une fibre optique à un guide d'onde via un réseau de diffraction. À gauche, nous pouvons voir le système d'injection avec la fibre d'entrée, et à droite le système de collection avec la fibre de sortie. En dessous des deux fibres est placé le porte-échantillon. Par ailleurs, un objectif, relié à une caméra et une lampe, est placé au dessus de l'échantillon, permet de visualiser à sur un écran les différents motifs gravés sur l'échantillon. Un pré-alignment manuel des fibres optiques sur les réseaux de diffraction peut alors être effectué. Ensuite, les vis micrométriques des platines à gauche et à droite permettent un réglage plus fin des positions des fibres.

4.3.4 Micro-résonateurs

L'objectif de notre projet est de générer des impulsions ultra-courtes à des taux de répétition très élevés dans un laser à fibre à verrouillage de modes en utilisant le mélange à quatre ondes (FWM). Nous allons alors utiliser un micro-résonateur pour

atteindre des taux de répétition de l'ordre de 50 GHz. Afin de plus confiner le signal et augmenter les non-linéarités, nous travaillons à l'échelle de la nano-photonique.

La figure 4.11(a) montre un exemple de résonateur nano-photonique dont j'ai fait le design. il est composé d'un guide d'onde monomode enroulé sur lui-même, formant ainsi la cavité. Cette micro-cavité fait partie de la famille des « résonateurs à modes de galeries » [243]. Un mode de galerie est ainsi une onde qui se propage dans le résonateur par réflexions totales internes multiples. Au bout d'un tour complet, cette onde va interférer avec elle même conduisant à des effets de résonance. La particularité de ce résonateur en anneau, par rapport aux autres résonateurs à modes de galerie, est qu'il permet la résonance d'un seul mode spatial dans la cavité, pourvu que le guide ruban qui le compose soit monomode. [244]. La figure 4.11(b) montre une image MEB d'une telle micro-structure. Nous pouvons également repérer deux guides droits de chaque côté du résonateur qui vont permettre, d'un côté, de coupler une partie de la lumière dans le résonateur et, d'un autre côté, d'extraire une partie du signal.

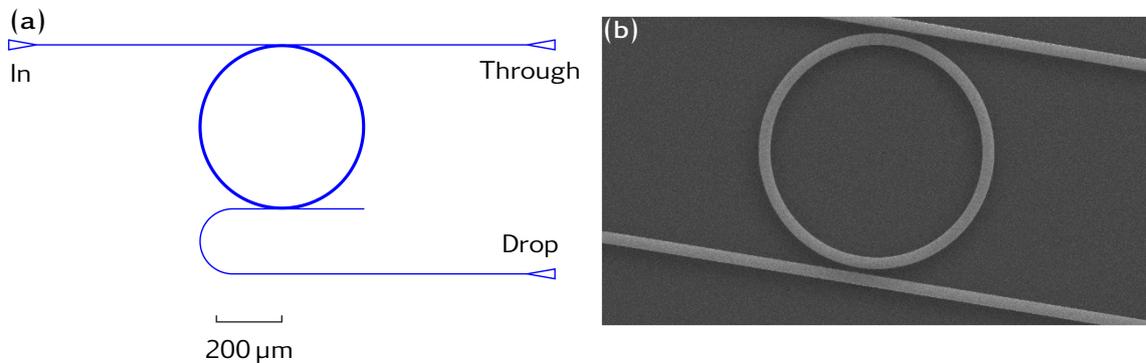


FIGURE 4.11 – (a) Design d'un microring composé de guides rubans et montrant les différents ports de couplage *In*, *Through* et *Drop*. (b) Image obtenue par Microscopie à Balayage Électronique (MEB) du microring composé de guides d'onde en SOI. Ces dimensions sont : $R = 10 \mu\text{m}$, $e = 340 \text{ nm}$, $w = 1,2 \mu\text{m}$ et $g = 0,5 \mu\text{m}$, R et g étant respectivement le rayon du résonateur et le gap entre le résonateur et le guide d'onde.

Afin d'obtenir une résonance dans une micro-cavité sur puce, il faut avoir des interférences constructives à l'intérieur du résonateur. Pour cela, il faut que la longueur de la cavité soit égale à un nombre entier de longueurs d'onde dans le milieu. Nous pouvons en déduire que ce ne sont pas toutes les longueurs d'onde qui peuvent résonner dans le microring. Les longueurs d'onde résonantes peuvent être déterminées par la relation :

$$\lambda_l = \frac{2\pi R}{nl}, \quad (4.1)$$

où λ_l est la longueur d'onde de résonance considérée, R le rayon du résonateur, n l'indice effectif du mode et l un nombre entier [245]. En se référant à la figure 4.11(a), la lumière est alors injectée via le réseau du port *In*, les longueurs d'onde résonantes vont

être couplées dans le résonateur puis analysées et mesurées via le port *Drop*, alors que celles qui ne résonnent pas vont être transmises le long du guide supérieur jusqu'au port *Through*. Les fréquences de résonance permises par le microring vont être espacées d'un intervalle régulier qui est l'Intervalle Spectral Libre (ISL) et qui est donné, dans ce cas, par la formule :

$$\text{ISL} = f_{l+1} - f_l = \frac{c}{2\pi Rn}, \quad (4.2)$$

qui est donc directement relié à la taille du résonateur.

Durant sa propagation dans le résonateur l'onde résonante subit des pertes. Celles-ci peuvent être intrinsèques au matériau (diffusion de volume), au procédé de fabrication (rugosité des flancs de gravure), voire à des pertes non-linéaires dues à la TPA. Elles peuvent également être liées aux propriétés géométrique du guide, telles que le rayon de courbure du résonateur ou l'efficacité d'injection et de couplage de la lumière entre les guides d'entrée ou de sortie avec le guide du résonateur. Ces pertes impliquent que l'onde résonante a un temps de propagation à l'intérieur de la cavité fini, que l'on appelle temps de vie des photons le résonateur, noté τ_{ph} [246].

A partir du temps de résonance τ_{ph} , nous pouvons remonter à deux paramètres très importants dans la caractérisation des micro-structures sur puce : le facteur de qualité Q et la finesse F , qui sont donnés par la formule :

$$Q = \omega_l \tau_{ph} = \frac{\omega_l}{\delta\omega} = \frac{\omega_l F}{\text{ISL}} \quad (4.3)$$

où ω_l et $\delta\omega$ sont respectivement la fréquence centrale et la largeur à mi-hauteur d'une résonance. Par conséquent, plus les pertes seront faibles, plus le temps de résonance τ_{ph} , la finesse F et le facteur de qualité Q seront élevés, et plus la largeur à mi-hauteur $\delta\omega$ sera alors faible. Aux longueurs d'onde télécom, un facteur de qualité supérieur à 10^3 est qualifié d'élevé alors que celui qui est supérieur à 10^8 est dit très élevé. L'intérêt d'avoir des facteurs de qualité très élevés et donc des résonances spectrales très fines est de permettre un filtrage très sélectif des signaux optiques. De plus, le temps de résonance très long conduit à une accumulation du champ électromagnétique dans le résonateur, engendrant une très forte interaction lumière-matière, et par conséquent la génération d'effets non-linéaires très importants [247]. Par ailleurs, un fort confinement de la lumière dans le résonateur associé à un facteur de qualité très élevé permet de réduire le seuil de la puissance de pompe pour la génération des effets non-linéaires souhaités, un ordre de grandeur pratique souhaité pour le seuil étant typiquement de l'ordre du milliwatt [248, 235].

Nous avons caractérisé des résonateurs SiN à la longueur d'onde 1550 nm au laboratoire, et nous avons obtenu des facteurs de qualité de l'ordre de 10^6 , ce qui est suffisant pour la manifestation des effets non-linéaires souhaités. Notre objectif est alors d'obtenir des facteur de qualité du même ordre de grandeur autour de $2\ \mu\text{m}$. N'ayant pas à disposition des sources lumineuses pour caractériser les composants nano-photoniques autour de cette longueur d'onde, nous nous sommes intéressés à la

fabrication de telles sources. Je vais présenter dans la section suivante deux sources laser que j'ai développées dans le cadre des travaux entrepris durant cette thèse.

4.4 Les sources lasers pour la caractérisation des composants à 2 μm

Afin de caractériser les composants nano-photoniques à 2 μm , il nous a fallu mettre en place un laser de caractérisation fonctionnant à cette longueur d'onde. Il a fallu étudier le laser adéquat pour faire la caractérisation, acheter les composants nécessaires pour le fabriquer et, une fois mis en place, comprendre son fonctionnement et essayer de l'optimiser pour en tirer le meilleur profit. J'ai alors développé deux sources laser pour caractériser ces composants, et que je vais détailler dans cette section.

4.4.1 Laser continu (CW) accordable autour de 2 μm

La première source que j'ai développée pour caractériser les composants nano-photoniques est un laser continu (CW : *Continuous Wave*) accordable. Ce genre de source utilise généralement un retour sélectif en fréquence pour obtenir une largeur de raie étroite et une accordabilité sur une large bande. Elle est basée sur l'emploi d'un réseau de diffraction qui va agir comme un filtre spectral et va permettre de sélectionner une longueur d'onde voulue. Cette rétroaction sélective en fréquence obtenue via des réseaux de diffraction s'effectue généralement par les deux architectures classiques de Littrow [249, 250, 251] et Littman-Metcalf [252, 253].

La configuration Littman-Metcalf utilise un réseau à incidence quasi-rasante, le faisceau diffracté du premier ordre étant tout d'abord envoyé sur un miroir réglable avant d'être réfléchi vers le réseau et ensuite le reste de la cavité. Dans cette disposition, c'est alors l'angle du miroir qui va permettre de sélectionner la longueur d'onde, tandis que le réseau et le faisceau de sortie réfléchi d'ordre zéro restent fixes avec la longueur d'onde [252, 254].

L'agencement Littman-Metcalf est complexe car il nécessite un grand réseau et un miroir additionnel. La configuration Littrow est relativement plus simple, elle consiste dans le plus courant des cas à récupérer directement le faisceau de premier ordre diffracté par le réseau et à le renvoyer directement dans la cavité [249, 251]. Cette disposition permet en outre de réduire le retour des faisceaux d'autres ordres et d'augmenter la puissance de sortie, améliorant ainsi l'efficacité globale du laser à la longueur d'onde souhaitée. Pour toutes ces raisons nous avons opté, pour le développement du laser continu, pour l'utilisation de la configuration Littrow.

Le laser utilisé pour caractériser les guides d'onde est en configuration Fabry-Pérot (voir figure 4.12) : un côté est composé d'un coupleur 50/50 bouclé sur lui-même afin de former un miroir de Sagnac, de l'autre côté un couple collimateur-réseau est utilisé pour réaliser la configuration Littrow et récupérer l'ordre « 1 » en réflexion. Les 3 mètres de

fibres dopées au thulium, qui constituent le milieu à gain, sont pompés à environ 500 mW par un laser erbium via un multiplexeur (WDM). Un contrôleur de polarisation (PC) est inclus dans la boucle pour contrôler la polarisation afin de maximiser l'interférence en sortie de coupleur. Le miroir de Sagnac n'étant pas parfait une partie du signal peut être extraite de la sortie du coupleur quasi 50/50, puis analysée dans le but d'enregistrer les spectres d'émission à différentes longueurs d'onde.

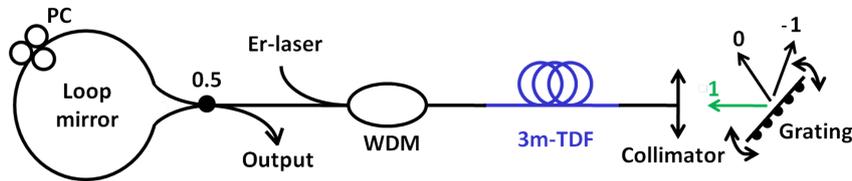


FIGURE 4.12 – Schéma expérimental du laser accordable fait maison qui est basé sur la configuration Littrow et utilisé pour la caractérisation des guides d'onde à 2 μm .

En allumant la pompe une émission laser à faible largeur spectrale (quasi-CW) est obtenue. Sa longueur d'onde centrale peut être réglée en modifiant continuellement l'angle du réseau. On couvre alors une plage spectrale d'émission du laser de 270 nm, allant de 1780 nm à 2050 nm, comme le montrent les spectres de la figure 4.13. Après examen attentif des spectres émis et des traces à l'oscilloscope, le laser fonctionne en régime multi-modes, avec quelques modes émettant simultanément et dont la largeur de raie typique est d'environ 0,2 nm. Ce régime est moins intéressant pour la caractérisation qu'une émission monomode continue, nettement plus délicate à obtenir, mais suffit néanmoins amplement pour nos études de composants nano-photoniques. La puissance de sortie obtenue avec ce laser est d'environ 40 mW.

4.4.2 Source à émission spontanée amplifiée (ASE) autour de 2 μm

La deuxième source que j'ai développée est une source à émission spontanée amplifiée (ASE). L'intérêt d'une source ASE est, d'une part, sa large enveloppe spectrale de pratiquement 200 nm pour le thulium qui est grande comparée aux 60 nm de l'erbium, et d'autre part, la forme de l'enveloppe qui est nettement plus plate que pour l'erbium. Un tel spectre large nous permet d'obtenir la transmission des réseaux et du guide d'onde à toutes les longueurs d'onde en une seule mesure. L'architecture de la source ASE est représentée sur la figure 4.14 et est composée de deux fibres dopées thulium. Ces dernières de longueurs 3 et 2 m sont pompées avec un laser erbium à 1565 nm via deux multiplexeurs (WDM). Le signal de sortie est récupéré sur le port d'un des deux WDM pour enregistrer sa large enveloppe spectrale d'environ 200 nm, représentée sur la figure 4.15. Cette source de lumière à 2 μm ne fonctionne pas dans un régime laser, elle n'est donc pas optimisée et est nettement moins efficace, ce pour quoi nous obtenons des puissances de sortie relativement faibles, de l'ordre de 500 μW .

Une fois les sources de caractérisation à la longueur d'onde 2 μm réalisées, nous avons pu caractériser les échantillons que nous avons à disposition. Nous allons pré-

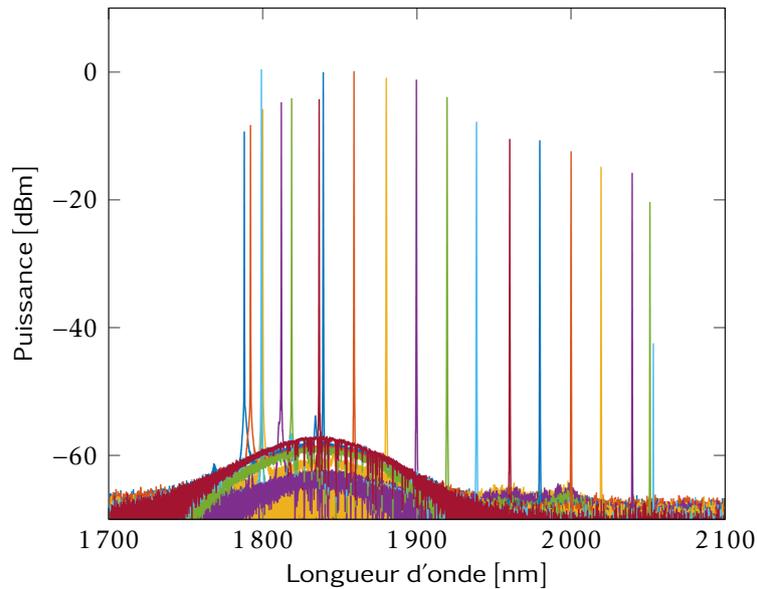


FIGURE 4.13 – Spectres d'émission du laser accordable autour de 2 µm. La longueur d'onde centrale du laser peut être réglée dans une fenêtre spectrale large de 270 nm entre 1780 nm et 2050 nm.

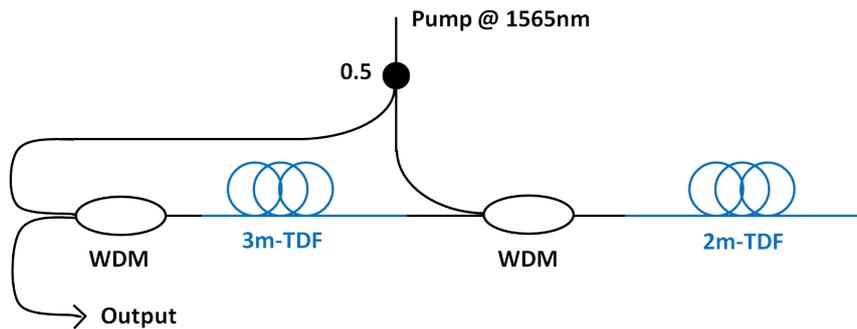


FIGURE 4.14 – Schéma expérimental de la source à émission spontanée amplifiée (ASE) faite maison et utilisée pour la caractérisation des guides d'onde à 2 µm.

senter dans la section suivante les résultats expérimentaux obtenus sur des microstructures de SOI et SiN.

4.5 Caractérisation des composants

4.5.1 Caractérisation des pertes

La lumière qui se propage dans un guide d'onde subit des pertes qui peuvent être dues à la rugosité des flans de gravure, mais aussi à la fuite d'une partie de cette lumière dans le substrat [255], ou encore à l'absorption intrinsèque du matériau utilisé.

4 Composants nano-photoniques

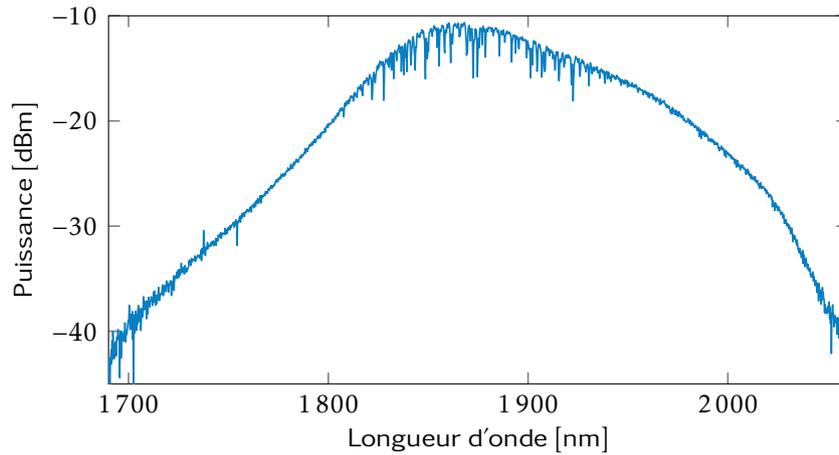


FIGURE 4.15 – Enveloppe spectrale de la source à émission spontanée amplifiée (ASE).

Afin de mesurer ces pertes nous avons commencé par caractériser un échantillon SOI fabriqué à MIMENTO, dans le cadre de test des procédés de gravure disponibles dans cette salle de fabrication autour de $1,55\ \mu\text{m}$. L'échantillon est composé de plusieurs guides droits (voir figure 4.16). A cette longueur d'onde les mesures sont plus facilement réalisables, d'autant plus que nous n'avions pas encore de sources lumineuses à $2\ \mu\text{m}$. Nous avons alors utilisé une source laser à fibre accordable de modèle Tunicis T100S-HP pour injecter la lumière via une fibre optique autour de la longueur d'onde $1550\ \text{nm}$ et à une puissance d'environ $1\ \text{mW}$ dans le guide d'onde. La lumière transmise le long du guide est collectée à la sortie à l'aide d'une fibre optique puis analysée sur une photodiode reliée à un oscilloscope ou sur un puissance-mètre. Cette méthode suppose que les pertes linéiques de propagation et d'injection via les réseaux coupleurs sont identiques pour les deux structures étudiées et que l'alignement des fibres est à chaque fois optimal sur les réseaux. Nous pouvons alors déterminer distinctement les pertes liées au couplage fibre/réseau et les pertes de propagation dans le guide en utilisant la formule suivante :

$$P_{out} = P_{in} \times C^2 \times \exp(-\alpha_0 L) \quad (4.4)$$

où P_{in} et P_{out} sont respectivement les puissances d'entrée et de sortie du guide, C le terme de couplage entre la fibre optique et le réseau coupleur, α_0 les pertes de propagation et L la longueur de propagation.



FIGURE 4.16 – Illustration de trois guides droits de longueurs différentes pour la mesure des pertes de propagation et des pertes des réseaux coupleurs. Les guides mesurent respectivement $1,5\ \text{mm}$, $3\ \text{mm}$ et $6\ \text{mm}$.

La mesure est alors répétée pour les autres guides de longueurs différentes. Nous avons mesuré que la transmission des réseaux était la plus efficace vers les petites longueurs d'onde autour de 1470 nm. Cependant, le spectre de transmission est bruité dans le cas général, avec des franges aléatoires, comme on peut le voir sur la figure 4.17(a). La transmission des réseaux avec guide n'étant pas celle attendue, avec des caractéristiques spectrales surprenantes, nous nous sommes intéressés à la caractérisation des réseaux coupleurs sans guide d'onde. La lumière est alors injectée dans le réseau d'entrée, puis propagée dans la couche mince avant d'être collectée sur le réseau de sortie. La figure 4.17(b) montre le spectre de transmission des réseaux sans guide séparés de $L = 300 \mu\text{m}$. La forme globale du spectre se rapproche de celle d'une gaussienne, avec la présence de franges régulières, correspondant à des résonances Fabry-Pérot entre les réseaux d'entrée et de sortie. Ce résultat nous permet de conclure que les réseaux sans guide transmettent bien. En l'occurrence, les guides et les réseaux fonctionnaient bien, et nous avons finalement trouvé que les faibles taux de transmission obtenus sont principalement dûs à un mauvais alignement entre les réseaux et le guide. Plusieurs échantillons ont été testés, aboutissant à des résultats similaires, où il a été très difficile d'estimer les pertes de propagation.

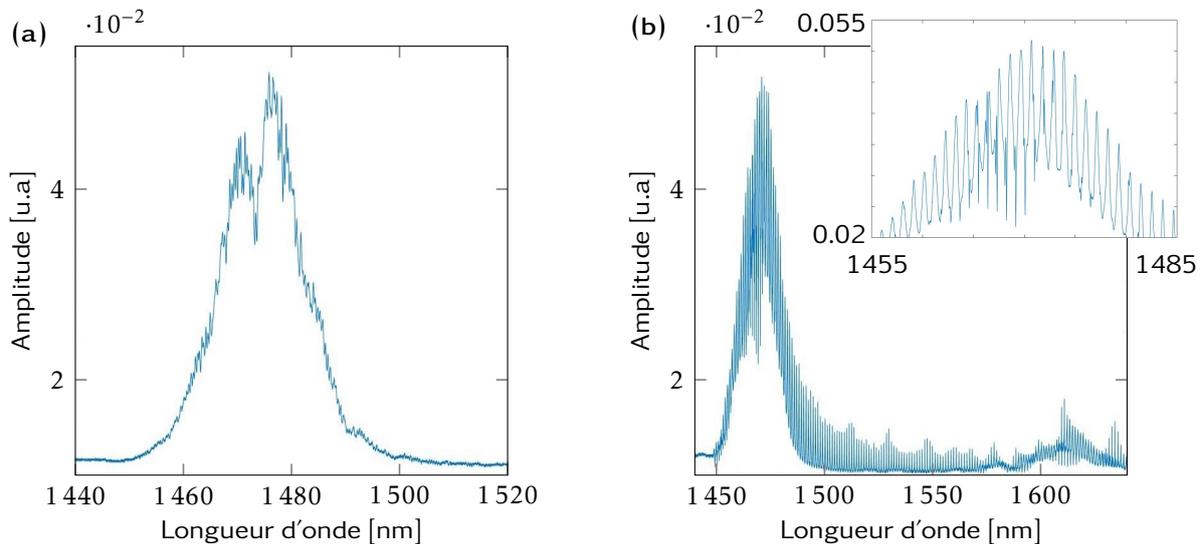


FIGURE 4.17 – (a) Illustration du spectre de transmission des réseaux coupleurs avec guide d'onde ($e = 340 \text{ nm}$, $w = 350 \text{ nm}$ et $L = 500 \mu\text{m}$). La forme globale est plus ou moins une gaussienne, avec la présence de franges aléatoires inattendues. (b) Spectre de transmission des réseaux sans guide d'onde séparés d'une distance $L = 300 \mu\text{m}$ avec un zoom dans l'encart. La forme globale du spectre est une gaussienne, avec la présence de franges plus régulières, correspondant à des résonances Fabry-Pérot entre les réseaux d'entrée et de sortie.

Nous avons alors essayé d'améliorer la géométrie des guides d'onde. Malheureusement, nous n'avons pas réussi à obtenir des échantillons SOI de qualité suffisamment élevée, en raison des limitations de l'installation de nano-fabrication pour la nano-

photonique de MIMENTO (laboratoire FEMTO-ST à Besançon). En effet, les gravures des réseaux et des guides sont faites en deux étapes distinctes, avec des techniques différentes. Dans un premier temps, les réseaux sont gravés par balayage du faisceau d'électrons afin de réaliser des structures de petites tailles mais très précises. Dans un second temps, le guide est gravé de manière plus rapide par mouvement de l'échantillon étant donné que les dimensions sont grandes comparées aux réseaux. Certes, les deux techniques présentent des avantages précieux, par contre l'étape d'alignement entre les réseaux et le guide est cruciale et extrêmement sensible, et n'a pas été calibrée à MIMENTO.

N'ayant pas obtenu des résultats positifs avec les échantillons SOI, nous sommes tournés vers un autre candidat qui est le SiN, pour lequel nous avons plus d'expérience dans le cadre d'une collaboration avec Jean-Baptiste JAGER au CEA LETI. J'ai alors conçu de nouveaux échantillons comportant des guides droits, des spirales (qui sont en fait des guides longs enroulés sur eux mêmes afin de limiter l'empreinte sur les échantillons) et des résonateurs. Ces échantillons présentent une complexité supplémentaire étant donné que nous voulons travailler dans un régime de dispersion anormale. Deux étapes de gravure sont alors nécessaires : une première pour graver totalement les guides à 690 nm, ce qui permet d'accorder la dispersion afin d'obtenir une dispersion anormale, et une deuxième pour graver des réseaux coupleurs efficaces, qui d'après nos simulations, nécessitent une gravure partielle sur 400 nm de profondeur seulement. Ceci implique des étapes supplémentaires lors de la fabrication, à savoir deux étapes de lithographie au lieu d'une. Avec cette conception nous avons réussi à obtenir 35% de transmission pour les réseaux coupleurs. Nous avons ainsi pu avoir un certain nombre d'échantillons SiN qui ont été fabriqués au laboratoire CEA à Grenoble. Je vais présenter dans ce qui va suivre la caractérisation de deux échantillons nommés COSI 17-16 et PTA 19-21.

Concernant l'échantillon COSI 17-16, trois groupes de guides d'onde ont été caractérisés. La différence entre les groupes est la période P des réseaux coupleurs, à savoir, respectivement, 1310, 1280 et 1250 nm pour le même facteur de remplissage de $f = 0,36$. Dans chaque groupe, il y a 3 guides droits de 1,5 mm de longueur et de largeurs w différentes : 1,5 μm , 2 μm et 2,5 μm , et une spirale de longueur 26 mm et de largeur 2 μm (voir la figure 4.18).

Cet échantillon test a été caractérisé en utilisant le laser accordable autour de 2 μm (voir la figure 4.12), délivrant une puissance maximale de 40 mW. La première observation que nous avons pu faire des mesures de puissance de sortie est que le maximum de transmission est obtenu autour de la longueur d'onde 1865 nm pour le guide 3 du groupe 1 ($w = 2,5 \mu\text{m}$ et $P = 1310 \text{ nm}$). Cependant, la largeur de guide $w = 2,5 \mu\text{m}$ ne permet pas d'obtenir une grande transmission avec les guides des autres groupes. Ce sont, en effet, les guides droits de largeur 2 μm pour chaque groupe, qui correspondent aux dimensions optimales pour un maximum de transmission. Les spectres correspondants sont représentés sur la figure 4.19(a) et sont comparés au spectre de sortie de la source laser de caractérisation, appelé « Reference ». De plus, à partir de ces mesures nous pouvons tracer le graphe de la figure 4.19(b) des fonctions de transfert des mêmes

4 Composants nano-photoniques

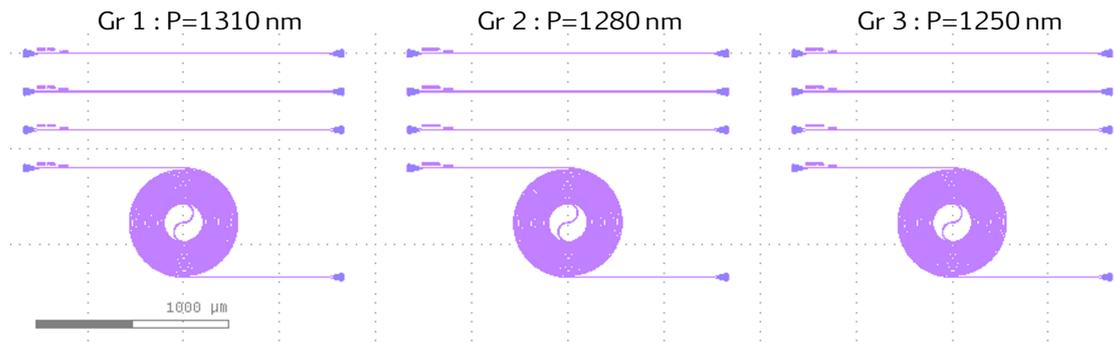


FIGURE 4.18 – Les différents groupes de guides d’onde de l’échantillon COSI 17-16 caractérisés. La différence entre les groupes est la période P des réseaux coupleurs, à savoir, de gauche à droite, 1310, 1280 et 1250 nm. Le facteur de remplissage $f = 0,36$ reste le même pour les trois groupes.

guides d’onde droits de largeur $2\ \mu\text{m}$. Ces résultats montrent une assez bonne transmission entre 1800 et 1900 nm, avec une valeur de $-10\ \text{dB}$ qui est suffisante pour la caractérisation de nos échantillons.

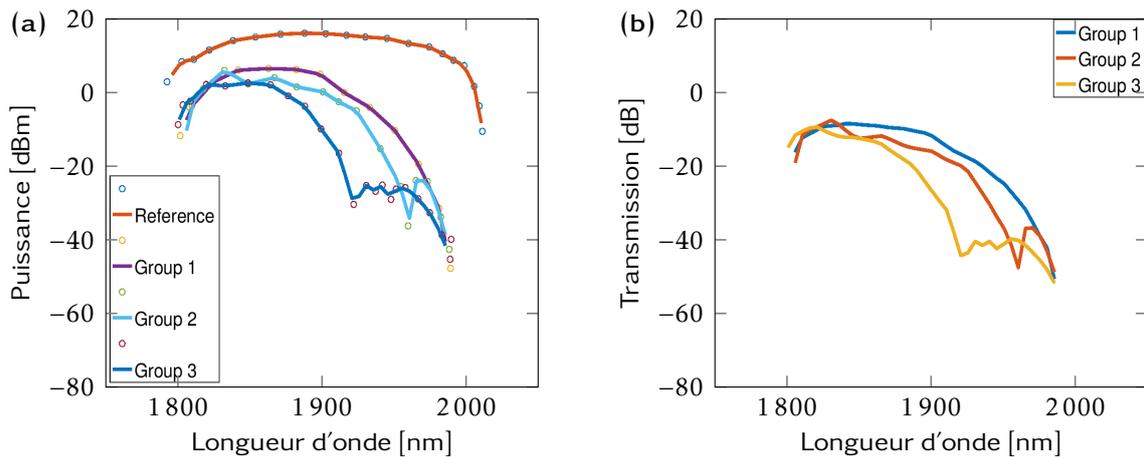


FIGURE 4.19 – (a) Enveloppes spectrales de la référence et des transmissions des guides d’ondes droits de largeur $2\ \mu\text{m}$ des différents groupes 1, 2 et 3. (b) Fonctions de transfert des guides de longueur 1,5 mm et de largeur $2\ \mu\text{m}$.

Afin de déterminer les pertes de couplage et de propagation, un certain nombre de guides d’onde d’une même largeur mais de différentes longueurs est requis. Or, nous n’avons que deux guides d’une largeur $2\ \mu\text{m}$: le guide droit et la spirale de longueurs respectives 1,5 mm et 26 mm. Néanmoins, la comparaison des transmissions des deux guides d’onde nous a permis d’estimer les pertes de propagation à environ $0,7\ \text{dB/cm}$. Ce résultat est très encourageant et va nous permettre d’améliorer les designs des guides d’onde futurs.

L’étape suivante a été d’avoir une meilleure estimation des pertes. Nous avons

alors fait fabriquer un autre échantillon, le PTA 19-21. Ce dernier est constitué de plusieurs guides d'ondes droits de longueurs 1,5 mm, 3 mm et 6 mm et de spirales de longueurs 16,4 mm, 26,2 mm et 42,6 mm. Les différents guides d'onde forment 5 groupes en accord avec leurs largeurs qui sont : 1,2 μm , 2 μm , 2,5 μm , 3 μm et 4 μm . Le point commun entre tous les guides est la géométrie des réseaux coupleurs qui ont une période $P = 1310 \text{ nm}$ et un facteur de remplissage $f = 0,36$.

De la même manière que pour l'échantillon COSI 17-16, j'ai utilisé le laser accordable pour caractériser l'échantillon PTA 19-21. Les différents guides présentaient une bonne transmission et leurs spectres étaient centrés à la longueur d'onde 1915 nm. La figure 4.20 montre l'évolution des pertes en fonction des longueurs des guides d'onde pour les différentes largeurs de guides. Notons que les spirales de largeur $w = 2 \mu\text{m}$ ne transmettent pas à cause d'un problème de fabrication, les guides étaient coupés. Ainsi, j'ai caractérisé les autres guides et les pertes mesurées sont de :

- Les pertes de couplage : 6 dB par coupleur.
- Les pertes linéiques ou de propagation : 0,9 dB/cm.

Les plus faibles pertes ont été obtenues pour les guides d'onde de largeurs 3 et 4 μm . Ces valeurs sont des résultats très satisfaisants et encourageants pour les travaux à venir, à savoir caractériser les résonateurs.

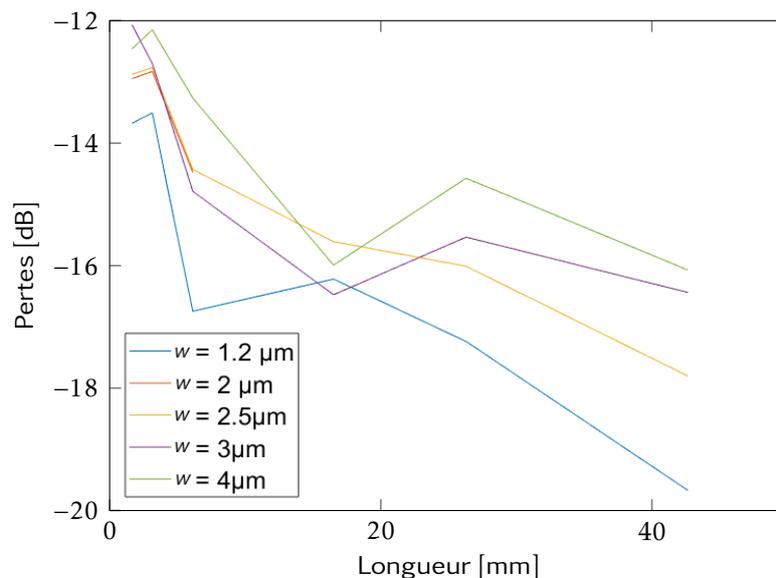


FIGURE 4.20 – Pertes en fonction des longueurs des guides droits et spirales pour différentes largeurs des guides d'onde.

L'échantillon PTA 17-21 comportait également quelques résonateurs à modes de galeries (réseau coupleur $P = 1310 \text{ nm}$, $f = 0,36$ et rayon $R = 250 \mu\text{m}$). Le gap entre les résonateurs et les guides varient entre 0,5 μm et 1,5 μm . Afin de caractériser ces résonateurs, j'ai utilisé la source à émission spontanée amplifiée ASE (voir la figure 4.14) délivrant une puissance de sortie d'environ 500 μW . L'intérêt d'une source ASE est

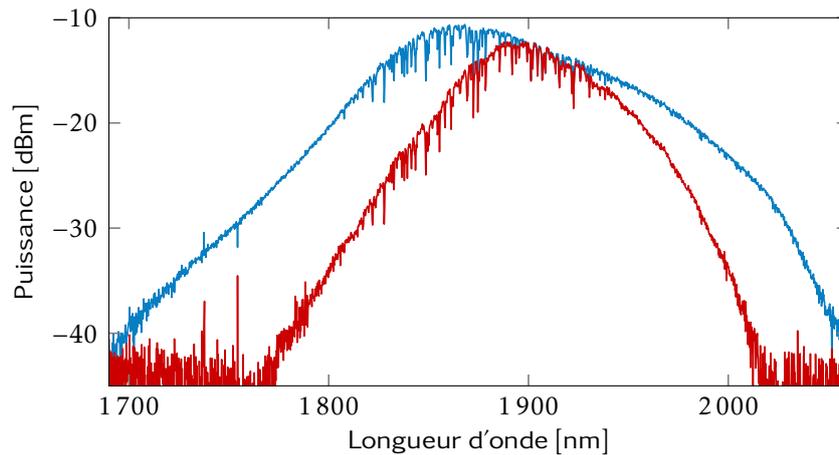


FIGURE 4.21 – Comparaison entre l’enveloppe spectrale de la source à émission spontanée amplifiée (bleu) et le spectre obtenu après propagation dans un guide d’onde droit d’une longueur de 1,5 mm.

sa large enveloppe spectrale (courbe bleue de la figure 4.21) qui, contrairement au laser accordable, permet d’obtenir la transmission des réseaux et du guide d’onde à toutes les longueurs d’onde en une seule mesure. Dans un premier temps, j’ai caractérisé un guide droit de 1,5 mm de long. La courbe rouge de la figure 4.21 montre le spectre transmis via les deux réseaux d’accès et le guide d’onde. On remarque que la bande passante des réseaux est assez large, proche de 50 nm à -3 dB, ce qui est suffisant pour notre application laser.

Au moment de caractériser les résonateurs, les résultats attendus n’étaient pas aussi satisfaisants. En effet, on n’avions pas assez de signal en sortie du port *Drop* pour estimer les taux de transmission des résonateurs. Par conséquent, les facteurs de qualité n’ont pas pu être mesurés. Nous avons supposé que le problème pouvait venir du couplage entre les guides et les résonateurs qui ne serait pas optimal à cause des gaps aux dimensions non-adaptées. De plus, nos méthodes de caractérisation restent à ce stade assez rudimentaires, avec une ASE peu puissante et un laser accordable pas assez fin spectralement pour mesurer des facteurs de qualité. L’achat de plusieurs sources à $2\ \mu\text{m}$ plus à même de répondre à nos interrogations a été planifié à cette occasion, mais elles ne sont pas arrivées avant la fin de ma thèse. Nous avons alors malgré tout cherché à améliorer les structures en réalisant de nouveaux designs qui ont été envoyés pour la fabrication. Malheureusement, nos collaborateurs au CEA Grenoble ont rencontré des problèmes avec la plateforme de nano-fabrication SiN. Nous n’avons donc pas eu assez de temps pour recevoir de nouveaux échantillons et par conséquent nous ne sommes pas allés au bout de cette voie de recherche dont les résultats s’annonçaient très prometteurs.

Concernant les composants en verres de chalcogénures, j’ai eu l’occasion de tester quelques échantillons de guides d’onde droits. Cependant, ces matériaux sont encore en plein développement, avec plusieurs défis de recherche, tant au niveau choix

de composition chimique, de l'établissement des procédures de dépôt et de gravure, de l'évaluation des caractéristiques optiques (indices, pertes intrinsèques, rugosité à la gravure, non-linéarité, absorption non-linéaire, tenue au flux, ...), pour lesquels des expériences sont encore en cours à 1,55 μm , où l'équipement est plus abordable et efficace qu'à 2 μm . Les résultats commencent à porter leurs fruits à cette longueur d'onde [256], et nous pouvons extrapoler que certaines compositions auront un très grand intérêt à 2 μm ; cependant un très gros travail de développement des matériaux est encore nécessaire pour que la plateforme chalcogénure soit prête à l'utilisation pour l'optique non-linéaire à 2 μm .

4.6 Conclusion

Nous avons brièvement présenté dans ce chapitre le principe fondamental du couplage de la lumière entre une fibre optique et des guides d'onde nano-photoniques, avec pour but le développement d'une source laser impulsionnelle à haute cadence comportant un résonateur à modes de galeries comme élément de verrouillage de modes autour de 2 μm . Nous avons étudié trois matériaux différents pour la fabrication de ces composants nano-photoniques : le silicium sur isolant (SOI), le nitrure de silicium (SiN) et les verres de chalcogénures. En amont, nous avons conçu l'architecture des réseaux coupleurs et des guides d'onde grâce à des outils de simulation numérique (COMSOL + Matlab), en prenant en compte les indices de réfraction optiques et les dispersions des différents matériaux développés. Les micro-structures ont ensuite été fabriquées à la plateforme MIMENTO (Besançon) en ce qui concerne le SOI et au laboratoire CEA (Grenoble) pour le SiN et les verres de chalcogénures. Les matériaux sont déposés sur des couches minces (wafers) en respectant les dimensions calculées par nos soins. Après fabrication, nous avons pu caractériser leurs propriétés de couplage et de guidage de la lumière, et optimiser leurs procédés de fabrication. La caractérisation a pu se faire grâce à deux sources lasers que j'ai développées fonctionnant autour de 2 μm , un laser en régime continu (CW) accordable en longueur d'onde et une source à émission spontanée amplifiée (ASE) de large bande. Ainsi, plusieurs échantillons nous ont été envoyés pendant cette thèse, chacun portant une amélioration par rapport au précédent.

Malgré tous les problèmes de fabrication que nous avons rencontrés, nous sommes parvenus à mesurer des pertes de couplage à 6 dB par réseau coupleur et des pertes de propagation à 0,7 dB/cm sur des échantillons SiN. Ces résultats sont très satisfaisants et encourageant pour les travaux à venir.

Conclusion générale

Les travaux de recherches menés dans cette thèse ont porté, d'un côté, sur l'étude des dynamiques impulsionnelles originales et complexes des solitons optiques dissipatifs dans différentes cavités lasers fibrées autour de la longueur d'onde $2\ \mu\text{m}$, et d'un autre côté, sur l'étude des composants nano-photoniques dans le but de développer une source laser impulsionnelle à haute cadence comportant un micro-résonateur à modes de galeries comme élément de verrouillage de modes autour de $2\ \mu\text{m}$. Ces travaux ont principalement été réalisés au sein du département Photonique du Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne (ICB), sous la direction du Pr Ph. GRELU et du Dr A. COILLET. La partie fabrication des composants nano-photoniques a été réalisée en collaboration avec la plate-forme MIMENTO à Besançon et avec le CEA Leti à Grenoble.

Une grande partie de cette thèse a été consacrée à l'étude de la complexité et de la richesse des dynamiques impulsionnelles, afin de comprendre les comportements collectifs des solitons dissipatifs dans une cavité laser fibrée. Pour réaliser l'étude expérimentalement, trois différents lasers à fibre dopée thulium et co-dopée thulium/holmium ont été développés. Les trois lasers fonctionnent en régime de dispersion anormale, et en régime fortement non-linéaire, un grand nombre d'impulsions est généré par tour de cavité. Ces impulsions sont générées grâce à la méthode de verrouillage de modes passif qui repose, dans un cas, sur l'évolution non-linéaire de la polarisation (ENLP), et dans d'autres cas, sur les interféromètres de Sagnac non-linéaires : une boucle optique non-linéaire (NOLM) et une boucle amplificatrice non-linéaire (NALM) comme absorbant saturable effectif. Ces techniques nous ont indépendamment permis de changer facilement les conditions de verrouillage de modes, d'observer divers régimes originaux au sein d'une même cavité et d'étudier les comportements collectifs des solitons dissipatifs.

Les impulsions générées ont des durées ultra-courtes, de l'ordre de la picoseconde voire inférieure à la picoseconde. La caractérisation expérimentale devient alors compliquée à cause de l'échelle de temps qui est plus petite que la résolution de l'électronique. Afin de caractériser ces impulsions, nous avons utilisé la technique de mesure qui est basée sur la transformée de Fourier dispersive (DFT) que nous avons adaptée pour la première fois à la longueur d'onde $2\ \mu\text{m}$. Cette technique nous permet d'extraire l'évolution spectrale rapide et en temps réel de ces impulsions. En effet, grâce à la dispersion chromatique, elle nous permet d'obtenir le spectre d'une seule impulsion, surmontant ainsi les limitations de vitesse des instruments optiques traditionnels. De cette manière, des mesures rapides et continues (en temps réel) en une seule acquisition peuvent être réalisées. Le grand intérêt de la DFT pour l'étude des dynamiques impulsionnelles est de pouvoir suivre l'évolution des impulsions d'un tour de cavité au suivant, jusqu'à plusieurs milliers de tours de cavité.

Conclusion générale

Aux longueurs d'onde des télécommunications, cette technique est réalisée en étirant l'impulsion ultra-courte dans une fibre dispersive (DCF) de quelques kilomètres de long. Cette méthode n'est plus souhaitée à la longueur d'onde $2\ \mu\text{m}$ à cause des fortes pertes rédhibitoires à cette gamme de longueurs d'onde. Dans le cadre de ces travaux de thèse, nous avons montré pour la première fois que la technique de la DFT peut être adaptée à $2\ \mu\text{m}$ en utilisant des réseaux de Bragg à fibre à pas variable (FBG). Ces FBG conçus spécifiquement pour cette application ont une dispersion de $50\ \text{ps/nm}$ et une bande passante de $23\ \text{nm}$ entre $1892\ \text{nm}$ et $1915\ \text{nm}$. Nous avons utilisé 2 FBG pour une dispersion globale suffisante de $100\ \text{ps/nm}$. Les pertes globales de cette technique sont de $12\ \text{dB}$ et qui restent suffisamment faibles pour détecter le signal en sortie laser. Nous avons montré que cette technique est comparable à l'emploi d'une grande longueur de fibre SMF ($3\ \text{km}$), comme milieu dispersif, en terme de résolution spectrale, qui est dans notre configuration d'environ $1,6\ \text{nm}$.

Dans un premier temps, nous avons étudié le régime de verrouillage de modes fondamental. Nous avons vu que la longueur d'onde centrale du soliton dissipatif, d'une durée autour de $1\ \text{ps}$, peut être largement accordée sur pratiquement $60\ \text{nm}$ en ajustant finement les contrôleurs de polarisation (PCs) à une puissance de pompe constante. Ce même soliton peut être déstabilisé en augmentant légèrement la puissance de pompe ou en manipulant soigneusement les PCs. Cette opération aboutit à un état non-stationnaire du soliton, avec l'apparition de pics additionnels autour des bandes latérales de Gordon-Kelly (GKS), et aussi une excroissance localisée au centre du spectre OSA. Nous avons découvert grâce à la technique de la DFT que ces perturbations correspondent à une évolution périodique de la partie centrale du spectre du soliton avec des périodes de 3, 4 et 5 tours de cavité. Cette dynamique particulière en optique non-linéaire avec une bifurcation complexe de période- N s'apparente à une bifurcation de Hopf quand N est élevé, ouvrant un cycle limite d'oscillation. Dans notre cas, elle est due à l'effet de la SPM qui vient modifier périodiquement le spectre du soliton. Ces résultats feront l'objet d'une publication à venir. Par ailleurs, nous avons observé que l'augmentation de l'énergie dans la cavité via le pompage augmente l'énergie des bandes latérales de Gordon-Kelly (GKS). Ce phénomène engendre la déstabilisation du soliton et est accompagné d'un fort rayonnement des GKS. Dans notre cas, ces rayonnements peuvent aboutir à la création d'un deuxième soliton.

Dans un second temps, nous avons vu que lorsque deux solitons suffisamment proches se propagent dans une cavité laser basée sur l'ENLP, ils peuvent former un état lié appelé une molécule de solitons. Cette paire de solitons peut présenter des fluctuations qui ne sont pas détectables sur les appareils d'analyse traditionnels, qui moyennent la détection sur plusieurs milliers de tours de cavité. Grâce à la technique de la DFT, les mouvements oscillatoires, vibratoires, le régime transitoire d'un état lié d'une molécule de deux solitons ou encore les rayonnements d'énergie des bandes latérales de Gordon-Kelly ont pu être révélés. Nous avons rapporté pour la première fois une dynamique oscillatoire harmonique dominée pas les variations de la phase relative entre les deux solitons autour de la longueur d'onde $2\ \mu\text{m}$, un mouvement vibratoire anharmonique dominé par les variations de la séparation temporelle entre les solitons et qui n'a, à notre connaissance, pas encore été observé dans des lasers fonctionnant à d'autres gammes de longueurs d'onde, ou encore des oscillations périodiques mul-

tiples dans une molécule de deux solitons qui n'a encore jamais été rapportée dans la littérature.

Ensuite, nous avons vu que l'augmentation de la non-linéarité accumulée dans la cavité laser conduit à des régimes de fonctionnement multi-impulsionnels comprenant jusqu'à quelques milliers de solitons. Nous avons montré que des solitons multi-longueurs d'onde peuvent apparaître dans un laser à fibre dopée au thulium exploitant un NOLM comme élément de verrouillage de modes. En ajustant soigneusement le contrôleur de polarisation et l'atténuateur variable au sein du NOLM, nous avons pu étudier différents cas de solitons multi-longueurs d'onde, allant jusqu'à 6 longueurs d'onde distinctes. L'étude des trajectoires des solitons au sein de la cavité a révélé qu'une interaction forte peut se produire, lorsque la concentration de solitons est très élevée. Un comportement incohérent (collisions, création et annihilation) des solitons dissipatifs a été observé. D'autres régimes multi-impulsionnels, tels que le verrouillage de modes harmonique qui permettrait d'atteindre des taux de répétition élevés, ou encore l'auto-organisation des solitons en paquets stationnaires ont également été rapportés dans ce travail de thèse.

Le dernier régime multi-impulsionnel que nous avons présenté est l'éjection de solitons (*soliton release*). Cette dynamique est représentée par un amas d'un grand nombre de solitons entourés de solitons dispersés qui sont éjectés du paquet. C'est le phénomène inverse à la pluie de solitons et est composé de trois parties clés : une phase condensée représentée par un pic intense non résolu par l'oscilloscope, un fond continu non-uniforme le long de la cavité et des impulsions à la dérive. Toutes ces différentes organisations des solitons dissipatifs dans une cavité laser fibrée ont été comprises grâce aux différents mécanismes d'interactions cohérentes et incohérentes à courte, moyenne courte et longue distance. La plupart des dynamiques observées a été décrite par analogie au comportement thermodynamique de la matière, à savoir les molécules, les réseaux ou encore l'éjection de solitons qui est le phénomène inverse de la pluie de solitons, analogue au cycle de l'eau dans la nature. Une partie de ces résultats sur les dynamiques des molécules de solitons ont fait l'objet d'une publication [136], tandis qu'une autre partie sur le comportement incohérent des interactions entre milliers de solitons (collisions élastiques et inélastiques, formation ou division de molécules...) a contribué à un chapitre de livre [233]. D'autres résultats font actuellement l'objet d'articles en cours de rédaction.

La dernière partie de ce travail de thèse a été consacrée à l'étude du couplage de la lumière entre une fibre optique et des guides d'onde nano-photonique, dans le but de développer une source laser impulsionnelle à haute cadence comportant un résonateur à modes de galeries comme élément de verrouillage de modes autour de $2\ \mu\text{m}$. Trois matériaux différents ont été étudiés afin de réaliser ces composants nano-photoniques : le silicium sur isolant (SOI), le nitrure de silicium (SiN) et les verres de chalcogénures. Dans un premier temps, nous avons effectué une étude numérique, via des simulations COMSOL + Matlab, des réseaux coupleurs et des guides d'onde. Ensuite, les microstructures en SOI ont été fabriquées à la plate-forme MIMENTO (Besançon), tandis que celles en SiN et verres de chalcogénures au laboratoire CEA Leti (Grenoble). Après fabrication, nous avons pu caractériser leurs propriétés de couplage et de guidage de

la lumière, et optimiser leurs procédés de fabrication. La caractérisation a pu se faire grâce à deux sources lasers que j'ai développées fonctionnant autour de $2\ \mu\text{m}$, un laser en régime continu (CW) accordable en longueur d'onde et une source à émission spontanée amplifiée (ASE) de large bande. N'ayant pas pu aboutir à des structures optimales pour l'intégration dans une cavité fibrée comme élément de verrouillage de modes, nous sommes quand même parvenus à mesurer des pertes de couplage à 6 dB par réseau coupleur et des pertes de propagation à 0,7 dB/cm sur des échantillons SiN. Ces résultats sont très satisfaisants et encourageant pour les travaux à venir.

Nous pouvons imaginer plusieurs perspectives à ce travail de thèse. Pour la partie étude des dynamiques multi-impulsionnelles, la continuation des mesures de dynamiques singulières en cavité laser fibrée à $2\ \mu\text{m}$, rendue possible par ses travaux de thèse sur la DFT à cette longueur d'onde, peut être envisagée. Pour ce faire, d'autres architectures lasers originales telles que le laser en figure de 9 peut être étudiée [257, 258]. Le développement de cavités lasers en fibres à maintien de polarisation (PM⁵), qui nous permettraient de nous affranchir des problèmes de polarisation dans les fibres optiques, est envisagé. Cette architecture pourra permettre plus facilement de contrôler les paramètres de la cavité par ordinateur, pour automatiser la génération d'un régime impulsionnel souhaité par des algorithmes d'intelligence artificielle par exemple. Les ions thulium présentent plusieurs possibilités de pompage pour une émission laser dans une large gamme de longueurs d'onde, le pompage à 790 nm exploitant le phénomène de relaxation croisée peut par exemple être étudié. Par ailleurs, l'étude de cavités lasers avec des fibres co-dopées thulium-holmium pour une émission jusqu'à $2,3\ \mu\text{m}$ présente une autre voie de recherche. Concernant la partie nano-photonique, l'amélioration des propriétés des nano-structures peut être réalisée grâce aux sources que j'ai développées autour de la longueur d'onde $2\ \mu\text{m}$. Cette amélioration permettra l'intégration en cavité de ces composants pour réaliser les fonctionnalités prévues pendant la thèse, mais qui n'ont pas pu être réalisées.

5. PM pour Polarization Maintaining

Bibliographie

- [1] T. H. Maiman, « Stimulated optical radiation in ruby », *nature*, **187** 4736, 493 (1960).
- [2] R. Diehl, *High-power diode lasers : fundamentals, technology, applications*, tome 78, Springer Science & Business Media (2000).
- [3] F. Bachmann, P. Loosen et R. Poprawe, *High power diode lasers : technology and applications*, tome 128, Springer (2007).
- [4] P. Urquhart, « Review of rare earth doped fibre lasers and amplifiers », *IEE Proceedings J (Optoelectronics)*, **135** 6, 385 (1988).
- [5] R. J. Mears, L. Reekie, I. Jauncey et D. N. Payne, « Low-noise erbium-doped fibre amplifier operating at 1.54 μm », *Electronics Letters*, **23** 19, 1026 (1987).
- [6] D. Hanna, I. Jauncey, R. Percival, I. Perry, R. Smart, P. Suni, J. Townsend et A. Tropper, « Continuous-wave oscillation of a monomode thulium-doped fibre laser », *Electronics letters*, **24** 19, 1222 (1988).
- [7] D. Hanna, R. Percival, R. Smart, J. Townsend et A. Tropper, « Continuous-wave oscillation of holmium-doped silica fibre laser », *Electronics Letters*, **25** 9, 593 (1989).
- [8] D. J. Richardson, J. Nilsson et W. A. Clarkson, « High power fiber lasers : current status and future perspectives », *JOSA B*, **27** 11, B63 (2010).
- [9] M. N. Zervas et C. A. Codemard, « High power fiber lasers : a review », *IEEE Journal of selected topics in Quantum Electronics*, **20** 5, 219 (2014).
- [10] P. Ahmadi, A. Estrada, N. Katta, E. Lim, A. McElroy, T. Milner, V. Mogan et M. Underwood, « 1940 nm all-fiber Q-switched fiber laser », dans « Fiber Lasers XIV : Technology and Systems », tome 10083, page 100830G, International Society for Optics and Photonics (2017).
- [11] W. Shi, Q. Fang, X. Zhu, R. A. Norwood et N. Peyghambarian, « Fiber lasers and their applications », *Applied optics*, **53** 28, 6554 (2014).
- [12] T. Komukai, T. Yamamoto, T. Sugawa et Y. Miyajima, « Upconversion pumped thulium-doped fluoride fiber amplifier and laser operating at 1.47 μm », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **31** 11, 1880 (1995).
- [13] T. Sakamoto, M. Shimizu, T. Kanamori, Y. Terunuma, Y. Ohishi, M. Yamada et S. Sudo, « 1.4- μm -band gain characteristics of a Tm-Ho-doped ZBLAN fiber amplifier pumped in the 0.8- μm band », *IEEE Photonics Technology Letters*, **7** 9, 983 (1995).

- [14] B. Faure, *Fabrication and characterization of silica based thulium doped optical fibres : Influence of the rare earth's environment on the S-band amplification*, Theses, Université Nice Sophia Antipolis (2005).
- [15] J. Li, Z. Zhang, Z. Sun, H. Luo, Y. Liu, Z. Yan, C. Mou, L. Zhang et S. K. Turitsyn, « All-fiber passively mode-locked tm-doped nolm-based oscillator operating at 2- μm in both soliton and noisy-pulse regimes », *Optics express*, **22** 7, 7875 (2014).
- [16] S. Zhao, P. Lu, D. Liu et J. Zhang, « Switchable multiwavelength thulium-doped fiber ring lasers », *Optical Engineering*, **52** 8, 086105 (2013).
- [17] X. Wang, Y. Zhu, P. Zhou, X. Wang, H. Xiao et L. Si, « Tunable, multiwavelength tm-doped fiber laser based on polarization rotation and four-wave-mixing effect », *Optics express*, **21** 22, 25977 (2013).
- [18] M. Peccianti, A. Pasquazi, Y. Park, B. Little, S. T. Chu, D. Moss et R. Morandotti, « Demonstration of a stable ultrafast laser based on a nonlinear microcavity », *Nature communications*, **3**, 765 (2012).
- [19] M. Maiwen, A. Coillet, F. Amrani, O. Demichel, J.-B. Jager, N. Pierre, J. M. Fedeli, F. De Fornel, P. Grelu et B. Cluzel, « Silicon-microring into a fiber laser cavity for high-repetition-rate pulse train generation », *Romanian Reports in Physics*, **70** 1, 405 (2018).
- [20] G. P. Agrawal, « Nonlinear fiber optics », dans « Nonlinear Science at the Dawn of the 21st Century », pages 195–211, Springer (2000).
- [21] N. Broderick, H. Offerhaus, D. Richardson, R. Sammut, J. Caplen et L. Dong, « Large mode area fibers for high power applications », *Optical Fiber Technology*, **5** 2, 185 (1999).
- [22] K. Inada, « A new graphical method relating to optical fiber attenuation », *Optics Communications*, **19** 3, 437 (1976).
- [23] G. P. Agrawal, *Fiber-optic communication systems*, tome 222, John Wiley & Sons (2012).
- [24] T. Miya, Y. Terunuma, T. Hosaka et T. Miyashita, « Ultimate low-loss single-mode fibre at 1.55 μm », *Electronics Letters*, **15** 4, 106 (1979).
- [25] K. Nagayama, M. Kakui, M. Matsui, I. Saitoh et Y. Chigusa, « Ultra-low-loss (0.1484 db/km) pure silica core fibre and extension of transmission distance », *Electronics Letters*, **38** 20, 1168 (2002).
- [26] W. Blanc, « Le développement des fibres optiques de silice », *Matériaux & Techniques*, **101** 7, N23 (2013).
- [27] D. Pinnow, T. Rich, F. Ostermayer Jr et M. DiDomenico Jr, « Fundamental optical attenuation limits in the liquid and glassy state with application to fiber optical waveguide materials », *Applied Physics Letters*, **22** 10, 527 (1973).
- [28] D. Dooling et al., « ZBLAN continues to show promise », *NASA Science News* (1998).
- [29] X. Zhu et N. Peyghambarian, « High-power ZBLAN glass fiber lasers : review and prospect », *Advances in OptoElectronics*, **2010** (2010).

- [30] A. Donodin, V. Voropaev, V. Lazarev, M. Tarabrin, K. Kudrin, I. Reshetov et V. Karasik, « Femtosecond thulium-doped fiber-ring laser for mid-ir spectroscopic breath analysis », dans « Saratov Fall Meeting 2018 : Laser Physics, Photonic Technologies, and Molecular Modeling », tome 11066, page 1106603, International Society for Optics and Photonics (2019).
- [31] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, AP San Diego (2007).
- [32] C. Alhenc-Gelas, *Etude de la conversion de fréquence par amplification paramétrique dans les fibres optiques transparentes dans l'infrarouge*, Thèse de doctorat, Université Paris Sud-Paris XI (2012).
- [33] W. Renard, *Étude et réalisation de sources lasers fibrées impulsives de forte puissance autour de 2 μm* , Theses, Ecole Polytechnique X (2012).
- [34] J. Maury, *Étude et caractérisation d'une fibre optique amplificatrice et compensatrice de dispersion chromatique*, Thèse de doctorat, Limoges (2003).
- [35] A. L. Schawlow et C. H. Townes, « Infrared and optical masers », *Physical Review*, **112** 6, 1940 (1958).
- [36] P. Xie et T. Gosnell, « Room-temperature upconversion fiber laser tunable in the red, orange, green, and blue spectral regions », *Optics Letters*, **20** 9, 1014 (1995).
- [37] R. Paschotta, N. Moore, W. A. Clarkson, A. C. Tropper, D. C. Hanna et G. Mazé, « 230 mW of blue light from a thulium-doped upconversion fiber laser », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **3** 4, 1100 (1997).
- [38] C. Liu, C. Ye, Z. Luo, H. Cheng, D. Wu, Y. Zheng, Z. Liu et B. Qu, « High-energy passively Q-switched 2 μm Tm³⁺-doped double-clad fiber laser using graphene-oxide-deposited fiber taper », *Optics express*, **21** 1, 204 (2013).
- [39] C. Gaida, M. Gebhardt, T. Heuermann, F. Stutzki, C. Jauregui et J. Limpert, « 790 W average power from an ultrafast Tm-doped fiber CPA », dans « Advanced Solid State Lasers », pages AM5A–6, Optical Society of America (2018).
- [40] M. N. Zervas, « Transverse mode instability analysis in fiber amplifiers », dans « Fiber Lasers XIV : Technology and Systems », tome 10083, page 100830M, International Society for Optics and Photonics (2017).
- [41] C. Gaida, F. Stutzki, M. Gebhardt, F. Jansen, C. Jauregui, J. Limpert et A. Tünnermann, « 200 MW peak power from a Tm-doped fiber CPA system », dans « Advanced Solid State Lasers », pages ATu5A–2, Optical Society of America (2014).
- [42] M. Broer, D. Krol et D. DiGiovanni, « Highly nonlinear near-resonant photodarkening in a thulium-doped aluminosilicate glass fiber », *Optics letters*, **18** 10, 799 (1993).
- [43] Q. Wang, J. Geng, T. Luo et S. Jiang, « Mode-locked 2 μm laser with highly thulium-doped silicate fiber », *Optics letters*, **34** 23, 3616 (2009).
- [44] Y.-W. Lee, H.-Y. Ling, Y.-H. Lin et S. Jiang, « Heavily Tm³⁺-doped silicate fiber with high gain per unit length », *Optical Materials Express*, **5** 3, 549 (2015).
- [45] Y. Luo, Y. Tang, J. Yang, Y. Wang, S. Wang, K. Tao, L. Zhan et J. Xu, « High signal-to-noise ratio, single-frequency 2 μm Brillouin fiber laser », *Optics letters*, **39** 9, 2626 (2014).

- [46] S. Ng, M. Oermann, P. Veitch, J. Munch et A. Hemming, « Single frequency thulium fibre distributed bragg reflector laser », dans « AOS Australian Conference on Optical Fibre Technology (ACOFT) and Australian Conference on Optics, Lasers, and Spectroscopy (ACOLS) 2019 », tome 11200, page 1120018, International Society for Optics and Photonics (2019).
- [47] H. Cheng, W. Lin, Z. Luo et Z. Yang, « Passively mode-locked Tm^{3+} -doped fiber laser with gigahertz fundamental repetition rate », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **24** 3, 1 (2017).
- [48] C. Gaida, M. Gebhardt, T. Heuermann, F. Stutzki, C. Jauregui et J. Limpert, « Ultrafast thulium fiber laser system emitting more than 1 kW of average power », *Optics letters*, **43** 23, 5853 (2018).
- [49] T. Fan, « Optimizing the efficiency and stored energy in quasi-three-level lasers », *IEEE Journal of quantum electronics*, **28** 12, 2692 (1992).
- [50] I. Kelson et A. Hardy, « Optimization of strongly pumped fiber lasers », *Journal of Lightwave Technology*, **17** 5, 891 (1999).
- [51] F. Gunning et B. Corbett, « Time to open the 2- μm window? » *Optics and Photonics News*, **30** 3, 42 (2019).
- [52] R. Soulard, J.-L. Doualan, A. Braud, A. Tyazhev, A. Hideur, M. Laroche, M. Salhi, R. Moncorgé et P. Camy, « 2.3- μm Tm^{3+} : YLF mode-locked laser », dans « Advanced Solid State Lasers », pages ATH3A–3, Optical Society of America (2017).
- [53] A. Tyazhev, F. Starecki, S. Cozic, P. Loiko, L. Guillemot, A. Braud, F. Joulain, M. Tang, T. Godin, A. Hideur et al., « Watt-level efficient 2.3 μm thulium fluoride fiber laser », *Optics Letters*, **45** 20, 5788 (2020).
- [54] A. Tyazhev, F. Starecki, S. Cozic, P. Loiko, L. Guillemot, A. Braud, F. Joulain, M. Tang, T. Godin, A. Hideur et al., « Thulium fluoride fiber laser at 2.27 μm pumped by upconversion with an ytterbium fiber laser », dans « Advanced Solid State Lasers », pages ATh5A–4, Optical Society of America (2020).
- [55] D. McCumber, « Einstein relations connecting broadband emission and absorption spectra », *Physical Review*, **136** 4A, A954 (1964).
- [56] M. A. Solodyankin, E. D. Obratsova, A. S. Lobach, A. I. Chernov, A. V. Tausenev, V. I. Konov et E. M. Dianov, « Mode-locked 1.93 μm thulium fiber laser with a carbon nanotube absorber », *Optics letters*, **33** 12, 1336 (2008).
- [57] S. D. Jackson, « The spectroscopic and energy transfer characteristics of the rare earth ions used for silicate glass fibre lasers operating in the shortwave infrared », *Laser & Photonics Reviews*, **3** 5, 466 (2009).
- [58] X. Zou et T. Izumitani, « Fluorescence mechanisms and dynamics of Tm^{3+} singly doped and Yb^{3+} , Tm^{3+} doubly doped glasses », *Journal of non-crystalline solids*, **162** 1-2, 58 (1993).
- [59] B. Peng et T. Izumitani, « Optical properties, fluorescence mechanisms and energy transfer in Tm^{3+} , Ho^{3+} and Tm^{3+} - Ho^{3+} doped near-infrared laser glasses, sensitized by Yb^{3+} », *Optical Materials*, **4** 6, 797 (1995).

- [60] B. Walsh et N. Barnes, « Comparison of Tm : ZBLAN and Tm : silica fiber lasers ; spectroscopy and tunable pulsed laser operation around 1.9 μm », *Applied Physics B*, **78** 3-4, 325 (2004).
- [61] X. Zou et H. Toratani, « Spectroscopic properties and energy transfers in Tm³⁺ singly-and Tm³⁺/ Ho³⁺ doubly-doped glasses », *Journal of non-crystalline solids*, **195** 1-2, 113 (1996).
- [62] S. D. Jackson, « Cross relaxation and energy transfer upconversion processes relevant to the functioning of 2 μm Tm³⁺-doped silica fibre lasers », *Optics Communications*, **230** 1-3, 197 (2004).
- [63] P. Peterka, I. Kasik, A. Dhar, B. Dussardier et W. Blanc, « Theoretical modeling of fiber laser at 810 nm based on thulium-doped silica fibers with enhanced ³H₄ level lifetime », *Optics express*, **19** 3, 2773 (2011).
- [64] N. Simakov, Z. Li, Y. Jung, J. M. Daniel, P. Barua, P. C. Shardlow, S. Liang, J. K. Sahu, A. Hemming, W. A. Clarkson et al., « High gain holmium-doped fibre amplifiers », *Optics express*, **24** 13, 13946 (2016).
- [65] A. S. Kurkov, V. V. Dvoyrin et A. V. Marakulin, « All-fiber 10 W holmium lasers pumped at $\lambda=1.15 \mu\text{m}$ », *Opt. Lett.*, **35** 4, 490 (2010).
- [66] S. Jackson, « 2.7-W Ho³⁺-doped silica fibre laser pumped at 1100 nm and operating at 2.1 μm », *Applied Physics B*, **76** 7, 793 (2003).
- [67] A. Hemming, N. Simakov, J. Haub et A. Carter, « A review of recent progress in holmium-doped silica fibre sources », *Optical Fiber Technology*, **20** 6, 621 (2014).
- [68] K. Oh, T. Morse, A. Kilian, L. Reinhart et P. Weber, « Continuous-wave oscillation of thulium-sensitized holmium-doped silica fiber laser », *Optics letters*, **19** 4, 278 (1994).
- [69] S. D. Jackson, A. Sabella, A. Hemming, S. Bennetts et D. G. Lancaster, « High-power 83 W holmium-doped silica fiber laser operating with high beam quality », *Optics letters*, **32** 3, 241 (2007).
- [70] J. Rönn, W. Zhang, A. Autere, X. Leroux, L. Pakarinen, C. Alonso-Ramos, A. Säynätjoki, H. Lipsanen, L. Vivien, E. Cassan et al., « Ultra-high on-chip optical gain in erbium-based hybrid slot waveguides », *Nature communications*, **10** 1, 1 (2019).
- [71] J. Rönn, J. Zhang, W. Zhang, Z. Tu, A. Matikainen, X. Leroux, E. Durán-Valdeiglesias, N. Vulliet, F. Boeuf, C. Alonso-Ramos et al., « Erbium-doped hybrid waveguide amplifiers with net optical gain on a fully industrial 300 mm silicon nitride photonic platform », *Optics Express*, **28** 19, 27919 (2020).
- [72] R. Wang, A. Vasiliev, M. Muneeb, A. Malik, S. Sprengel, G. Boehm, M.-C. Amann, I. Šimonytė, A. Vizbaras, K. Vizbaras et al., « III-V-on-silicon photonic integrated circuits for spectroscopic sensing in the 2–4 μm wavelength range », *Sensors*, **17** 8, 1788 (2017).
- [73] W. Cao, D. Hagan, D. J. Thomson, M. Nedeljkovic, C. G. Littlejohns, A. Knights, S.-U. Alam, J. Wang, F. Gardes, W. Zhang et al., « High-speed silicon modulators for the 2 μm wavelength band », *Optica*, **5** 9, 1055 (2018).

- [74] K. Scholle, S. Lamrini, P. Koopmann et P. Fuhrberg, « 2 μm laser sources and their possible applications », dans « *Frontiers in guided wave optics and optoelectronics* », IntechOpen (2010).
- [75] K. Yin, R. Zhu, B. Zhang, G. Liu, P. Zhou et J. Hou, « 300 W-level, wavelength-widely-tunable, all-fiber integrated thulium-doped fiber laser », *Optics express*, **24** 10, 11085 (2016).
- [76] M. Sabra, B. Leconte, D. Darwich, R. Dauliat, T. Tiess, R. Jamier, G. Humbert, M. Jäger, K. Schuster et P. Roy, « Widely tunable dual-wavelength fiber laser in the 2 μm wavelength range », *Journal of Lightwave Technology*, **37** 10, 2307 (2019).
- [77] N. M. Fried, « Thulium fiber laser lithotripsy : An in vitro analysis of stone fragmentation using a modulated 110-watt thulium fiber laser at 1.94 μm », *Lasers in Surgery and Medicine : The Official Journal of the American Society for Laser Medicine and Surgery*, **37** 1, 53 (2005).
- [78] R. L. Blackmon, P. B. Irby et N. M. Fried, « Holmium : YAG ($\lambda= 2,120$ nm) versus thulium fiber ($\lambda= 1,908$ nm) laser lithotripsy », *Lasers in Surgery and Medicine : The Official Journal of the American Society for Laser Medicine and Surgery*, **42** 3, 232 (2010).
- [79] R. L. Blackmon, T. C. Hutchens, L. A. Hardy, C. R. Wilson, P. B. Irby et N. M. Fried, « Thulium fiber laser ablation of kidney stones using a 50- μm -core silica optical fiber », *Optical Engineering*, **54** 1, 011004 (2014).
- [80] F. Morin, *Conception d'une source à impulsions courtes à 1600 nm à fibres dopées erbium : application à la greffe de cornée*, Thèse de doctorat, Paris 11 (2010).
- [81] K. Plamann, F. Aptel, C. Arnold, A. Courjaud, C. Crotti, F. Deloison, F. Druon, P. Georges, M. Hanna, J.-M. Legeais et al., « Ultrashort pulse laser surgery of the cornea and the sclera », *Journal of Optics*, **12** 8, 084002 (2010).
- [82] V. Sypin, A. Volkov, D. Myasnikov, F. Shcherbina et A. Mashkin, « QCW thulium fiber laser for medical application », dans « 2016 International Conference Laser Optics (LO) », pages S1–10, IEEE (2016).
- [83] S. W. Henderson, P. J. Suni, C. P. Hale, S. M. Hannon, J. R. Magee, D. L. Bruns et E. H. Yuen, « Coherent laser radar at 2 μm using solid-state lasers », *IEEE transactions on geoscience and remote sensing*, **31** 1, 4 (1993).
- [84] G. J. Koch, J. Y. Beyon, B. W. Barnes, M. Petros, J. Yu, F. Amzajerjian, M. J. Kavaya et U. N. Singh, « High-energy 2 μm doppler lidar for wind measurements », *Optical Engineering*, **46** 11, 116201 (2007).
- [85] Q. Fang, W. Shi, E. Petersen, K. Kieu, A. Chavez-Pirson et N. Peyghambarian, « Half-mJ all-fiber-based single-frequency nanosecond pulsed fiber laser at 2 μm », *IEEE Photonics Technology Letters - IEEE PHOTONIC TECHNOLOGY LETTERS*, **24**, 353 (2012).
- [86] Q. Wang, J. Geng et S. Jiang, « 2- μm fiber laser sources for sensing », *Optical Engineering*, **53** 6, 061609 (2013).
- [87] J. H. Gene, S. D. Lim et S. K. Kim, « Low repetition rate passively mode-locked thulium-doped fiber laser for LIDAR system », *Journal of Physics : Conference Series*, **1065**, 032006 (2018).

- [88] D. Engin, W. Rudd, M. Storm, M. Long, V. Litvinovitch, L. Holley et N. W. Sawruk, « High power thulium fiber laser systems for airborne and spaceborne missions », dans « Components and Packaging for Laser Systems VI », tome 11261, page 112610O, International Society for Optics and Photonics (2020).
- [89] M. Baudelet, C. C. Willis, L. Shah et M. Richardson, « Laser-induced breakdown spectroscopy of copper with a 2 μm thulium fiber laser », *Optics express*, **18** 8, 7905 (2010).
- [90] U. Platt et J. Stutz, « Differential absorption spectroscopy », dans « Differential Optical Absorption Spectroscopy », pages 135–174, Springer (2008).
- [91] Y. Zhang, Y. Wang, Y. Liu, X. Dong, H. Xia, Z. Zhang et J. Li, « Optical H₂S and SO₂ sensor based on chemical conversion and partition differential optical absorption spectroscopy », *Spectrochimica Acta Part A : Molecular and Biomolecular Spectroscopy*, **210**, 120 (2019).
- [92] R. R. Gattass et E. Mazur, « Femtosecond laser micromachining in transparent materials », *Nature photonics*, **2** 4, 219 (2008).
- [93] M. Fermann, I. Hartl, G. Imeshev et R. Patel, « High energy optical fiber amplifier for picosecond-nanosecond pulses for advanced material processing applications », (2005), uS Patent App. 10/927,374.
- [94] H. Kalaycıoğlu, P. Elahi, Ö. Akçaalan et F. Ö. Ilday, « High-repetition-rate ultrafast fiber lasers for material processing », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **24** 3, 1 (2017).
- [95] K. Shima, S. Ikoma, K. Uchiyama, Y. Takubo, M. Kashiwagi et D. Tanaka, « 5-kW single stage all-fiber Yb-doped single-mode fiber laser for materials processing », dans « Fiber Lasers XV : Technology and Systems », tome 10512, page 105120C, International Society for Optics and Photonics (2018).
- [96] I. Mingareev, N. Gehlich, T. Bonhoff, A. Abdulfattah, A. M. Sincore, P. Kadwani, L. Shah et M. Richardson, « Principles and applications of trans-wafer processing using a 2- μm thulium fiber laser », *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, **84** 9-12, 2567 (2016).
- [97] C. Huang, « Development of 2 micron fiber lasers for material processing », *The University of Arizona*. (2018).
- [98] Z. Li, A. Heidt, J. Daniel, Y. Jung, S. Alam et D. J. Richardson, « Thulium-doped fiber amplifier for optical communications at 2 μm », *Optics Express*, **21** 8, 9289 (2013).
- [99] J. Pfeifle, A. Coillet, R. Henriët, K. Saleh, P. Schindler, C. Weimann, W. Freude, I. V. Balakireva, L. Larger, C. Koos et al., « Optimally coherent Kerr combs generated with crystalline whispering gallery mode resonators for ultrahigh capacity fiber communications », *Physical Review Letters*, **114** 9, 093902 (2015).
- [100] M. N. Petrovich, F. Poletti, J. Wooler, A. Heidt, N. K. Baddela, Z. Li, D. R. Gray, R. Slavik, F. Parmigiani, N. Wheeler et al., « Demonstration of amplified data transmission at 2 μm in a low-loss wide bandwidth hollow core photonic bandgap fiber », *Optics express*, **21** 23, 28559 (2013).

- [101] H. Zhang, N. Kavanagh, Z. Li, J. Zhao, N. Ye, Y. Chen, N. Wheeler, J. Wooler, J. Hayes, S. Sandoghchi et al., « 100 Gbit/s WDM transmission at 2 μm : transmission studies in both low-loss hollow core photonic bandgap fiber and solid core fiber », *Optics express*, **23** 4, 4946 (2015).
- [102] M. U. Sadiq, H. Zhang, J. O'Callaghan, B. Roycroft, N. Kavanagh, K. Thomas, A. Gocalinska, Y. Chen, T. Bradley, J. R. Hayes et al., « 40 Gb/s WDM Transmission over 1.15 km HC-PBGF using an InP-based Mach-Zehnder Modulator at 2 μm », *Journal of Lightwave Technology*, **34** 8, 1706 (2016).
- [103] R. S. Fodil, F. Amrani, C. Yang, A. Kellou et P. Grelu, « Adjustable high-repetition-rate pulse trains in a passively-mode-locked fiber laser », *Physical Review A*, **94** 1, 013813 (2016).
- [104] C. Lecaplain et P. Grelu, « Multi-gigahertz repetition-rate-selectable passive harmonic mode locking of a fiber laser », *Optics express*, **21** 9, 10897 (2013).
- [105] J. Mackenzie, W. Bailey, J. Kim, L. Pearson, D. Shen, Y. Yang et W. Clarkson, « Tm : fiber laser in-band pumping a cryogenically cooled Ho : YAG laser », dans « Solid State Lasers XVIII : Technology and Devices », tome 7193, page 71931H, International Society for Optics and Photonics (2009).
- [106] J. Aubrecht, P. Peterka, P. Honzátko, O. Moravec, M. Kamrádek et I. Kašík, « Broadband thulium-doped fiber laser source », *Optics Letters*, **45** 8, 2164 (2020).
- [107] P. Fjodorow, O. Hellmig et V. M. Baev, « A broadband Tm/Ho-doped fiber laser tunable from 1.8 to 2.09 μm for intracavity absorption spectroscopy », *Applied Physics B*, **124** 4, 62 (2018).
- [108] M. Duhant, *Etude des sources supercontinuum à fibres transparentes dans le moyen infrarouge*, Theses, Université de Bourgogne (2012).
- [109] R. Kingston, « Parametric amplification and oscillation at optical frequencies », *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, **50** 4, 472 (1962).
- [110] J. A. Giordmaine et R. C. Miller, « Tunable coherent parametric oscillation in LiNbO₃ at optical frequencies », *Physical Review Letters*, **14** 24, 973 (1965).
- [111] D. Creeden, M. Jiang, P. A. Budni, P. A. Ketteridge, S. D. Setzler, Y. E. Young, J. C. McCarthy, P. G. Schunemann, T. M. Pollak, P. Tayebati et al., « Thulium fiber laser-pumped mid-IR OPO », dans « Laser Source Technology for Defense and Security IV », tome 6952, page 69520S, International Society for Optics and Photonics (2008).
- [112] N. Leindecker, A. Marandi, R. L. Byer, K. L. Vodopyanov, J. Jiang, I. Hartl, M. Fermann et P. G. Schunemann, « Octave-spanning ultrafast opo with 2.6-6.1 μm instantaneous bandwidth pumped by femtosecond Tm-fiber laser », *Optics express*, **20** 7, 7046 (2012).
- [113] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics, Third Edition*, Academic Press, Inc., USA, 3rd édition (2008).
- [114] Y. Shen, « The principles of nonlinear optics (wiley, new york, 1984). » W. Lee Smith, *Opt. Eng.*, **17**, 489 (1978).

- [115] J. Kerr, « XL. A new relation between electricity and light : Dielectrified media birefringent », *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, **50** 332, 337 (1875).
- [116] A. Fellegara, M. Artiglia, S. Andreasen, A. Melloni, F. Espunes et S. Wabnitz, « COST 241 intercomparison of nonlinear refractive index measurements in dispersion shifted optical fibres at $\lambda = 1550$ nm », *Electronics Letters*, **33** 13, 1168 (1997).
- [117] R. Stolen et C. Lin, « Self-phase-modulation in silica optical fibers », *Physical Review A*, **17** 4, 1448 (1978).
- [118] N. Bekki et K. Nozaki, « Formations of spatial patterns and holes in the generalized ginzburg-landau equation », *Physics Letters A*, **110** 3, 133 (1985).
- [119] I. S. Aranson et L. Kramer, « The world of the complex ginzburg-landau equation », *Reviews of modern physics*, **74** 1, 99 (2002).
- [120] A. Hasegawa et F. Tappert, « Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion », *Applied Physics Letters*, **23** 3, 142 (1973).
- [121] A. Hasegawa et F. Tappert, « Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. II. Normal dispersion », *Applied Physics Letters*, **23** 4, 171 (1973).
- [122] N. J. Zabusky et M. D. Kruskal, « Interaction of "solitons" in a collisionless plasma and the recurrence of initial states », *Physical review letters*, **15** 6, 240 (1965).
- [123] J. Dudley, A. Peacock et G. Millot, « The cancellation of nonlinear and dispersive phase components on the fundamental optical fiber soliton : a pedagogical note », *Optics communications*, **193** 1-6, 253 (2001).
- [124] M. H. Frosz, P. Falk et O. Bang, « The role of the second zero-dispersion wavelength in generation of supercontinua and bright-bright soliton-pairs across the zero-dispersion wavelength », *Optics Express*, **13** 16, 6181 (2005).
- [125] W. Tomlinson, R. J. Hawkins, A. Weiner, J. Heritage et R. Thurston, « Dark optical solitons with finite-width background pulses », *JOSA B*, **6** 3, 329 (1989).
- [126] A. Weiner, J. Heritage, R. Hawkins, R. Thurston, E. Kirschner, D. Leaird et W. Tomlinson, « Experimental observation of the fundamental dark soliton in optical fibers », *Physical review letters*, **61** 21, 2445 (1988).
- [127] S. Chouli, *Structures optiques dissipatives en cavité laser à fibre*, Thèse de doctorat, Université de Bourgogne, Dijon (2011).
- [128] E. Picholle, C. Montes, C. Leycuras, O. Legrand et J. Botineau, « Observation of dissipative superluminous solitons in a Brillouin fiber ring laser », *Physical review letters*, **66** 11, 1454 (1991).
- [129] P. Grelu et N. Akhmediev, « Dissipative solitons for mode-locked lasers », *Nature photonics*, **6** 2, 84 (2012).
- [130] P. Bélanger, L. Gagnon et C. Paré, « Solitary pulses in an amplified nonlinear dispersive medium », *Optics letters*, **14** 17, 943 (1989).

- [131] H. A. Haus, J. G. Fujimoto et E. P. Ippen, « Structures for additive pulse mode locking », *JOSA B*, **8** 10, 2068 (1991).
- [132] N. Akhmediev, J. M. Soto-Crespo, M. Grapinet et P. Grelu, « Dissipative soliton interactions inside a fiber laser cavity », *Optical Fiber Technology*, **11** 3, 209 (2005).
- [133] D. Tang, W. Man, H. Y. Tam et P. Drummond, « Observation of bound states of solitons in a passively mode-locked fiber laser », *Physical Review A*, **64** 3, 033814 (2001).
- [134] P. Grelu, F. Belhache, F. Gutty et J.-M. Soto-Crespo, « Phase-locked soliton pairs in a stretched-pulse fiber laser », *Optics letters*, **27** 11, 966 (2002).
- [135] P. Wang, C. Bao, B. Fu, X. Xiao, P. Grelu et C. Yang, « Generation of wavelength-tunable soliton molecules in a 2- μm ultrafast all-fiber laser based on nonlinear polarization evolution », *Optics letters*, **41** 10, 2254 (2016).
- [136] S. Hamdi, A. Coillet et P. Grelu, « Real-time characterization of optical soliton molecule dynamics in an ultrafast thulium fiber laser », *Optics letters*, **43** 20, 4965 (2018).
- [137] P. Grelu et N. Akhmediev, « Group interactions of dissipative solitons in a laser cavity : the case of $2+1$ », *Optics Express*, **12** 14, 3184 (2004).
- [138] H. A. Haus, « Mode-locking of lasers », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **6** 6, 1173 (2000).
- [139] L. Hargrove, R. L. Fork et M. Pollack, « Locking of He–Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation », *Applied Physics Letters*, **5** 1, 4 (1964).
- [140] G. P. Agrawal, *Applications of nonlinear fiber optics*, Academic press (2020).
- [141] D. Kuizenga et A. Siegman, « FM and AM mode locking of the homogeneous laser-Part I : Theory », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **6** 11, 694 (1970).
- [142] G. Huggett, « Mode-locking of CW lasers by regenerative RF feedback », *Applied Physics Letters*, **13** 5, 186 (1968).
- [143] P. Myslinski, X. Pan, C. W. Barnard, J. Chrostowski, B. T. Sullivan et J.-F. Bayon, « Q-switched thulium-doped fiber laser », *Optical engineering*, **32** 9, 2025 (1993).
- [144] M. Eckerle, C. Kieleck, J. Świdorski, S. D. Jackson, G. Mazé et M. Eichhorn, « Actively q-switched and mode-locked Tm^{3+} -doped silicate 2 μm fiber laser for supercontinuum generation in fluoride fiber », *Optics Letters*, **37** 4, 512 (2012).
- [145] W. Tian et E. D. Park, « Mode-locked tunable thulium-doped fiber laser », dans « Fiber Lasers XIV : Technology and Systems », tome 10083, page 100830F, International Society for Optics and Photonics (2017).
- [146] K. Sarwar 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–Perot filter », *Applied physics letters*, **73** 10, 1311 (1998).
- [147] S. Li et K. T. Chan, « A novel configuration for multiwavelength actively mode-locked fiber lasers using cascaded fiber Bragg gratings », *IEEE Photonics Technology Letters*, **11** 2, 179 (1999).

- [148] L. R. Chen et J. C. Cartledge, « Mode-locking in a semiconductor fiber laser using cross-absorption modulation in an electroabsorption modulator and application to all-optical clock recovery », *Journal of lightwave technology*, **26** 7, 799 (2008).
- [149] H. A. Haus, « Theory of mode locking with a fast saturable absorber », *Journal of Applied Physics*, **46** 7, 3049 (1975).
- [150] H. Haus, « Theory of mode locking with a slow saturable absorber », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **11** 9, 736 (1975).
- [151] A. H. Quarterman, K. G. Wilcox, V. Apostolopoulos, Z. Mihoubi, S. P. Elsmere, I. Farrer, D. A. Ritchie et A. Tropper, « A passively mode-locked external-cavity semiconductor laser emitting 60-fs pulses », *Nature Photonics*, **3** 12, 729 (2009).
- [152] Y. Wang, G. Xie, X. Xu, J. Di, Z. Qin, S. Suomalainen, M. Guina, A. Härkönen, A. Agnesi, U. Griebner et al., « SESAM mode-locked Tm : CALGO laser at 2 μm », *Optical Materials Express*, **6** 1, 131 (2016).
- [153] J. Valdmanis, R. L. Fork et J. P. Gordon, « Generation of optical pulses as short as 27 femtoseconds directly from a laser balancing self-phase modulation, group-velocity dispersion, saturable absorption, and saturable gain », *Optics letters*, **10** 3, 131 (1985).
- [154] L. Wu, D. Li, S. Zhao, K. Yang, X. Li, R. Wang et J. Liu, « Passive Q-switching with GaAs or Bi-doped GaAs saturable absorber in Tm : LuAG laser operating at 2 μm wavelength », *Optics express*, **23** 12, 15469 (2015).
- [155] B. Fu, Y. Hua, X. Xiao, H. Zhu, Z. Sun et C. Yang, « Broadband graphene saturable absorber for pulsed fiber lasers at 1, 1.5, and 2 μm », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **20** 5, 411 (2014).
- [156] J. Li, H. Luo, Y. He, Y. Liu, L. Zhang, K. Zhou, A. Rozhin, et S. Turistyn, « Semiconductor saturable absorber mirror passively Q-switched 2.97 μm fluoride fiber laser », *Laser Physics Letters*, **11** 6, 065102 (2014).
- [157] H. A. Haus, J. G. Fujimoto et E. P. Ippen, « Analytic theory of additive pulse and Kerr lens mode locking », *IEEE Journal of quantum electronics*, **28** 10, 2086 (1992).
- [158] J. Mark, L. Liu, K. Hall, H. A. Haus et E. P. Ippen, « Femtosecond pulse generation in a laser with a nonlinear external resonator », *Optics letters*, **14** 1, 48 (1989).
- [159] T. Brabec, C. Spielmann, P. Curley et F. Krausz, « Kerr lens mode locking », *Optics letters*, **17** 18, 1292 (1992).
- [160] F. Canbaz, I. Yorulmaz et A. Sennaroglu, « Kerr-lens mode-locked 2.3- μm Tm³⁺ : YLF laser as a source of femtosecond pulses in the mid-infrared », *Optics Letters*, **42** 19, 3964 (2017).
- [161] K. Stankov, « A mirror with an intensity-dependent reflection coefficient », *Applied Physics B*, **45** 3, 191 (1988).
- [162] M. A. Chernysheva, A. A. Krylov, P. G. Kryukov et E. M. Dianov, « Nonlinear amplifying loop-mirror-based mode-locked thulium-doped fiber laser », *IEEE Photonics Technology Letters*, **24** 14, 1254 (2012).
- [163] M. Hofer, M. E. Fermann, F. Haberl, M. Ober et A. Schmidt, « Mode locking with cross-phase and self-phase modulation », *Optics letters*, **16** 7, 502 (1991).

- [164] P. Maker, R. Terhune et C. Savage, « Intensity-dependent changes in the refractive index of liquids », *Physical Review Letters*, **12** 18, 507 (1964).
- [165] V. Matsas, T. Newson, D. Richardson et D. N. Payne, « Self-starting, passively mode-locked fibre ring soliton laser exploiting non-linear polarisation rotation », *Electronics Letters*, **28** 15, 1391 (1992).
- [166] Z. Yan, X. Li, Y. Tang, P. P. Shum, X. Yu, Y. Zhang et Q. J. Wang, « Tunable and switchable dual-wavelength tm-doped mode-locked fiber laser by nonlinear polarization evolution », *Optics express*, **23** 4, 4369 (2015).
- [167] N. Doran et D. Wood, « Nonlinear-optical loop mirror », *Optics letters*, **13** 1, 56 (1988).
- [168] M. E. Fermann, F. Haberl, M. Hofer et H. Hochreiter, « Nonlinear amplifying loop mirror », *Optics Letters*, **15** 13, 752 (1990).
- [169] X. Jin, X. Wang, X. Wang et P. Zhou, « Tunable multiwavelength mode-locked Tm/Ho-doped fiber laser based on a nonlinear amplified loop mirror », *Applied optics*, **54** 28, 8260 (2015).
- [170] J. P. Gordon, « Dispersive perturbations of solitons of the nonlinear schrödinger equation », *JOSA B*, **9** 1, 91 (1992).
- [171] S. Kelly, « Characteristic sideband instability of periodically amplified average soliton », *Electronics Letters*, **28** 8, 806 (1992).
- [172] M. L. Dennis et I. N. Duling, « Experimental study of sideband generation in femtosecond fiber lasers », *IEEE Journal of Quantum electronics*, **30** 6, 1469 (1994).
- [173] D. Jones, Y. Chen, H. Haus et E. Ippen, « Resonant sideband generation in stretched-pulse fiber lasers », *Optics letters*, **23** 19, 1535 (1998).
- [174] R. Sharp, D. Spock, N. Pan et J. Elliot, « 190-fs passively mode-locked thulium fiber laser with a low threshold », *Optics letters*, **21** 12, 881 (1996).
- [175] D. Tang, L.-M. Zhao, B. Zhao et A. Liu, « Mechanism of multisoliton formation and soliton energy quantization in passively mode-locked fiber lasers », *Physical Review A*, **72** 4, 043816 (2005).
- [176] X. Liu, « Hysteresis phenomena and multipulse formation of a dissipative system in a passively mode-locked fiber laser », *Physical Review A*, **81** 2, 023811 (2010).
- [177] M. A. Chernysheva, A. A. Krylov, C. Mou, R. N. Arif, A. G. Rozhin, M. H. Rüm-melli, S. K. Turitsyn et E. M. Dianov, « Higher-order soliton generation in hybrid mode-locked thulium-doped fiber ring laser », *Ieee journal of selected topics in quantum electronics*, **20** 5, 425 (2014).
- [178] Y. Xu, Y.-l. Song, G.-g. Du, P.-g. Yan, C.-y. Guo, G.-l. Zheng et S.-c. Ruan, « Soli-ton dynamic patterns of a passively mode-locked fiber laser operating in a 2 μm region », *Laser Physics Letters*, **12** 4, 045108 (2015).
- [179] S. Huang, Y. Wang, P. Yan, J. Zhao, H. Li et R. Lin, « Tunable and switchable multi-wavelength dissipative soliton generation in a graphene oxide mode-locked yb-doped fiber laser », *Optics express*, **22** 10, 11417 (2014).
- [180] H. Zhang, D. Tang, X. Wu et L. Zhao, « Multi-wavelength dissipative soliton operation of an erbium-doped fiber laser », *Optics express*, **17** 15, 12692 (2009).

- [181] M. Chernysheva, A. Bednyakova, M. Al Araimi, R. C. Howe, G. Hu, T. Hasan, A. Gambetta, G. Galzerano, M. Rümeli et A. Rozhin, « Double-wall carbon nanotube hybrid mode-locker in Tm-doped fibre laser : A novel mechanism for robust bound-state solitons generation », *Scientific reports*, **7** 1, 1 (2017).
- [182] R. Gumenyuk, M. S. Gaponenko, K. V. Yumashev, A. A. Onushchenko et O. G. Okhotnikov, « Vector soliton bunching in thulium-holmium fiber laser mode-locked with PbS quantum-dot-doped glass absorber », *Ieee journal of quantum electronics*, **48** 7, 903 (2012).
- [183] B. A. Malomed, « Bound solitons in the nonlinear schrödinger/ginzburg-landau equation », dans « Large Scale Structures in Nonlinear Physics », pages 288–294, Springer (1991).
- [184] J. Gordon, « Interaction forces among solitons in optical fibers », *Optics letters*, **8** 11, 596 (1983).
- [185] F. M. Mitschke et L. F. Mollenauer, « Experimental observation of interaction forces between solitons in optical fibers », *Optics letters*, **12** 5, 355 (1987).
- [186] B. A. Malomed, « Bound states of envelope solitons », *Physical Review E*, **47** 4, 2874 (1993).
- [187] P. Grelu, F. Belhache, F. Gутty et J. M. Soto-Crespo, « Relative phase locking of pulses in a passively mode-locked fiber laser », *JOSA B*, **20** 5, 863 (2003).
- [188] F. Gутty, P. Grelu, N. Huot, G. Vienne et G. Millot, « Stabilisation of modelocking in fibre ring laser through pulse bunching », *Electronics Letters*, **37** 12, 745 (2001).
- [189] J. M. Soto-Crespo, N. Akhmediev, P. Grelu et F. Belhache, « Quantized separations of phase-locked soliton pairs in fiber lasers », *Optics letters*, **28** 19, 1757 (2003).
- [190] V. Roy, M. Olivier et M. Piché, « Pulse interactions in the stretched-pulse fiber laser », *Optics express*, **13** 23, 9217 (2005).
- [191] F. Amrani, A. Haboucha, M. Salhi, H. Leblond, A. Komarov et F. Sanchez, « Dissipative solitons compounds in a fiber laser. Analogy with the states of the matter », *Applied Physics B*, **99** 1, 107 (2010).
- [192] D. Richardson, R. Laming, D. Payne, V. Matsas et M. Phillips, « Pulse repetition rates in passive, self-starting, femtosecond soliton fibre laser », *Electronics Letters*, **27** 16, 1451 (1991).
- [193] J. N. Kutz, B. Collings, K. Bergman et W. Knox, « Stabilized pulse spacing in soliton lasers due to gain depletion and recovery », *IEEE journal of quantum electronics*, **34** 9, 1749 (1998).
- [194] B. Vodonos, R. Weill, A. Gordon, A. Bekker, V. Smulakovsky, O. Gat et B. Fischer, « Formation and annihilation of laser light pulse quanta in a thermodynamic-like pathway », *Physical review letters*, **93** 15, 153901 (2004).
- [195] R. Weill, B. Vodonos, A. Gordon, O. Gat et B. Fischer, « Statistical light-mode dynamics of multipulse passive mode locking », *Physical Review E*, **76** 3, 031112 (2007).
- [196] O. Gat, R. Weill et B. Fischer, « Noise induced pulse interaction : The Casimir effect in mode locked lasers », dans « SIAM Conference on Nonlinear Waves and Coherent Structures philadelphia USA », (2010).

- [197] R. Weill, A. Bekker, V. Smulakovsky, B. Fischer et O. Gat, « Noise-mediated Casimir-like pulse interaction mechanism in lasers », *Optica*, **3** 2, 189 (2016).
- [198] S. Chouli et P. Grelu, « Soliton rains in a fiber laser : An experimental study », *Physical Review A*, **81** 6, 063829 (2010).
- [199] K. Sulimany, O. Lib, G. Masri, A. Klein, M. Fridman, P. Grelu, O. Gat et H. Steinberg, « Bidirectional soliton rain dynamics induced by Casimir-like interactions in a graphene mode-locked fiber laser », *Physical review letters*, **121** 13, 133902 (2018).
- [200] H. B. Casimir, « On the attraction between two perfectly conducting plates », dans « Proc. Kon. Ned. Akad. Wet. », tome 51, page 793 (1948).
- [201] A. Pilipetskii, E. Golovchenko et C. Menyuk, « Acoustic effect in passively mode-locked fiber ring lasers », *Optics letters*, **20** 8, 907 (1995).
- [202] A. Grudinin et S. Gray, « Passive harmonic mode locking in soliton fiber lasers », *JOSA B*, **14** 1, 144 (1997).
- [203] F. Amrani, A. Haboucha, M. Salhi, H. Leblond, A. Komarov, P. Grelu et F. Sanchez, « Passively mode-locked erbium-doped double-clad fiber laser operating at the 322nd harmonic », *Optics letters*, **34** 14, 2120 (2009).
- [204] A. Efimov, A. J. Taylor, F. G. Omenetto, J. C. Knight, W. J. Wadsworth et P. S. J. Russell, « Phase-matched third harmonic generation in microstructured fibers », *Optics Express*, **11** 20, 2567 (2003).
- [205] J. Desbois, F. Gires et P. Turnois, « A new approach to picosecond laser pulse analysis shaping and coding », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **9** 2, 213 (1973).
- [206] K. Goda et B. Jalali, « Dispersive Fourier transformation for fast continuous single-shot measurements », *Nature Photonics*, **7** 2, 102 (2013).
- [207] P. Ryczkowski, M. Närhi, C. Billet, J.-M. Merolla, G. Genty et J. M. Dudley, « Real-time full-field characterization of transient dissipative soliton dynamics in a mode-locked laser », *Nature Photonics*, **12** 4, 221 (2018).
- [208] M. Liu, A.-P. Luo, W.-C. Xu et Z.-C. Luo, « Dissipative rogue waves induced by soliton explosions in an ultrafast fiber laser », *Optics letters*, **41** 17, 3912 (2016).
- [209] K. Krupa, K. Nithyanandan, U. Andral, P. Tchofo-Dinda et P. Grelu, « Real-time observation of internal motion within ultrafast dissipative optical soliton molecules », *Physical review letters*, **118** 24, 243901 (2017).
- [210] G. Herink, F. Kurtz, B. Jalali, D. R. Solli et C. Ropers, « Real-time spectral interferometry probes the internal dynamics of femtosecond soliton molecules », *Science*, **356** 6333, 50 (2017).
- [211] K. O. Hill et G. Meltz, « Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview », *Journal of lightwave technology*, **15** 8, 1263 (1997).
- [212] C. Lecaplain et P. Grelu, « Rogue waves among noiselike-pulse laser emission : an experimental investigation », *Physical Review A*, **90** 1, 013805 (2014).
- [213] I. Duling, C.-J. Chen, P. K. A. Wai et C. Menyuk, « Operation of a nonlinear loop mirror in a laser cavity », *IEEE journal of quantum electronics*, **30** 1, 194 (1994).

- [214] A. Grudinin, D. Richardson et D. Payne, « Energy quantisation in figure eight fibre laser », *Electronics Letters*, **28** 1, 67 (1992).
- [215] A. Zavyalov, R. Iliew, O. Egorov et F. Lederer, « Dissipative soliton molecules with independently evolving or flipping phases in mode-locked fiber lasers », *Physical Review A*, **80** 4, 043829 (2009).
- [216] M. Grapinet et P. Grelu, « Vibrating soliton pairs in a mode-locked laser cavity », *Optics letters*, **31** 14, 2115 (2006).
- [217] H. Shi, Y. Song, C. Wang, L. Zhao et M. Hu, « Observation of subfemtosecond fluctuations of the pulse separation in a soliton molecule », *Optics letters*, **43** 7, 1623 (2018).
- [218] J. Soto-Crespo et P. Grelu, « Temporal multi-soliton complexes generated by passively mode-locked lasers », dans « Dissipative Solitons », pages 207–239, Springer (2005).
- [219] F. Sanchez, P. Grelu, H. Leblond, A. Komarov, K. Komarov, M. Salhi, A. Niang, F. Amrani, C. Lecaplain et S. Chouli, « Manipulating dissipative soliton ensembles in passively mode-locked fiber lasers », *Optical Fiber Technology*, **20** 6, 562 (2014).
- [220] N. Taylor, *LASER : The inventor, the Nobel laureate, and the thirty-year patent war*, Simon and Schuster (2002).
- [221] F. McClung et R. Hellwarth, « Giant optical pulsations from ruby », *Journal of Applied Physics*, **33** 3, 828 (1962).
- [222] Y. Gan, W. Xiang et G. Zhang, « Studies on CW and Q-switched mode-locked in passive mode-locked ytterbium-doped fibre laser », *Laser physics*, **19** 3, 445 (2009).
- [223] X. He, A. Luo, W. Lin, Q. Yang, T. Yang, X. Yuan, S. Xu, W. Xu, Z. Luo et Z. Yang, « A stable 2 μm passively Q-switched fiber laser based on nonlinear polarization evolution », *Laser Physics*, **24** 8, 085102 (2014).
- [224] Z. Yan, X. Li, Y. Tang, P. P. Shum, X. Yu, Y. Zhang et Q. J. Wang, « Tunable and switchable dual-wavelength Tm-doped mode-locked fiber laser by nonlinear polarization evolution », *Opt. Express*, **23** 4, 4369 (2015).
- [225] X. Jin, X. Wang, X. Wang et P. Zhou, « Tunable multiwavelength mode-locked Tm/Ho-doped fiber laser based on a nonlinear amplified loop mirror », *Appl. Opt.*, **54** 28, 8260 (2015).
- [226] K. Yin, B. Zhang, L. Li, T. Jiang, X. Zhou et J. Hou, « Soliton mode-locked fiber laser based on topological insulator Bi_2Te_3 nanosheets at 2 μm », *Photonics Research*, **3** 3, 72 (2015).
- [227] A. Haboucha, *Interaction d'un grand nombre de solitons dans un laser à fibre : du "gaz" au "cristal" de solitons*, Thèse de doctorat, Université d'Angers (2008).
- [228] A. Haboucha, H. Leblond, M. Salhi, A. Komarov et F. Sanchez, « Coherent soliton pattern formation in a fiber laser », *Optics letters*, **33** 5, 524 (2008).
- [229] A. Haboucha, H. Leblond, M. Salhi, A. Komarov et F. Sanchez, « Analysis of soliton pattern formation in passively mode-locked fiber lasers », *Physical Review A*, **78** 4, 043806 (2008).

Bibliographie

- [230] A. Schwache et F. Mitschke, « Properties of an optical soliton gas », *Physical Review E*, **55** 6, 7720 (1997).
- [231] S. Rutz et F. Mitschke, « Towards thermodynamics of solitons : cooling », *Journal of Optics B : Quantum and Semiclassical Optics*, **2** 3, 364 (2000).
- [232] F. Wang, X. Zhang et J. Cui, « Generation of soliton rain in a passive mode-locked Tm-doped fiber laser at 2 μm », *Optics & Laser Technology*, **128**, 106228 (2020).
- [233] P. Grellu, J. M. Soto-Crespo, K. Krupa, K. Nithyanandan, S. Hamdi et A. Coillet, « Extreme wave dynamics from incoherent dissipative solitons in fiber laser cavities », dans « Nonlinear Guided Wave Optics », 2053-2563, pages 6–1 to 6–22, IOP Publishing (2017).
- [234] M. Meisterhans, *Développement de composés nano-structurés non-linéaires pour la génération de dynamiques impulsionsnelles ultrarapides en cavité LASER fibrée*, Thèse de doctorat, Université Bourgogne Franche-Comté (2019).
- [235] J. Leuthold, C. Koos et W. Freude, « Nonlinear silicon photonics », *Nature photonics*, **4** 8, 535 (2010).
- [236] G. Son, S. Han, J. Park, K. Kwon et K. Yu, « High-efficiency broadband light coupling between optical fibers and photonic integrated circuits », *Nanophotonics*, **7** 12, 1845 (2018).
- [237] R. G. Hunsperger, A. Yariv et A. Lee, « Parallel end-butt coupling for optical integrated circuits », *Applied optics*, **16** 4, 1026 (1977).
- [238] D. Taillaert, W. Bogaerts, P. Bienstman, T. F. Krauss, P. Van Daele, I. Moerman, S. Verstuyft, K. De Mesel et R. Baets, « An out-of-plane grating coupler for efficient butt-coupling between compact planar waveguides and single-mode fibers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **38** 7, 949 (2002).
- [239] F. Van Laere, G. Roelkens, M. Ayre, J. Schrauwen, D. Taillaert, D. Van Thourhout, T. F. Krauss et R. Baets, « Compact and highly efficient grating couplers between optical fiber and nanophotonic waveguides », *Journal of lightwave technology*, **25** 1, 151 (2007).
- [240] D. Taillaert, P. Bienstman et R. Baets, « Compact efficient broadband grating coupler for silicon-on-insulator waveguides », *Optics letters*, **29** 23, 2749 (2004).
- [241] Y. Wang, W. Shi, X. Wang, Z. Lu, M. Caverley, R. Bojko, L. Chrostowski et N. A. Jaeger, « Design of broadband subwavelength grating couplers with low back reflection », *Optics letters*, **40** 20, 4647 (2015).
- [242] D. Taillaert, F. Van Laere, M. Ayre, W. Bogaerts, D. Van Thourhout, P. Bienstman et R. Baets, « Grating couplers for coupling between optical fibers and nanophotonic waveguides », *Japanese Journal of Applied Physics*, **45** 8R, 6071 (2006).
- [243] K. J. Vahala, « Optical microcavities », *nature*, **424** 6950, 839 (2003).
- [244] W. Bogaerts, P. De Heyn, T. Van Vaerenbergh, K. De Vos, S. Kumar Selvaraja, T. Claes, P. Dumon, P. Bienstman, D. Van Thourhout et R. Baets, « Silicon micro-ring resonators », *Laser & Photonics Reviews*, **6** 1, 47 (2012).
- [245] C. Lam, P. T. Leung et K. Young, « Explicit asymptotic formulas for the positions, widths, and strengths of resonances in Mie scattering », *JOSA B*, **9** 9, 1585 (1992).

Bibliographie

- [246] Q. Xu et M. Lipson, « All-optical logic based on silicon micro-ring resonators », *Optics express*, **15** 3, 924 (2007).
- [247] B. E. Little, S. T. Chu, H. A. Haus, J. Foresi et J.-P. Laine, « Microring resonator channel dropping filters », *Journal of lightwave technology*, **15** 6, 998 (1997).
- [248] Q. Lin, O. J. Painter et G. P. Agrawal, « Nonlinear optical phenomena in silicon waveguides : modeling and applications », *Optics express*, **15** 25, 16604 (2007).
- [249] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König et T. W. Hänsch, « A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics », *Optics communications*, **117** 5-6, 541 (1995).
- [250] A. Arnold, J. Wilson et M. Boshier, « A simple extended-cavity diode laser », *Review of Scientific Instruments*, **69** 3, 1236 (1998).
- [251] C. Hawthorn, K. Weber et R. Scholten, « Littrow configuration tunable external cavity diode laser with fixed direction output beam », *Review of scientific instruments*, **72** 12, 4477 (2001).
- [252] M. G. Littman et H. J. Metcalf, « Spectrally narrow pulsed dye laser without beam expander », *Applied optics*, **17** 14, 2224 (1978).
- [253] P. McNicholl et H. J. Metcalf, « Synchronous cavity mode and feedback wavelength scanning in dye laser oscillators with gratings », *Applied optics*, **24** 17, 2757 (1985).
- [254] K. Harvey et C. Myatt, « External-cavity diode laser using a grazing-incidence diffraction grating », *Optics letters*, **16** 12, 910 (1991).
- [255] J. Cardenas, C. B. Poitras, J. T. Robinson, K. Preston, L. Chen et M. Lipson, « Low loss etchless silicon photonic waveguides », *Optics express*, **17** 6, 4752 (2009).
- [256] J.-B. Dory, C. Castro-Chavarria, A. Verdy, J.-B. Jager, M. Bernard, C. Sabbione, M. Tessaire, J.-M. Fedeli, A. Coillet, B. Cluzel et al., « Ge-Sb-S-Se-Te amorphous chalcogenide thin films towards on-chip nonlinear photonic devices », *Scientific reports*, **10** 1, 1 (2020).
- [257] S. Kharitonov et C.-S. Brès, « All-fiber dissipative soliton resonance mode-locked figure-9 thulium-doped fiber laser », dans « The European Conference on Lasers and Electro-Optics », page CJ_13_4, Optical Society of America (2017).
- [258] K. Zhao, P. Wang, Y. Ding, S. Yao, L. Gui, X. Xiao et C. Yang, « High-energy dissipative soliton resonance and rectangular noise-like pulse in a figure-9 Tm fiber laser », *Applied Physics Express*, **12** 1, 012002 (2018).