



Université de Bourgogne
ÉCOLE DOCTORALE CARNOT

Thèse

pour obtenir le titre de

DOCTEUR en PHYSIQUE

Présentée par

CHOULI SOUAD

STRUCTURES OPTIQUES DISSIPATIVES EN
CAVITÉ LASER À FIBRE

le 8 juillet 2011 à 10h30

Rapporteurs : François SANCHEZ - Professeur (Université d'Angers)
Pierre SURET - Maître de conférence HDR (Université de Lille I)
Directeur : Philippe GRELU - Professeur (Université de Bourgogne)
Examineurs : Gil FANJOUX - Professeur (Université de Franche-Comté)
Abdelhamid KELLOU - Professeur (Université des Sciences et de la Technologie
Houari Boumedienne, USTHB Alger)

*A mon père et ma mère,
à Amina, Fouzia, Soumia,
à Kheireddine,
à Abdesselam.*

Remerciement :

Cette thèse a été effectuée au sein de l'équipe Solitons, Lasers et Communication Optique (SLCO) au laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne (ICB) à l'Université de Bourgogne. Elle a été cofinancée par l'Université de Bourgogne et par la région de Bourgogne. Je remercie Guy Millot, responsable de l'équipe SLCO, Gilles Bertrand directeur de L'ICB, Hans-Rudolf Jauslin Directeur de l'Ecole Doctorale, qui m'ont offert la possibilité d'effectuer ce travail.

Je tiens à remercier chaleureusement les différents membres du jury : François Sanchez et Pierre Suret, les rapporteurs de ce travail pour leurs avis de spécialistes ainsi que les examinateurs Gil Fanjoux et Abdelhamid Kellou pour l'intérêt qu'ils ont manifesté à l'égard de mon travail.

Dans mes remerciements, une place toute particulière revient à mon Directeur de thèse Philippe Grelu. Je tiens à le remercier de m'avoir accordé sa confiance et me proposer un sujet délicat et complexe, mais très intéressant. Il a su être à l'écoute, patient et disponible pour répondre à mes interrogations. Il m'a accompagnée et aidée à développer de nouvelles idées et a su me soutenir et m'encourager au cours de mes périodes de doute. Ses grandes qualités scientifiques et humaines m'ont permis de vivre et mener à bien cette belle aventure.

Ce travail m'a permis de discuter et de profiter des compétences des autres chercheurs de renommées, particulièrement, José Soto-Crespo de l'institut d'optique de Madrid en Espagne. Je le remercie pour sa collaboration et son aide dans la partie numérique de ce travail. De même, je remercie le professeur Niel Akhmediev de l'Université de Canberra en Australie pour sa sympathie, ses encouragements et ses précieux conseils.

Cette thèse a été réalisée dans une ambiance très agréable grâce à tous les membres du Laboratoire avec qui j'ai partagé mes trois années et demie. Je profite ici pour les remercier et saluer leur dynamisme et enthousiasme, particulièrement Thomas Vieillard,

qui avait souvent une réponse à mes questions sur le Latex, Coraline Fortier, Anne Boucon, Aladji Kamagate, Aurélien Coillet, Kamal Hammani, Zioul Hoque, Ronald Tehini, Benoit Barviau, Maya, Philippe Morin, Charles-Henri Hage, Ibrahim El Mensouri, sans oublier Khalida Messaoudi, Julien Fatome, et bien d'autres.

Je souhaite remercier aussi Claudine Jonon, Sandra Klein et Claire Priou qui m'ont aidée dans mes démarches administratives, je salue leur compétence et leur dévouement.

A titre plus personnel, je remercie mes amis pour leur soutien et encouragement, Amel, Imane et Saliha. Je leur souhaite du courage dans leurs travaux de thèses. Je remercie aussi Ahcene, Samia et Jean-Pierre.

Je tiens aussi à remercier chaleureusement, mon frère Kheireddine, mes sœurs Amina et Fouzia, leur douceur, gentillesse et joie de vivre qui ont su transmettre ont été d'un grand réconfort durant les durs moments de solitude, sans oublier le joli sourire de ma belle sœur Soumia.

Je suis très reconnaissante envers mon cher Abdesselam, il m'a soutenu et encouragé et n'a jamais douté de moi. Il a toujours trouvé du temps pour lire et relire ma thèse ; j'ai apprécié ses remarques et conseils. J'ai de la chance de l'avoir à mes côtés. Merci.

Tous les mots du monde ne me suffisent pas pour remercier les deux personnes les plus chères à mon cœur : ma mère Chafika et mon père Belkacem, qui m'ont encouragée, accompagnée et soutenue durant toute ma vie. Ils ont su mettre toute leur énergie et leur savoir-vivre pour mon épanouissement. Je salue leur sagesse et leur dévouement.

*"Toutes les vérités sont faciles à comprendre une fois découvertes ;
à nous de les découvrir"*

Galilée

Table des matières

Introduction	13
1 Généralités : Solitons dans les lasers à fibre	17
1.1 Introduction	18
1.2 Propagation d'une impulsion dans une fibre optique	20
1.2.1 Equation Schrödinger non linéaire	23
1.2.2 Le soliton hamiltonien	31
1.3 Blocage de modes	39
1.3.1 Principe du blocage de modes	39
1.3.2 Méthodes de blocage de modes	41
1.3.3 Blocage de modes par évolution non linéaire de la polarisation	44
1.4 Solitons dissipatifs	46
1.4.1 Solitons dissipatifs, structure dissipative	46
1.4.2 Equations dynamiques	48
1.4.3 Modèles numériques	51
1.5 Interactions entre solitons	54
1.5.1 Interactions entre solitons : exemples	54
1.5.2 Mécanismes d'interactions	61
2 Auto-organisation des solitons	67
2.1 Introduction	68
2.2 Dispositif expérimental	70
2.2.1 Présentation de la cavité et de son fonctionnement	70

2.2.2	Blocage de modes et régimes multi-impulsionnels : premières observations	73
2.2.3	Transistion graduelle vers le blocage de modes	74
2.3	Pluie de solitons	77
2.3.1	Observation de la "pluie de solitons" et caractérisation	77
2.3.2	Explication qualitative : les trois composantes du champ en interaction	82
2.3.3	Comportement en fonction des paramètres de la cavité	83
2.3.4	Pluie de solitons harmonique	88
2.4	Contrôle de la pluie de solitons	91
2.4.1	Contrôle du déclenchement de la pluie de solitons	91
2.4.2	Modification des caractéristiques de la pluie de solitons	93
2.5	Relargage des solitons depuis la phase condensée	95
2.5.1	Observations et caractérisation	95
2.5.2	Comparaison avec la pluie de solitons	97
2.6	Autres auto-organisations	99
2.6.1	Phase condensée et vobulation du train d'impulsions	99
2.6.2	Fonctionnement harmonique	102
2.6.3	Molécules de solitons	103
2.7	Conclusion	106
3	Respiration spectrale d'une impulsion au-delà de la bande passante du milieu à gain	109
3.1	Introduction	110
3.2	Choix de la modélisation : paramètres	113
3.3	Respiration spectrale d'une impulsion au-delà de la bande passante du milieu à gain	117
3.3.1	Respiration spectrale d'une impulsion	118
3.3.2	Influences des pertes linéaires et non linéaires sur la respiration spectrale	124
3.3.3	Influences de l'énergie de saturation E_{sat} et du gain g_0	126

3.3.4	Influence de la dispersion moyenne de la cavité. Existence de <i>gaps</i> pour le fonctionnement impulsionnel	128
3.3.5	Loi d'échelle	131
3.4	Extraction du signal et optimisation	133
3.5	Conclusion	138
	Conclusion et perspectives	139
	Bibliographie	146

Introduction

L'homme a toujours essayé de comprendre les différents phénomènes qui l'entourent, il a développé des outils mathématiques et techniques pour expliquer l'existence et l'évolution d'un grand nombre de phénomènes. Or, la plupart des phénomènes sont non linéaires et évoluent dans des systèmes dits "dissipatifs". Un système dissipatif est un système ouvert qui échange de l'énergie et/ou de la matière avec l'environnement. Il est caractérisé par l'apparition spontanée des structures complexes et parfois chaotiques appelées "structures dissipatives". Grâce à l'évolution et l'interaction permanente entre l'expérience, l'analyse théorique et la simulation numérique, l'étude des structures dissipatives et des effets non linéaires s'est développée considérablement faisant du sujet du soliton dissipatif (structure dissipative localisée et stable) un domaine de recherche à part entière [1,2].

Le terme "soliton" a été introduit pour décrire l'onde solitaire non-linéaire localisée qui est solution d'une équation non linéaire intégrable, comme par exemple l'équation de Korteweg de Vries (KDV) et l'équation de Schrödinger non-linéaire. Cependant, des solutions non-linéaires localisées existent dans de nombreuses situations physiques qui ne sont pas régies par des équations intégrables. La notion de soliton a été aussitôt étendue pour couvrir des solutions des ondes solitaires dans des systèmes non-intégrables et non-conservatifs. Dans un système conservatif, le soliton est une structure localisée produite à partir d'un équilibre entre la non linéarité et la dispersion ou la diffusion. Dans un système dissipatif, la structure localisée exige la présence d'un flux d'énergie continu dans le système et particulièrement à travers la structure localisée. Pour le maintien de l'existence du "soliton dissipatif", en plus d'un équilibre entre la non linéarité et la dispersion, un

équilibre entre l'énergie apportée au système et l'énergie qu'il perd est indispensable. Les solitons dissipatifs ont un mécanisme d'échange d'énergie interne qui les rend semblables aux structures biologiques. Ils sont robustes et peuvent exister indéfiniment dans le temps tant que la source d'énergie qui les maintient demeure en activité, leurs formes, leurs amplitudes et leurs vitesses sont définies par les paramètres du système dissipatif plutôt que par les conditions initiales [3]. Toutes ces propriétés font du soliton dissipatif un sujet attractif pour la recherche.

Le laser constitue un outil idéal pour l'étude des systèmes dynamiques dissipatifs et non linéaires, particulièrement le laser à blocage de modes. Il est relativement facile d'obtenir, dans ce type de laser, un fonctionnement multi-impulsionnel où plusieurs solitons peuvent exister et interagir dans la cavité. Des travaux théoriques et expérimentaux ont été menés dans notre laboratoire par le Pr Ph. Grelu et ses collaborateurs sur les interactions entre les solitons dans la cavité et spécialement sur les états liés des solitons dissipatifs et la formation des molécules de solitons stables [4–6]. Il a montré que ces molécules peuvent manifester des mouvements de pulsations et de vibrations comme dans le cas d'une molécule matérielle [7–9]. Il a montré aussi qu'un ensemble de solitons dissipatifs peut avoir un comportement semblable à celui d'un ensemble de particules comme l'apparence des collisions élastiques et inélastiques [10, 11]. D'autres dynamiques et comportements de solitons dissipatifs analogues aux comportements de la matière et à son évolution ont été rapportés. Le Pr F. Sanchez et ses collaborateurs ont présenté des observations et des études sur l'évolution d'un grand nombre de solitons dans un laser à fibre, parmi les dynamiques présentées, nous retrouvons des évolutions analogues aux transitions de phase de la matière : génération d'un gaz, d'un liquide, d'un colloïde et d'un cristal de solitons [12, 13].

Les différentes dynamiques des solitons observées dans les lasers à fibre à blocage de modes ont pour source une compétition entre plusieurs mécanismes d'interaction, des interactions cohérentes de courte portée et des interactions non cohérentes de longue portée. Parmi les mécanismes d'interaction cités dans la littérature nous avons : les interactions directes entre solitons [14], les interactions via les ondes dispersives [15, 16], les interactions dues à l'épuisement et au rétablissement du gain [17], et les interactions dues aux ondes

acoustiques [18]. Identifier, comprendre et estimer l'influence de chaque mécanisme sur une dynamique précise est un sujet de recherche fascinant et difficile.

Le sujet de ma thèse a été élaboré dans le but de découvrir et d'étudier d'autres dynamiques dissipatives et non linéaires et contribuer ainsi à la compréhension des solitons dissipatifs dans le domaine, largement inexploré, des grands ensembles de solitons. Nous avons utilisé un laser à fibre fonctionnant en régime de blocage de modes passif par évolution non linéaire de la polarisation. Cette technique de blocage de modes permet de varier facilement les paramètres d'absorption saturable et donne la possibilité de changer de façon importante le régime de fonctionnement du laser. Dans ce type de laser, il est relativement facile d'obtenir un fonctionnement multi-impulsionnel où plusieurs solitons peuvent exister et interagir dans la cavité.

Au final, mon travail de thèse a concerné deux axes distincts. Le premier concerne la dynamique multi-impulsionnelle : il s'agit d'un travail expérimental qui consiste en l'étude de nombreux comportements résultant des interactions entre plusieurs solitons en présence d'un fond continu. Le second axe concerne un éclairage nouveau de la dynamique mono-impulsionnelle, à partir d'une étude numérique de la propagation d'un seul soliton dans une cavité à gestion de dispersion. Ces travaux ont été réalisés dans le Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne dans l'équipe "Solitons, Lasers et Communication Optique" à l'Université de Bourgogne à Dijon. Les résultats obtenus sont rapportés dans ce manuscrit qui est organisé en trois chapitres.

Dans le premier chapitre, nous présentons quelques généralités sur le soliton dans les fibres et les lasers à fibres. Il est divisé en deux parties. Nous débutons par une description des effets non linéaires et dispersifs en relation avec la propagation des solitons dans les fibres optiques. Nous présentons le principe de blocage de modes qui permet la génération des solitons en milieu dissipatif et nous intéressons au blocage de modes par évolution non linéaire de la polarisation, qui est la technique que nous avons adoptée. Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous rappelons le concept du soliton dissipatif qui est notre principal centre d'intérêt, les équations dynamiques qui permettent de décrire son apparition et son évolution. Nous citons quelques exemples sur l'organisation des solitons rapportés dans la

littérature, et finissons ce chapitre par présenter les différents mécanismes d'interaction responsables des diverses dynamiques observées.

Le second chapitre est consacré à la présentation des résultats expérimentaux concernant l'auto-organisation des solitons dans la cavité et les différentes dynamiques qui se sont manifestées. Nous présentons l'observation d'une transition graduelle inhabituelle entre une situation où le régime de fonctionnement du laser est continu et la situation où le régime de fonctionnement est impulsionnel. Dans une situation intermédiaire, plusieurs solitons et un fond continu coexistent dans la cavité. Nous nous intéressons à ce régime de fonctionnement et aux différentes dynamiques obtenues et décrivons une dynamique que nous avons nommée "pluie de solitons" sous l'influence des différents paramètres de la cavité. Nous présentons aussi l'expérience qui permet d'effectuer un contrôle externe de cette dynamique ainsi que d'autres types d'auto-organisation des solitons : "relargage des solitons", vobulation d'un train d'impulsions "chirped pulse train", ou encore, les molécules stationnaires de solitons.

Le troisième chapitre traite la propagation d'un seul soliton dans la cavité laser, les résultats numériques de cette étude révèlent l'existence d'un effet intéressant en relation avec l'élargissement spectral de l'impulsion. Au cours de sa propagation, une impulsion subit un élargissement spectral important dans la partie passive de la cavité. Nous décrivons cet effet de respiration spectrale et son ampleur, et rapportons aussi l'existence de zones de dispersion où aucun fonctionnement impulsionnel stable n'est observé. La seconde partie de ce chapitre est consacrée à l'extraction et l'optimisation du signal. Nous donnons les paramètres de cavité qui ont permis d'extraire une impulsion dont la largeur spectrale dépasse de manière importante la bande passante du milieu amplificateur.

Nous finissons par présenter nos conclusions et quelques perspectives que ce travail permet d'envisager.

Chapitre 1

Généralités : Solitons dans les lasers à fibre

1.1 Introduction

Depuis son invention, le laser à fibre, comme tous les lasers, n'a cessé de se développer, offrant une large gamme d'applications dans l'industrie comme pour les marquages et le micro usinage, dans l'intervention chirurgicale exigeant une grande précision, dans l'imagerie médicale, dans les télécommunications ou bien encore dans la défense.

La révolution de la technologie des lasers à fibre résulte des développements dans deux secteurs principaux, premièrement, l'amélioration remarquable des concepts de fabrication des fibres, principalement la maîtrise de la fabrication des fibres dopées aux ions actifs (ions de terre rare). Ces fibres représentent une excellente solution pour l'amplification du signal optique [19–24]. Deuxièmement, l'augmentation de l'efficacité du pompage grâce à l'augmentation de la fiabilité de la technologie des lasers à semi-conducteurs. Des lasers à semi-conducteurs de quelques dizaines de *Watts* avec une durée de vie très longue (10 000 heures) sont à présent disponibles [25].

Les lasers à fibre présentent de nombreux avantages par rapport à d'autres types de lasers comme les lasers solides ou semi-conducteurs. Le rapport surface/volume important des fibres optiques assure une excellente dissipation thermique (les lasers non-fibrés sont souvent associés à un important système de refroidissement). Un autre avantage concerne les propriétés de la fibre optique qui guide naturellement la lumière dans la cavité. Les effets de diffraction en espace libre sont donc éliminés. Le confinement de l'énergie optique sur de grandes longueurs d'interaction permet d'obtenir des gains élevés. La fibre dopée terres rares présente une large bande de gain du fait de l'élargissement inhomogène dans les verres, ce qui permet la réalisation de sources accordables ou la génération d'impulsions ultracourtes. Différentes architectures de cavités peuvent être construites facilement telles que la cavité Fabry-Perot, la cavité en anneau ou une combinaison des deux. Les lasers à fibre ont un moindre coût et un faible encombrement, les applications embarquées sont donc envisageables.

Le laser à fibre présente aussi un grand avantage dans le domaine de la physique fondamentale, parce qu'il constitue un système modèle non linéaire et dissipatif. Il est

ouvert car il dépend d'une source d'énergie externe (le pompage) et possède des pertes. Il constitue ainsi un outil idéal pour réaliser des études expérimentales et pour construire et valider des modèles mathématiques en relation avec les différentes dynamiques qu'un système dissipatif peut présenter. Les impulsions générées par un laser à fibre peuvent être considérées comme des solitons dissipatifs. Ces derniers présentent des dynamiques très variées : ils peuvent évoluer, osciller ou encore conduire à des comportements collectifs complexes [8, 13, 26]. Depuis près d'une décennie, l'étude des solitons dissipatifs s'est considérablement accrue en offrant une nouvelle voie dans le domaine de la recherche fondamentale [1, 2].

Dans ce premier chapitre, nous allons commencer par rappeler les principaux effets dispersifs et non linéaires présents dans les fibres optiques et rappelons l'équation qui décrit la propagation de l'impulsion et l'existence du soliton conservatif fondamental. Dans la deuxième section, le principe de génération des impulsions courtes par la méthode de blocage de modes ainsi que quelques techniques utilisées sont rappelés. La troisième section a pour objet de rappeler des notions sur le soliton dissipatif : définition du concept de structure dissipative, équations mathématiques qui décrivent les solitons dissipatifs et les différentes dynamiques associées. Dans la quatrième section, nous nous intéressons aux interactions entre les solitons dissipatifs, et présentons quelques dynamiques observées en relation avec le fonctionnement multi-impulsionnel des lasers. Quelques exemples et mécanismes d'interaction entre les solitons sont cités pour clôturer le premier chapitre.

1.2 Propagation d'une impulsion dans une fibre optique

Les différentes dynamiques observées dans un laser à fibre dépendent de façon importante des effets non linéaires et dispersifs. Nous commençons par rappeler quelques effets de base qui caractérisent la fibre et leurs influences sur la propagation d'une impulsion.

Effets de dispersion

L'indice de réfraction d'un milieu dépend de la longueur d'onde du signal qui se propage dans ce dernier. De ce fait, deux ondes de longueurs d'ondes différentes se propagent à deux vitesses différentes $v = c/n(\lambda)$. Dans une fibre optique, l'effet de la dispersion se traduit par l'étalement d'une impulsion courte au cours de sa propagation. L'influence de ce phénomène est exprimée mathématiquement par le développement de la constante de propagation $\beta(\omega)$ en série de Taylor autour de la pulsation centrale ω_0 .

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (1.1)$$

Le premier terme β_0 représente la constante de propagation à la fréquence ω_0 , le second terme β_1 représente l'inverse de la vitesse de groupe (v_g), le troisième terme β_2 représente la variation de cette vitesse à la fréquence ω_0 . Le paramètre β_2 est appelé coefficient de dispersion de vitesse de groupe (DVG), il traduit l'élargissement de l'impulsion lorsqu'elle se propage dans la fibre, et s'exprime en ps^2/m :

$$\beta_2 = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \left(\frac{d^2 n}{d\lambda^2} \right). \quad (1.2)$$

Le coefficient D (exprimé en $ps/nm/km$) est souvent utilisé pour évaluer la dispersion de l'impulsion au cours de sa propagation dans le domaine de la télécommunication optique. D est relié à β_2 par la relation suivante :

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2. \quad (1.3)$$

Le signe de la DVG est très important dans la propagation de l'impulsion dans la cavité laser.

Lorsqu'une impulsion se propage dans un milieu caractérisé par $\beta_2 > 0$ ($D < 0$), ses composantes à longues longueurs d'onde se propagent plus vite que celles à courtes longueurs d'onde. L'impulsion se trouve dans un régime de "*dispersion normale*". En revanche, lorsque l'impulsion se propage dans un milieu caractérisé par $\beta_2 < 0$ ($D > 0$), les composantes de courtes longueurs d'onde se propagent plus vite que les composantes de longues longueurs d'onde et l'impulsion se trouve dans un régime de "*dispersion anormale*".

Effets non linéaires

L'effet non linéaire traduit la dépendance entre l'indice de réfraction du milieu et l'intensité du signal qui le traverse. En effet, lorsqu'une onde électromagnétique se propage dans un milieu diélectrique, le champ électrique induit un déplacement de charge et donc une polarisation P . Lorsque l'amplitude du champ électrique devient importante, la réponse du milieu n'est plus simplement proportionnelle au champ, mais fait intervenir plusieurs harmoniques, par conséquent, la réponse est non linéaire. Sous l'action d'un champ optique intense, l'indice de réfraction d'un milieu transparent devient dépendant de l'intensité du champ optique. Dans le cas d'une fibre optique, l'indice de réfraction est relié à l'intensité I ($I \propto |E|^2$) de la lumière incidente par la relation suivante [27] :

$$n = n_0 + n_2 I(t). \quad (1.4)$$

Avec $n_0 = n(\lambda)$ l'indice linéaire qui dépend de la longueur d'onde λ responsable de l'effet de dispersion évoqué auparavant et n_2 est l'indice non linéaire du milieu. Cet effet de dépendance est connu sous le nom d'"*effet Kerr optique*". L'indice non linéaire, qui dépend de la matière, est relativement faible ; à titre d'exemple, pour la silice fondue et au voisinage de la longueur d'onde $\lambda = 1550 \text{ nm}$, l'indice non linéaire varie suivant les mesures entre 2.2 et 3.4 $10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ [27, 28]. La valeur couramment employée est 2.6 $10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$. Toutefois, l'importance des effets non linéaires provient de l'importance du confinement de l'onde (quelques μm) et des distances d'interaction qui sont plus importantes que dans les

configurations d'optique libre, de quelques mètres à plusieurs milliers de kilomètres.

Une des conséquences directes de l'effet Kerr est **l'auto-modulation de phase** (*SPM : self phase modulation*) : il s'agit d'un déphasage auto induit par un champ optique intense lorsqu'il se propage dans une fibre optique. Ce phénomène se traduit par l'apparition de nouvelles composantes spectrales. Dans le cas où deux champs optiques (1, 2), de fréquences ou de polarisations différentes, se propagent simultanément dans une fibre, en plus de la SPM induite par chaque champ, un déphasage non linéaire est acquis par un des deux champs optiques sous l'influence de l'intensité de l'autre, c'est l'effet de **la modulation de phase croisée** (*XPM : cross phase modulation*). Le déphasage non linéaire total ($\Delta\phi_1$) acquis par le champ optique "1" après avoir parcouru, dans une fibre optique, une distance Z est :

$$\Delta\phi_1 = \frac{2\pi n_2}{\lambda_1} [I_1(t) + 2I_2(t)]Z, \quad (1.5)$$

où $I(t)_2 \propto |E_2|^2$ est l'intensité du champ "2". Le premier terme à droite de l'équation représente le déphasage responsable de la SPM et le second terme est responsable de la XPM. Notons que la description complète de la XPM fait intervenir généralement les termes cohérents $E_1^2 E_2^*$ et $E_2^2 E_1^*$.

La diffusion Raman : c'est un effet non linéaire qui résulte de l'interaction entre une onde lumineuse et les phonons optiques. Une onde lumineuse injectée dans une fibre optique excite les molécules qui vibrent alors à leurs fréquences propres avant de retourner à leurs états d'équilibre. Ainsi, un échange d'énergie a lieu entre le milieu et l'onde lumineuse qui se traduit par l'apparition d'une onde Stokes décalée en fréquence de ν_R par rapport à la fréquence de l'onde pompe. Dans le cas d'une fibre en silice, le décalage est $\nu_R = 13.2 THz$. Un autre effet non linéaire qui peut se manifester dans la fibre est **la diffusion Brillouin**. Elle résulte de l'interaction d'une onde lumineuse avec des phonons acoustiques via le phénomène d'électrostriction. L'onde lumineuse injectée dans le milieu est alors rétrodiffusée par l'onde acoustique résonnante et sa fréquence est décalée de l'onde pompe de $\nu_B = (2n\nu_a)/\lambda_p$ avec n l'indice du milieu, λ_p la longueur d'onde de la pompe et ν_a la

vitesse du son dans le verre ($v_a = 6km.s^{-1}$). Dans le cas des fibres à silice et pour une impulsion pompe à 1550 nm , le décalage est $\nu_B \simeq 11\text{ GHz}$ [27]. Lorsque les effets de diffusion (Brillouin, Raman) sont stimulés, ils entrent dans la catégorie des effets non-linéaires.

1.2.1 Equation Schrödinger non linéaire

La propagation d'une impulsion courte ($10\text{ ns} - 10\text{ fs}$) dans une fibre optique est généralement décrite par l'équation Schrödinger non linéaire (ESNL), cette célèbre équation différentielle partielle non linéaire peut, sous certaines conditions, être résolue analytiquement, mais elle permet, surtout, une résolution numérique des phénomènes de propagation. L'avantage de cette résolution numérique est qu'elle permet alors une bonne compréhension des différents phénomènes résultants de cette propagation.

Soit une impulsion optique caractérisée par un champ électrique $E(z, t)$ dont l'enveloppe est $A(z, t)$, la fréquence de sa porteuse est ω_0 et sa constante de propagation est k_0 , alors :

$$E(z, t) = A(z, t)\exp[i(k_0z - \omega_0t)]. \quad (1.6)$$

Dans ce cas, et en supposant que l'enveloppe $A(z, t)$ est lentement variable dans l'espace et dans le temps devant la porteuse, l'équation qui décrit la propagation de cette impulsion lumineuse dans une fibre optique selon la direction z est [27] :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + i\gamma |A|^2 A, \quad (1.7)$$

où le temps T est mesuré dans un référentiel qui se déplace à la vitesse de groupe (v_g) de l'impulsion, ($T = t - z/v_g$), et γ représente le coefficient non linéaire qui s'exprime en fonction de l'indice de réfraction non linéaire n_2 . Il est défini comme suit :

$$\gamma = \frac{n_2\omega_0}{cA_{eff}} \quad (W^{-1}m^{-1}), \quad (1.8)$$

où A_{eff} est l'aire effective de la fibre optique qui tient compte de la variation de l'intensité

le long de la section transverse de celle-ci. A_{eff} est définie par :

$$A_{eff} = \frac{\left[\int \int_{-\infty}^{\infty} |\psi(x, y)|^2 dx dy \right]^2}{\int \int_{-\infty}^{\infty} |\psi(x, y)|^4 dx dy}, \quad (1.9)$$

où $\psi(x, y)$ est la distribution transverse du champ électrique de l'impulsion.

L'ESNL a été démontrée dans les fibres optiques par Hasegawa et Tappert en 1973 [29, 30], et est à la base de nombreux travaux de recherche dans le domaine des télécommunications optiques. L'équation (1.7) est l'équation SNL dans sa version la plus simple, elle prend en considération le premier terme dispersif et le terme non linéaire. Cependant, il est parfois nécessaire de généraliser cette équation pour inclure d'autres effets, par exemple la dispersion d'ordre supérieur, l'effet de la diffusion Raman, les pertes non linéaires, ou bien le gain du milieu amplificateur.

Influence de la dispersion

Considérons le cas où une impulsion courte se propage dans un milieu purement dispersif. Cette propagation peut être décrite par l'équation (1.7) dans laquelle γ prend une valeur nulle :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2}. \quad (1.10)$$

Cette équation est généralement résolue dans le domaine de Fourier où elle s'exprime comme suit :

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} - i \frac{\beta_2 \omega^2}{2} \tilde{A} = 0, \quad (1.11)$$

où $\tilde{A}(z, \omega)$ représente la transformée de Fourier (TF) de $A(z, t)$. La solution de l'équation (1.11) est donnée par :

$$\tilde{A}(z, \omega) = \tilde{A}(0, \omega) \exp\left(i \frac{\beta_2 \omega^2 z}{2}\right), \quad (1.12)$$

où $\tilde{A}(0, \omega)$ désigne la transformée de Fourier du champ initial.

A partir de l'équation (1.12), nous pouvons constater que la dispersion (DVG) modifie la phase de chaque composante spectrale de l'impulsion. Cette modification dépend de la distance parcourue et de la fréquence de chaque composante. Nous constatons aussi que le module de $\tilde{A}(z, \omega)$ ne change pas $|\tilde{A}(z, \omega)|^2 = |\tilde{A}(0, \omega)|^2$, il reste constant le long de la propagation. En revanche, le changement de phase spectrale peut modifier la forme de l'enveloppe temporelle. Pour mieux comprendre l'influence de la DVG, nous allons considérer le cas d'une impulsion de forme gaussienne pour laquelle le champ initial prend la forme suivante :

$$A(o, t) = \exp\left(-\frac{t^2}{2\delta_0^2}\right), \quad (1.13)$$

avec δ_0 la demi largeur à $1/e$ de l'intensité reliée à sa largeur totale à mi-hauteur (FWHM) par $FWHM = 2\sqrt{\ln 2}\delta_0 \approx 1.665\delta_0$.

La forme du champ de l'impulsion gaussienne à un point z de la fibre optique est :

$$A(z, t) = \frac{\delta_0}{(\delta_0^2 - i\beta_2 z)^{1/2}} \exp\left[-\frac{t^2}{2(\delta_0^2 - i\beta_2 z)}\right]. \quad (1.14)$$

D'après l'équation précédente, l'impulsion préserve un profil gaussien au cours de sa propagation, par contre sa largeur (durée) t_1 augmente en fonction de z comme suit :

$$t_1 = \delta_0 \left[1 + \left(\frac{z}{L_D}\right)^2\right]^{1/2}. \quad (1.15)$$

L_D représente la distance de propagation caractéristique au bout de laquelle les effets dispersifs deviennent importants $L_D = \delta_0^2/|\beta_2|$. A $z = L_D$ l'impulsion gaussienne s'élargit d'un facteur $\sqrt{2}$. En parallèle, la phase évolue, l'impulsion acquiert une phase quadratique de type $\Phi_d(z, t) = (at^2 + b)z$. La fréquence instantanée sous l'enveloppe de l'impulsion, c'est-à-dire la dérivée temporelle de la phase, s'écarte donc de la fréquence de la porteuse selon une quantité qui varie linéairement le long de l'impulsion et qui augmente avec la distance de propagation (voir figure (1.1)). Cette quantité est : $\delta\omega = -\frac{\partial\Phi_d}{\partial t}$ appelée "*Chirp*" ou dérive

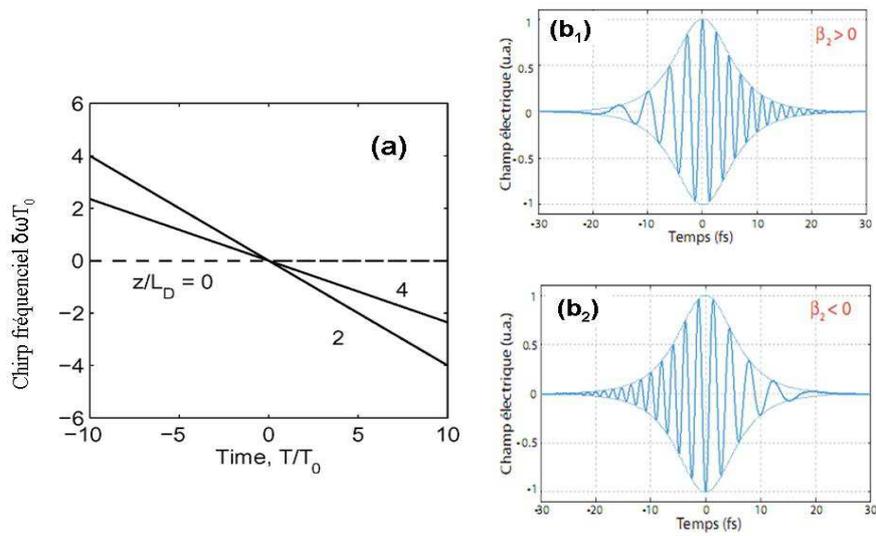


FIGURE 1.1 – Variation linéaire du chirp fréquentiel $\delta\omega_0$ en fonction du temps (T/T_0) d'une impulsion de forme Gaussienne à $z=2L_D$ et $z=4L_D$ en trait continu, le trait discontinu représente le profil initial $z = 0$ (a); Le chirp induit par une dispersion normale (b_1) et une dispersion anormale (b_2).

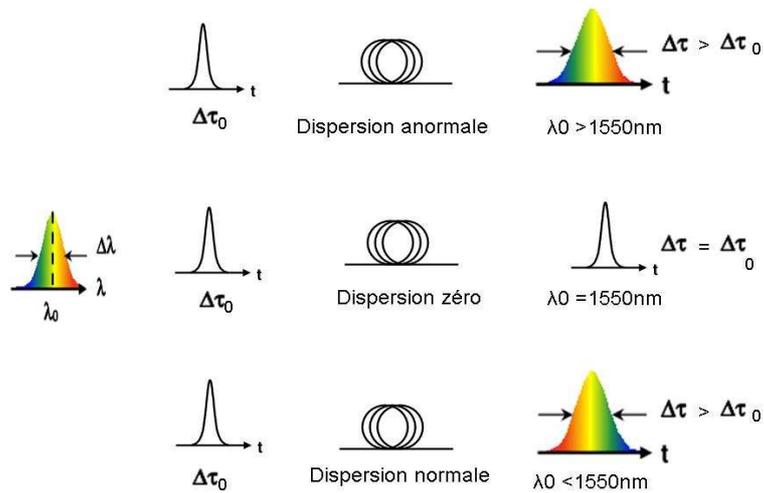


FIGURE 1.2 – Effet de la dispersion lors de la propagation d'une impulsion gaussienne dans une fibre optique.

de fréquence :

$$\delta\omega = -\frac{\partial\Phi_d}{\partial t} = \text{sgn}(\beta_2) \left[\frac{z/L_D}{1 + (z/L_D)^2} \right] \frac{t}{\delta_0^2}. \quad (1.16)$$

D'après l'équation (1.15), la largeur temporelle t_1 de l'impulsion ne dépend pas du signe de (β_2) . L'impulsion s'élargit donc de la même quantité dans les deux cas de régime de dispersion (normale ou anormale) comme schématisé dans la figure (1.2). Ceci n'est valable que pour une impulsion non chirpée initialement. Dans le cas contraire, l'évolution de la largeur temporelle change suivant le régime de dispersion. Pour mieux voir cette évolution, considérons le cas d'une l'impulsion incidente de forme gaussienne caractérisée par un chirp initial linéaire. Le champ prend la forme suivante :

$$A(o, t) = \exp\left(-\left(1 + iC\right)\frac{t^2}{2\delta_0^2}\right). \quad (1.17)$$

Où C est le terme de chirp initial. Nous parlons d'un chirp positif lorsque $C > 0$: dans ce cas, les fréquences instantanées augmentent linéairement du début à la fin de l'impulsion (up-chirp), dans le cas contraire $C < 0$ le chirp est dit négatif.

Une impulsion gaussienne possédant un chirp préserve sa forme gaussienne lorsqu'elle se propage dans la fibre. Après avoir parcouru une distance z , sa nouvelle largeur temporelle t_1 est reliée à sa durée initiale δ_0 par la relation suivante [27] :

$$\frac{t_1}{\delta_0} = \left[\left(1 + \frac{C\beta_2 z}{\delta_0^2}\right)^2 + \left(\frac{\beta_2 z}{\delta_0^2}\right)^2 \right]^{1/2}. \quad (1.18)$$

Cette équation montre que l'élargissement temporel dépend du signe du produit $(C.\beta_2)$. Autrement dit, l'élargissement temporel dépend du signe du chirp et du régime de dispersion, comme sur la figure (1.3) qui représente la variation du facteur d'élargissement temporel de l'impulsion gaussienne avec un chirp en fonction de la distance z .

Lorsque $C\beta_2 > 0$, la durée de l'impulsion augmente linéairement et de façon monotone en fonction de z , par contre, pour $C\beta_2 < 0$, la durée de l'impulsion diminue jusqu'à $t_{1,min}$ ($t_{1,min} = \delta_0 / (1 + C^2)^{1/2}$) puis augmente. L'évolution de la largeur temporelle de l'impulsion peut s'expliquer comme suit : pour une impulsion initiale possédant un chirp

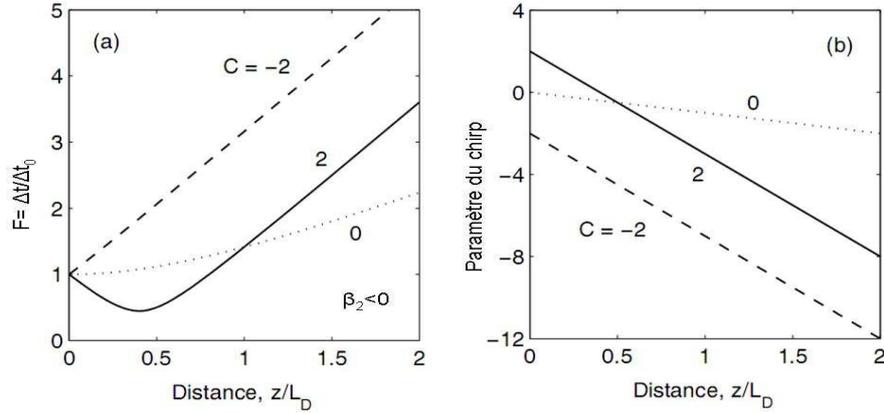


FIGURE 1.3 – Variation du facteur d'élargissement temporel (a) et du paramètre du chirp (b) en fonction de la distance z pour une impulsion de forme gaussienne se propageant dans une fibre à dispersion anormale ($\beta_2 < 0$). Dans le cas où la dispersion est normale ($\beta_2 > 0$) les mêmes courbes sont obtenues avec le signe de C inversé [27].

et dans le cas où la condition $\beta_2 C < 0$ est satisfaite, le chirp induit par la dispersion est en direction opposée au chirp initial, de ce fait, le chirp résultant se réduit, ce qui conduit à la diminution de la largeur temporelle. Lorsque le chirp résultant s'annule, la durée de l'impulsion atteint son minimum. Ensuite, c'est l'effet du chirp induit par la dispersion qui devient le plus dominant, ce qui conduit à un élargissement temporel de l'impulsion.

Influence de l'auto-modulation de phase (SPM)

Considérons, à présent, la propagation d'une impulsion courte dans un milieu purement non linéaire. Ce cas peut être modélisé par l'équation Schrödinger non linéaire (1.7) dans laquelle β_2 prend une valeur nulle [27] :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i\gamma |A|^2 A. \quad (1.19)$$

Cette équation peut être aisément résolue et sa solution prend alors la forme suivante :

$$A(z, t) = A(0, t) \exp(i\gamma |A(0, t)|^2 z). \quad (1.20)$$

L'équation (1.20) montre que $|A(z, t)| = |A(0, t)|$ et par conséquent, le profil d'intensité n'est pas modifié au cours de la propagation. En revanche, une variation de phase de l'impulsion par elle-même est obtenue, ce qui est qualifié alors d'effet d'auto-modulation de phase. Cet effet conduit à un déphasage non linéaire $\Phi_{NL}(z, t) = \gamma|A(0, t)|^2z$, dépendant de la puissance et du profil de l'impulsion, et qui augmente linéairement avec la distance de propagation z . Pour une impulsion de forme gaussienne ou sécante hyperbolique, le déphasage est maximum au centre de l'impulsion $\Phi_{NL}^{max} = \gamma z P_c$, où P_c représente la puissance crête de l'impulsion. L'auto-modulation de phase modifie donc le profil spectral de l'impulsion en générant en permanence, au cours de la propagation, des photons de fréquences inférieures à la fréquence de la porteuse ω_0 sur le front montant de l'impulsion et des photons de fréquences supérieures à la fréquence de la porteuse ω_0 sur le front descendant. De ce fait, l'impulsion acquiert un chirp défini par [27] :

$$\omega(t) - \omega_0 = -\frac{\partial \Phi_{NL}}{\partial t} = -\frac{\partial |A(t, 0)|^2}{\partial t} \gamma z. \quad (1.21)$$

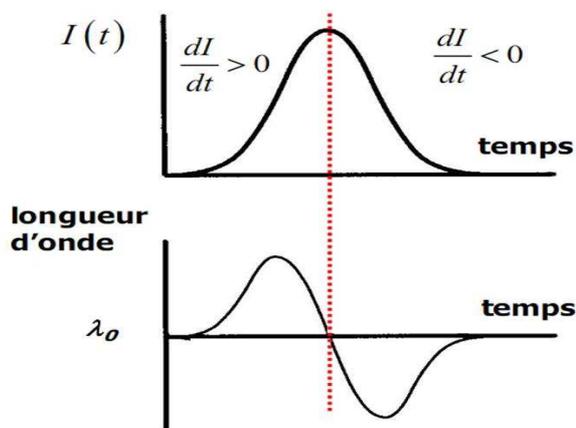


FIGURE 1.4 – *Chirp non linéaire : forme temporelle de l'impulsion et décalage en longueur d'onde.*

La longueur d'onde augmente sur le front montant de l'impulsion (décalage vers le rouge) et diminue sur le front descendant (décalage vers le bleu) (voir figure 1.4). Le chirp induit par effet d'auto-modulation de phase conduit donc à un élargissement spectral de l'impulsion.

Comme pour l'effet dispersif, la distance caractéristique au-delà de laquelle, les effets non linéaires deviennent importants, est notée L_{NL} . Elle représente la distance de la fibre nécessaire à une accumulation de phase non linéaire au centre de l'impulsion égale à un, ($\Phi_{NL}^{max} = 1$). Elle s'exprime par $L_{NL} = 1/\gamma P_c$.

Les longueurs L_D et L_{NL} , qui caractérisent les différents effets observés dans une fibre optique, sont très utiles pour définir le régime de propagation. Si les valeurs expérimentales des longueurs caractéristiques sont telles que :

-A) $L_D \ll L_{NL}$, nous pouvons considérer que le système est principalement dispersif et peut être modélisé par l'équation (1.10). Lorsqu'une impulsion (sans chirp) se propage dans ce milieu, elle subit principalement un élargissement temporel.

-B) $L_D \gg L_{NL}$, le système est principalement non linéaire et peut être modélisé par l'équation (1.19). Dans ce cas, l'effet de la SPM conduit à un élargissement spectral de l'impulsion.

-C) $L_D \sim L_{NL}$, l'influence de la dispersion et la SPM sont d'égale importance sur l'évolution de l'impulsion durant sa propagation. Dans ce cas nous pouvons distinguer deux situations :

- le régime de dispersion est normal ($D < 0$) : Les composantes de grandes longueurs d'onde (λ) sont créées sur le front montant de l'impulsion par l'effet de la SPM, elles se propagent plus vite (car $D < 0$). Les deux effets (SPM et DVG) contribuent à l'élargissement temporel de l'impulsion.

- le régime de dispersion est anormal ($D > 0$) : Dans ce cas, les composantes créées par la SPM se propagent moins vite, par conséquent, une compensation entre la dispersion et la SPM est obtenue. Cette compensation (entre DVG et SPM) est à l'origine de la formation des impulsions dites "***solitons***" dans une fibre optique passive.

1.2.2 Le soliton hamiltonien

Le soliton optique est une manifestation fascinante de la non linéarité dans les fibres optiques, elle a été proposée en 1973 par Hasegawa et Tappert [30]. Le soliton résulte d'un équilibre au sein de la fibre optique entre la dispersion chromatique d'ordre deux (β_2) et la non linéarité liée à l'effet Kerr [31]. Le soliton brillant est observé dans un régime de dispersion anormal ($\beta_2 < 0$) où le chirp généré par la dispersion chromatique est contrebalancé par le chirp lié à l'auto-modulation de phase (SPM) de sorte que $L_D = L_{NL}$ [31]. En l'absence de pertes et des effets d'ordres supérieurs, le soliton est capable de voyager sans aucune déformation. Le soliton est une des solutions de l'équation ESNL (1.7). Cette solution exacte peut être établie analytiquement sur la base de la transformée de diffusion inverse (Inverse Scattering Transform) ou par une approche de type Fourier à pas divisé (Split-Step Fourier) [27]. La solution "soliton brillant" d'ordre N prend la forme suivante :

$$A(t) = N\sqrt{P_0} \operatorname{sech} \left(\frac{t}{\delta_0} \right). \quad (1.22)$$

N est un paramètre sans dimension, $N^2 = L_D/L_{NL} = \gamma P_0 \delta_0^2 / |\beta_2|$. Il représente l'ordre du soliton et il nous permet aussi de mesurer l'importance relative des effets non linéaires et dispersifs. δ_0 est la largeur à $1/e$, elle est reliée à sa largeur à mi-hauteur par $FWHM = 2 \ln(1 + \sqrt{2}) \delta_0$. P_0 représente la puissance crête du soliton fondamental ($N = 1 : L_{NL} = L_D$), elle est donnée par la formule suivante :

$$P_0 = \frac{|\beta_2|}{\gamma \delta_0^2}. \quad (1.23)$$

Pour $N = 1$ (soliton fondamental), le profil sécant hyperbolique reste inchangé :

$$A(z, t) = \sqrt{P_0} \operatorname{sech} \left(\frac{t}{\delta_0} \right) \exp \left[\frac{i P_0 z}{2\gamma} \right], \quad (1.24)$$

le soliton fondamental se propage sans déformation, par contre, les solitons d'ordres supérieurs ($N > 1$) subissent une déformation périodique durant leur propagation. La distance L_s au bout de laquelle le soliton retrouve sa forme initiale après déformation est appelée

période soliton et définie par : $L_s = \frac{\pi}{2} \frac{\delta_0^2}{|\beta_2|}$. La puissance du soliton d'ordre supérieur est reliée à la puissance du soliton fondamental par :

$$P_s = N^2 P_0. \quad (1.25)$$

La solution "*soliton*", exprimée par la formule (1.24), n'est pas la seule solution de l'équation SNL (1.7) (rappelons que la solution soliton est obtenue pour $\beta_2 < 0$), d'autres solutions existent, elles dépendent des propriétés dispersives et non linéaires de la fibre. A titre d'exemple, "*le soliton noir*" est obtenu dans le cas où le régime de dispersion est normal ($\beta_2 > 0$) [29, 32]. Le profil d'intensité de cette solution représente un "trou" sur un fond continu qui peut se propager sans modification, une propriété vérifiée pour la première fois expérimentalement par Weiner et al [33]. Un autre exemple intéressant est "*le soliton à gestion de dispersion*". Cette solution est obtenue lorsque la dispersion n'est plus constante mais varie d'une façon périodique le long de la fibre. De ce fait, les caractéristiques du soliton à gestion de dispersion varient de façon périodique, comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant.

Soliton à gestion de dispersion

Le soliton à gestion de dispersion est un soliton qui se propage dans un système constitué de la succession de segments de fibres à dispersion normale et anormale. La dispersion moyenne est généralement proche de "0". Ainsi, au fur et à mesure que l'impulsion se propage, ses différentes caractéristiques varient d'une manière périodique (voir figure (1.5)). L'impulsion s'étire et se compresse alternativement, elle "*respire*". Durant une période, elle atteint deux maxima et deux minima. Les minima sont généralement très proches de la limite de Fourier car, à ce point, le chirp s'annule. Sur la figure (1.5), les deux segments de fibre ont des dispersions de même amplitude mais de signes opposés. Si les dispersions ne sont pas de même amplitude, les minima vont se décaler et il existe une valeur de dispersion totale au-delà de laquelle un des deux minima disparaît. Le soliton à gestion de dispersion peut être fortement étiré, ce qui permet de diminuer considérablement la puissance crête, par conséquent, les effets non linéaires sont minimisés, ce qui conduit à

une augmentation significative de l'énergie. Pour les lasers à gestion de dispersion, ce type d'impulsion demeure généralement étiré (chirp positif) au niveau du port de sortie, et peut donc être re-compressée, par des réseaux réglés en mode de compression (en général caractérisé par une dispersion anormale). Par cette méthode, des impulsions ultra-courtes (femtoseconde) et de plusieurs nanojoules ont été obtenues [34–37].

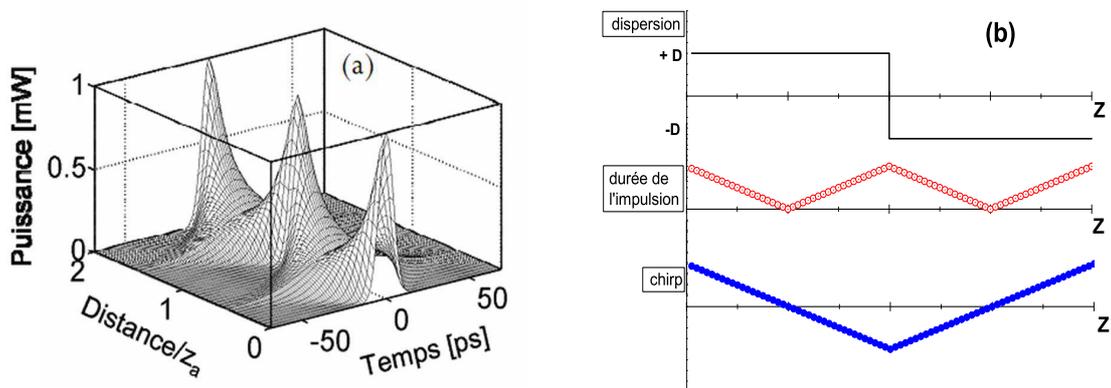


FIGURE 1.5 – Variation de la forme d'une impulsion dans un milieu à gestion de dispersion (a); Représentation schématique de la variation de la durée et du chirp du soliton (b).

Soliton en présence de biréfringence :

Considérons maintenant l'aspect vectoriel du soliton, car jusqu'à présent nous avons négligé le caractère biréfringent de la fibre, et implicitement, l'effet de la polarisation. Nous allons voir dans ce paragraphe que la biréfringence influence l'évolution du soliton au cours de sa propagation.

La biréfringence (B_b) est, par définition, la différence d'indice de réfraction entre les deux axes neutres de propagation (OX, OY), elle est donnée par la formule :

$$B_b = (n_x - n_y). \quad (1.26)$$

Dans une fibre optique, la biréfringence est souvent due à la brisure de la symétrie

cylindrique le long de la fibre. Cette asymétrie peut être involontaire ou bien contrôlée. Dans le premier cas, la biréfringence prend forme lors de la fabrication, elle est "faible" de l'ordre de 10^{-8} , donc il est possible d'assimiler la fibre optique à un milieu isotrope lorsqu'elle est de courte longueur et non enroulée. Dans le second cas, la biréfringence est provoquée volontairement en introduisant des dopants de façon asymétrique lors de la fabrication ou bien en produisant un cœur elliptique, ou encore en appliquant une contrainte externe sur la fibre (une flexion ou une torsion), comme dans le cas d'une fibre à maintien de polarisation. Dans cette fibre, la biréfringence est importante sur toute sa longueur, ce qui permet de maintenir la polarisation lumineuse sur toute la longueur de la fibre selon les deux axes neutres.

Quand les effets non-linéaires dans la fibre optique deviennent importants, une intensité optique suffisante peut induire une *biréfringence non linéaire* dont l'ampleur dépend de l'intensité incidente.

Pour mieux comprendre l'influence de la biréfringence non linéaire, considérons une impulsion se propageant dans une fibre optique. La décomposition de son champ électrique $E(r, t)$ sur les axes neutres (OX, OY) s'écrit [38] :

$$E(r, t) = \frac{1}{2} [E_x(r, t)\hat{x} + E_y(r, t)\hat{y}] \exp(-i\omega_0.t) + c.c. \quad (1.27)$$

L'état de polarisation de cette impulsion varie si ses deux composantes de polarisation orthogonales se déplacent à des vitesses différentes ($n_x \neq n_y$). Un déphasage $\Delta\phi$ entre les deux composantes de polarisation est accumulé. Pour une longueur de propagation L donnée, le déphasage accumulé est de :

$$\Delta\phi = 2\pi(n_x - n_y)\frac{L}{\lambda}. \quad (1.28)$$

Il est à noter que pour une distance L multiple de L_b , les deux composantes de la polarisation ont une différence de phase multiple de 2π . Par conséquent, la polarisation de la lumière revient à son état initial (voir figure (1.6)). Cette longueur nommée (*longueur de battement*)

est donnée par :

$$L_b = \frac{2\pi}{|n_x - n_y|} = \frac{\lambda}{B_b}. \quad (1.29)$$

La longueur de battement est un paramètre important pour tenir compte des effets de polarisation dans les fibres. Une fibre optique est qualifiée de faiblement biréfringente lorsque sa longueur de battement est supérieure à environ 5 cm. Dans le cas inverse, elle est qualifiée de fortement biréfringente. La biréfringence peut être mesurée grâce à différentes techniques rapportées dans les références [39–45].

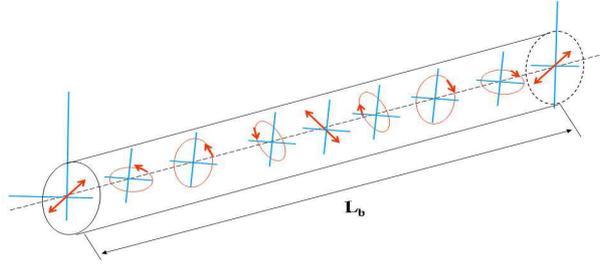


FIGURE 1.6 – Evolution de l'état de polarisation de la lumière le long de la fibre biréfringente.

Les indices de réfraction selon les axes de propagation (OX, OY) sont donnés par :

$$\begin{aligned} n_x &= n_{x0} + \Delta n_x, \\ n_y &= n_{y0} + \Delta n_y. \end{aligned} \quad (1.30)$$

Où n_{x0} et n_{y0} représentent la partie linéaire et Δn_x et Δn_y représentent la partie non linéaire car ils dépendent de l'intensité incidente :

$$\begin{aligned} \Delta n_x &= n_2 \left(|E_x|^2 + \frac{2}{3} |E_y|^2 \right), \\ \Delta n_y &= n_2 \left(|E_y|^2 + \frac{2}{3} |E_x|^2 \right), \end{aligned} \quad (1.31)$$

où n_2 représente l'indice de réfraction non linéaire. Le premier terme qui se trouve à droite des équations est responsable de l'effet de l'auto-modulation de phase (SPM), le second terme traduit l'effet de la modulation de la phase croisée (XPM), que nous avons décrit dans le paragraphe précédent. Les expressions (1.31) sont applicables pour une fibre fortement biréfringente, pour laquelle les termes de couplage cohérents du mélange à quatre ondes sont en moyenne rapidement à zéro.

Soit une impulsion dont les composantes sont définies par :

$$E_j(r, t) = F(x, y)A_j(z, t) \exp(ik_{0,j}z). \quad (1.32)$$

Avec $F(x, y)$ la distribution spatiale, $A_j(z, t)$ l'amplitude lentement variable et $k_{0,j}$ la constante de propagation correspondante ($j = x, y$). La propagation de cette impulsion dans une fibre optique biréfringente en absence des pertes ($\alpha = 0$), est décrite par le système à deux équations ESNL suivant :

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_x}{\partial z} + \beta_{1x} \frac{\partial A_x}{\partial t} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2} &= i\gamma \left[\left(|A_x|^2 + \frac{2}{3} |A_y|^2 \right) A_x + \frac{1}{3} A_x^* A_y^2 e^{-i2\Delta kz} \right], \\ \frac{\partial A_y}{\partial z} - \beta_{1y} \frac{\partial A_y}{\partial t} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_y}{\partial t^2} &= i\gamma \left[\left(|A_y|^2 + \frac{2}{3} |A_x|^2 \right) A_y + \frac{1}{3} A_y^* A_x^2 e^{-i2\Delta kz} \right]. \end{aligned} \quad (1.33)$$

A_x et A_y (β_{1x} et β_{1y}) représentent les enveloppes lentement variables (et l'inverse de la vitesse de groupe) selon l'axe lent (OX) et l'axe rapide (OY) respectivement.

$\Delta k = k_{0x} - k_{0y}$ est un terme relié à la biréfringence par : $\Delta k = \frac{2\pi\lambda}{B_m} = \frac{2\pi}{L_B}$.

Le système des deux équations est exprimé dans un référentiel qui se déplace à la vitesse de groupe moyenne $v_g^{-1} = (\beta_{1x} + \beta_{1y})/2$.

Le comportement d'un champ optique de polarisation linéaire n'est pas le même suivant qu'il se propage dans une fibre de forte ou de faible biréfringence :

Dans une fibre de faible biréfringence, la différence des vitesses de groupes est relativement faible, $\beta_{1x} \approx \beta_{1y} \approx \beta_1$, en les remplaçant dans le système d'équations (1.33) et en

utilisant les cordonnées circulaires suivantes :

$A_{\pm}^{\pm} = (\bar{A}_x \pm i\bar{A}_y)\sqrt{2}$ avec $\bar{A}_{x,y} = A_{x,y}e^{i\frac{\Delta k}{2}z}$, le système prend la forme suivante [38] :

$$\begin{aligned} i\frac{\partial u_+}{\partial \xi} + \frac{i}{2}\frac{\partial^2 u_+}{\partial \tau^2} + bu_- + (|u_+|^2 + 2|u_-|^2)u_+ &= 0, \\ i\frac{\partial u_-}{\partial \xi} + \frac{i}{2}\frac{\partial^2 u_-}{\partial \tau^2} + bu_+ + (|u_-|^2 + 2|u_+|^2)u_- &= 0, \end{aligned} \quad (1.34)$$

où les pertes sont négligées, $b = \Delta k L_D / 2$ et les variables normalisées ξ, τ et u_{\pm}^{\pm} sont définies comme suit :

$$\xi = z/L_D, \quad \tau = (1 - \beta_1 z)/\delta_0, \quad u_{\pm}^{\pm} = (2\gamma L_D/3)^{1/2} A_{\pm}^{\pm}.$$

La résolution numérique de ce système permet de distinguer deux situations. Si la longueur non linéaire est plus importante que la longueur du battement ($L_{NL} \gg L_b \simeq 2\pi/\Delta k$), les solitons de polarisation linéaire restent stables quel que soit leur axe de polarisation, par contre si $L_{NL} < L_b$ ou $L_{NL} \sim L_b$, leur stabilité dépend de leur polarisation, à savoir que, si les solitons sont polarisés suivant l'axe lent (OX), ils sont et demeurent stables, par contre, ils deviennent instables s'ils sont polarisés selon l'axe rapide (OY).

Lorsqu'une impulsion de polarisation elliptique se propage dans la fibre quasi-isotrope, son ellipse subit une rotation non linéaire [46, 47]. Ce comportement, très intéressant, est exploité dans une technique de blocage de modes passive (blocage de modes par évolution non linéaire de la polarisation) afin de générer des impulsions courtes.

Dans le cas où l'impulsion se propage dans une fibre de forte biréfringence, la faible valeur de L_B conduit à des oscillations rapides si bien qu'on peut considérer que la contribution du dernier terme dans les équations (1.33), le terme de couplage cohérent, s'annule en moyenne au cours de la propagation. Dans le cas où les pertes sont négligées et que la fibre est de

dispersion anormale ($\beta_2 < 0$), le système est le suivant [38] :

$$\begin{aligned} i \left[\frac{\partial u}{\partial \xi} + \delta \frac{\partial u}{\partial \tau} \right] + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + (|u|^2 + B|v|^2) u &= 0, \\ i \left[\frac{\partial v}{\partial \xi} - \delta \frac{\partial v}{\partial \tau} \right] + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2} + (|v|^2 + B|u|^2) v &= 0. \end{aligned} \quad (1.35)$$

Où u et v sont les amplitudes normalisées des composantes du champ polarisées linéairement selon l'axe OX et l'axe OY respectivement.

$\delta = (\beta_{1x} - \beta_{1y})\delta_0/2|\beta_2|$ représente les désaccords des vitesses de groupe entre les deux axes de propagation, $\tau = \frac{1}{\delta_0} \left[t - \left(\frac{\beta_{1x} + \beta_{1y}}{2} \right) z \right]$ est le temps normalisé. B est le paramètre de couplage dû à la XPM, il prend la valeur de $(2/3)$ dans le cas d'une fibre de biréfringence linéaire comme exprimé dans l'équation (1.31).

En l'absence de l'effet de la XPM, les deux composantes évoluent indépendamment, et après une certaine distance elles seront complètement séparées, car leurs vitesses de groupes sont différentes. Par contre, dans le cas où l'intensité du champ optique est importante, l'effet de la XPM n'est plus négligeable, ce qui conduit à une dépendance entre les deux composantes. Cette dépendance peut donner sous certaines conditions un comportement oscillatoire, à savoir, les deux composantes de l'impulsion se propagent l'une *près* de l'autre et leur distance de séparation n'est plus fixe, elle varie d'une manière périodique [38].

1.3 Blocage de modes

Dans cette section, nous allons rappeler le principe de génération des impulsions courtes par une méthode basée sur un phénomène presque aussi ancien que le laser lui-même appelé "*verrouillage de modes*" ou bien "*blocage de modes*" (BM) [48–52]. Cette technique a permis de développer des sources à impulsions ultra courtes (inférieures à la picoseconde), compactes et très fiables.

1.3.1 Principe du blocage de modes

Le blocage de modes repose sur le principe d'imposer une relation de phase fixe entre les différents modes qui oscillent à l'intérieur de la cavité laser. L'espacement entre deux modes de cavité appelé l'intervalle spectrale libre (*ISL*) dépend de la longueur de cavité et vaut $\Delta\gamma = c/nL$, avec L la longueur du trajet total dans la cavité, n indice du milieu, c la vitesse de la lumière.

Les fibres dopées aux terres rares (*Erbium*, *Ytterbium*) présentent une large bande de gain (environ 20 nm autour 1.5 μm pour le laser dopé *Er*) ce qui permet l'oscillation d'un grand nombre de modes de l'ordre de 10^5 dans un laser à fibre. Le champ total s'écrit sous la forme suivante :

$$E = \sum_m E_m \exp(i\phi_m - i\omega_m t), \quad (1.36)$$

où E_m , ϕ_m et ω_m sont respectivement l'amplitude du mode, la phase et la fréquence du mode m parmi les $2M + 1$ modes de la cavité.

L'interférence constructive entre les différents modes donne un champ d'intensité $|E(t)|^2$. Dans le cas où il n'y a pas de relation de phase fixe entre les différents modes, c'est le régime multimode quasi continu. La figure (1.7 a) présente l'oscillation de cinq modes de phase aléatoire. Dans le cas contraire, c'est le régime de blocage de modes ; dans ce régime, plusieurs modes sont synchronisés de telle sorte que la différence de phase entre deux modes voisins est verrouillée (bloquée) à une valeur constante $\phi = \phi_m - \phi_{m-1}$ (figure 1.7 b). Ce qui implique que $\phi_m = m \cdot \phi + \phi_0$. La fréquence des modes est $\omega_m = 2m\pi\Delta\nu + \omega_0$. En utilisant ces relations dans l'équation (1.36) avec $E_m = E_0$ (tous les modes ont la même amplitude

E_0), nous retrouvons l'équation suivante :

$$|E(t)|^2 = \frac{\sin^2 [(2M + 1)\pi\Delta\nu t + \phi/2]}{\sin^2(\pi\Delta\nu t + \phi/2)} E_0^2. \quad (1.37)$$

$|E(t)|^2$ est une fonction périodique de $T = 1/\Delta\nu$, ce temps qui sépare deux impulsions n'est autre que le temps que l'impulsion met pour faire un tour de cavité. La durée de l'impulsion est estimée à partir de l'équation (1.37) : $\tau = K/(2M+1)\Delta\nu$, où K est un facteur qui dépend de la forme de l'impulsion ($K = 0.44$ pour une forme gaussienne, $K = 0.315$ pour une sécante hyperbolique) et $(2M + 1)\Delta\nu$ représente la largeur totale de tous les modes qui ont une relation de phase fixe (les modes verrouillés). Plus cette largeur spectrale est importante, plus l'impulsion est courte. En pratique, la durée d'une impulsion est liée fondamentalement à l'inverse de la largeur spectrale du laser et à la dispersion de la vitesse de groupe (DVG) car la largeur spectrale d'une impulsion courte est telle qu'on ne peut pas négliger la variation d'indice dans la fibre entre les fréquences extrêmes, et qui induit un élargissement de l'impulsion (paragraphe 1-1-a).

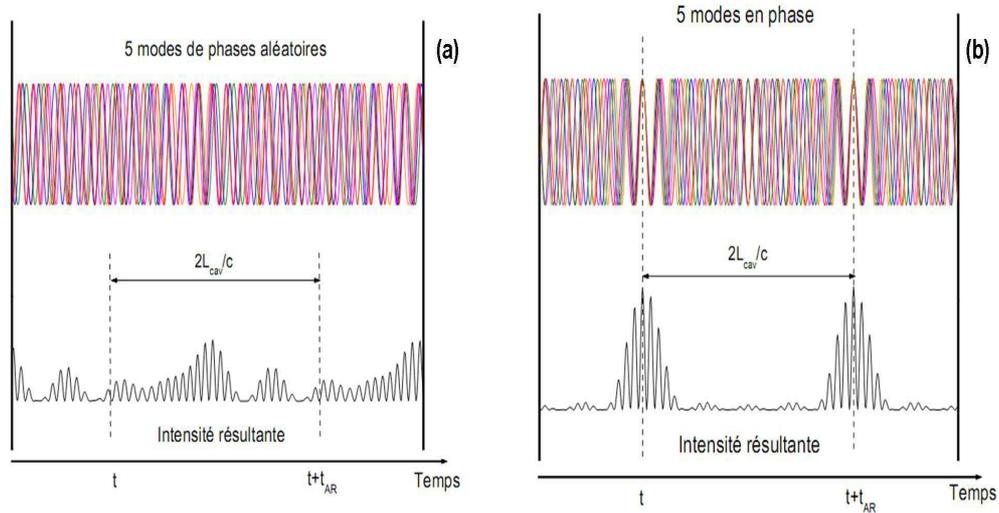


FIGURE 1.7 – Représentation schématique du principe de blocages de modes : a) oscillation de 5 modes de phase aléatoire (fonctionnement multi mode quasi continu); b) relation de phase fixe (fonctionnement multi mode impulsif).

1.3.2 Méthodes de blocage de modes

Les différentes méthodes utilisées pour réaliser un blocage de modes peuvent être *actives* ou *passives*. La distinction entre les deux méthodes est simple, le blocage de modes actif nécessite l'utilisation d'un signal externe modulé, donc un dispositif externe pour commander le signal. A l'aide des composants actifs, la commande du signal peut être optique ou électrique. En revanche, le blocage de modes passif exploite les effets optiques non-linéaires d'un élément qui compose la cavité sans aucune intervention extérieure.

Méthode de blocage de modes actif

Il existe deux manières principales de réaliser un blocage de modes actif dans un laser, soit par modulation d'amplitude (AM) du signal, soit par modulation de sa fréquence (FM) [53].

Le blocage de modes actif par modulation de l'amplitude est simple à comprendre dans le domaine temporel. Il est réalisé en plaçant un modulateur AM dans la cavité dont la fréquence de modulation correspond à une harmonique de la fréquence fondamentale de la cavité. Le modulateur AM introduit des pertes périodiques dans le temps. En conséquence, le champ électromagnétique circulant dans la cavité est favorisé à des localisations temporelles bien fixes pour donner naissance à un train d'impulsions. Pour le blocage de modes FM, le modulateur de phase utilisé produit une modification de la phase du signal optique à chaque tour de cavité. Les performances d'un laser à blocage de mode FM sont sensiblement identiques à celles du laser à blocage de modes AM à la seule différence qu'en blocage de modes FM, l'impulsion acquiert un chirp fréquentiel [53].

Méthode de blocage de modes passif

Le blocage de mode passif est une technique basée sur l'exploitation des effets non linéaires optiques afin de générer des impulsions courtes sans avoir recours à des modu-

lateurs externes. En général, l'utilisation des effets non linéaires permet d'introduire des pertes qui dépendent de l'intensité du champ qui parcourt la cavité : ces pertes sont plus importantes pour le régime continu afin de favoriser le régime de fonctionnement impulsionnel. Plusieurs méthodes basées sur la variation des pertes en fonction de l'intensité (effet d'absorbant saturable) sont utilisées comme : les miroirs semi-conducteurs non linéaires (SESAM) [54,55], les miroirs à boucle optique non linéaire (NOLM) [56], les miroirs à boucle amplificatrice non linéaire (NALM) [57], l'effet de la rotation non linéaire de la polarisation (RNLP) [58] que nous avons utilisé dans notre cavité laser et qui sera décrit en détail plus loin dans cette section. Il existe aussi des milieux matériels autres que semi-conducteur possédant des propriétés d'absorbant saturable : comme les colorant. Enfin, de nouveaux matériaux tels que les nanotubes de carbone et le graphène sont étudiés dans ce sens [59–61].

L'absorbant saturable

Un absorbant saturable AS est un élément caractérisé par une transmission qui augmente en fonction de la puissance du champ qui le traverse. Pour les faibles valeurs d'intensité, la transmission est faible, par contre, pour des valeurs d'intensité importantes, l'absorbant est saturé, il devient donc presque transparent. Chaque absorbant saturable possède quatre caractéristiques : une plage de fonctionnement en longueur d'onde, une modulation de la transmission, un temps de relaxation et une intensité de saturation. On dénombre deux grandes familles : les absorbants saturables dits "*lents*" (temps de relaxation plus grand que la durée de l'impulsion), et les absorbants saturables dits "*rapides*" (temps de relaxation plus court que la durée de l'impulsion) [62,63].

Le mécanisme de base qui permet d'obtenir des impulsions ultra courtes par la méthode de blocage de modes avec un absorbant saturable peut être compris de la façon suivante : en introduisant, dans la cavité laser, un absorbant saturable, les modes qui sont en relation de phase fixe subissent moins de pertes dans la cavité puisqu'ils correspondent à des pics d'intensité. Par contre, les autres combinaisons de modes sont davantage absorbés. Ainsi, seules les impulsions intenses, correspondant à des modes synchronisés en phase, peuvent circuler dans la cavité. De plus, si nous considérons que l'absorbant saturable est rapide [53], l'impul-

sion qui le traverse est raccourcie temporellement, car son centre est transmis avec moins de pertes que ses ailes. Le raccourcissement de l'impulsion produit un mécanisme par lequel le laser minimise les pertes de la cavité en générant des impulsions intenses et ultra courtes [53].

Autres techniques de blocage de modes

Notons qu'il existe d'autres techniques de blocage de modes comme *le blocage de modes hybride* (actif-passif). Dans cette méthode, deux techniques de blocage de modes sont combinées dans une même cavité afin d'augmenter la performance du laser. Généralement, une combinaison entre une technique passive et une technique active permet d'obtenir un train d'impulsions régulier à une cadence bien définie (BM actif) avec une impulsion plus courte (BM passif). Le modulateur peut fonctionner à une fréquence multiple de la fréquence fondamentale ce qui permet des taux de répétition supérieurs.

Il est aussi possible de combiner deux techniques de blocage de modes passifs. Dans une approche, un absorbant saturable est introduit dans une cavité qui fonctionne en régime de blocage de modes via l'évolution non linéaire de la polarisation : cette combinaison a été utilisée en 1996 par Fermann et al [64]. Le laser a produit des impulsions de 200 *fs* de durée avec une énergie supérieure à 100 *pJ* à 1560 *nm*. L'état stationnaire est gouverné par l'évolution non linéaire de la polarisation. En revanche, la présence de l'absorbant saturable dans la cavité aide à améliorer le déclenchement du blocage de modes (auto déclenchement de BM). Dans les années 80, une technique dite *blocage de modes par collision d'impulsions* (*colliding pulse modelocking : CPM*) avait été développée [65,66]. Dans cette technique, le laser comprend un milieu absorbant entre deux milieux à gain où deux impulsions contra-propagatives peuvent circuler dans la cavité. Cette cavité est conçue de façon à obliger les deux impulsions à interagir dans la région d'absorbant saturable [66–69]. Aujourd'hui, cette technique n'est pratiquement plus utilisée car elle engendre un régime de fonctionnement peu stable et complexe à mettre en œuvre.

1.3.3 Blocage de modes par évolution non linéaire de la polarisation

Pour générer des impulsions, notre laser utilise la technique de verrouillage de modes par l'évolution non linéaire de la polarisation. Cette technique est basée sur l'effet Kerr décrit dans le paragraphe (1-1-a). La figure (1.8) représente le schéma de principe de cette technique.

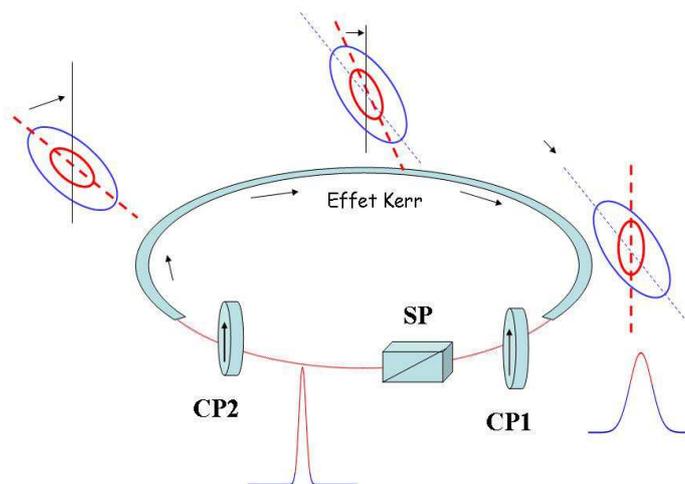


FIGURE 1.8 – Schéma de la méthode de blocage de modes utilisant l'évolution non linéaire de la polarisation de la lumière : SP séparateur de polarisation $CP_{1,2}$ contrôleurs de polarisation.

Un séparateur de polarisation (SP) placé entre deux contrôleurs de polarisation ($CP_{1,2}$) forme un élément indispensable pour le blocage de modes. La lumière qui traverse le séparateur de polarisation est linéairement polarisée ; le contrôleur de polarisation CP_2 qui se trouve après SP, transforme l'état de polarisation de la lumière d'une polarisation linéaire à une polarisation elliptique. Ensuite, l'état de polarisation évolue non linéairement durant la propagation de l'impulsion dans la fibre à cause de l'automodulation de phase (SPM) et de la modulation de la phase croisée (XPM), [70]. De ces effets non linéaires, il en résulte que le sommet de l'impulsion (plus intense) subit une rotation plus importante que les ailes de l'impulsion. Le contrôleur de polarisation CP_1 qui se trouve le séparateur de polarisation (SP) est ajusté de façon à obtenir une polarisation linéaire au sommet de l'impulsion. Ainsi, il laisse passer le centre intense de l'impulsion avec un minimum de perte et bloque les ailes

de l'impulsion. Par conséquent, l'impulsion est raccourcie temporellement après un tour de cavité par un effet identique à celui produit par un absorbant saturable matériel ultra rapide.

En pratique, l'effet de rotation non linéaire de la polarisation, tel qu'il a été décrit ci-dessus, est combiné avec la biréfringence linéaire résiduelle [71]. Cette biréfringence permet au phénomène de l'évolution de la polarisation de se développer de façon complexe [47, 72]. Elle contribue aussi à l'effet de discrimination de la lumière [73, 74], ce qui devient complexe à modéliser par des formules analytiques [47, 75]. La technique de blocage de modes par évolution non linéaire de polarisation a été utilisée avec succès dans les lasers à fibres depuis près de deux décennies [76, 77].

1.4 Solitons dissipatifs

1.4.1 Solitons dissipatifs, structure dissipative

Le soliton dissipatif est une structure localisée capable d'exister pendant une longue période de temps dans un système ouvert, bien que les parties de la structure éprouvent des pertes et gains d'énergie et/ou de matière. Cette structure peut être le profil de l'intensité lumineuse, de température, de champ magnétique, ...etc. Ces solitons existent dans les systèmes "ouverts" qui sont loin de l'équilibre, ces systèmes dits "*dissipatif*" sont en contact avec une source externe qui peut leur fournir l'énergie nécessaire pour compenser les pertes. La formation du soliton dissipatif est beaucoup plus complexe que celle des solitons conservatifs, car en plus de la dispersion et de la non linéarité, les solitons dissipatifs échangent de l'énergie et/ou de la matière avec une source externe : un équilibre entre les pertes et le gain en plus d'un équilibre entre la dispersion et les non linéarités, est nécessaire pour former et maintenir cette structure. Ces deux équilibres, en fait, deviennent fortement couplés ce qui offre des possibilités inédites, par exemple la possibilité d'obtenir un soliton brillant en régime de dispersion normale.

Les solitons dissipatifs peuvent exister indéfiniment dans le temps si les paramètres qui leur donnent naissance restent constants au cours de la propagation. Ils peuvent évoluer, ou changer de forme périodiquement, mais disparaissent si les échanges d'énergie et/ou de matière avec l'extérieur cessent, ou bien si les paramètres du système ne coïncident plus avec ceux qui ont permis la formation de soliton. Le terme "*système dissipatif*" a été employé par Nicolis et Prigogine [78] pour décrire les systèmes thermodynamiques hors équilibre. Depuis, de nombreux systèmes ouverts non linéaires ont été intensément étudiés dans le cadre de l'étude théorique des solitons dissipatifs [1, 2]. Le concept du soliton dissipatif a permis d'expliquer plusieurs phénomènes et dynamiques observés, par exemple dans le domaine de l'optique non linéaire. Ce concept a permis d'expliquer certains comportements des solitons dans les lasers à fibre telles que : la formation de molécules de solitons [11], la vibration des solitons [8, 9], la pulsation des solitons [7], les propriétés inédites de la collision des solitons [10, 79].

En inspectant dans la nature, nous nous rendons compte que toutes les particules sont plongées dans des milieux dissipatifs qui alimentent leurs mouvements en permanence. Les structures dissipatives sont bien présentes dans la biochimie, l'optique, les systèmes thermiques, et de façon plus générale, nous pouvons étendre les analogies aux systèmes plus compliqués telle que l'espèce animale dans la nature. Ce dernier cas peut être considéré comme une structure localisée, dont les processus internes doivent être équilibrés, son existence résulte d'un ajustement des paramètres (température, pression, humidité ...etc) de façon bien précise et si l'apport d'énergie externe cesse, l'espèce animale n'existera plus. Elle disparaît.

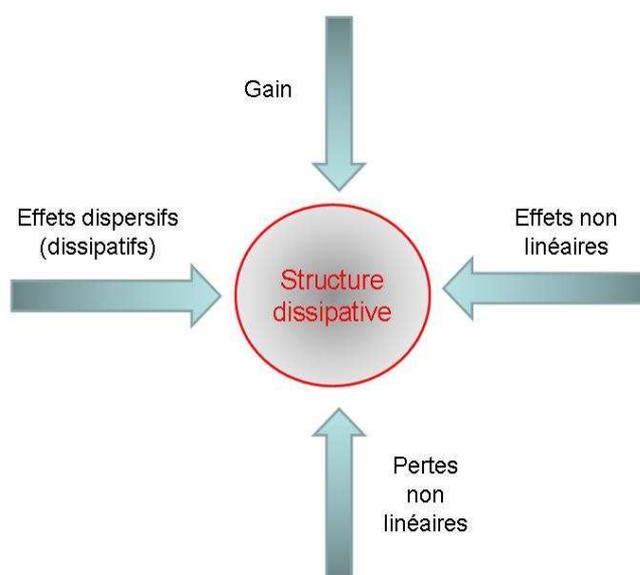


FIGURE 1.9 – *Manifestation du soliton dissipatif : l'équilibre "gain - pertes" et l'équilibre "effets dispersifs - effets non linéaires" sont fortement couplés.*

1.4.2 Equations dynamiques

Equation Maître :

L'équation de Schrödinger non linéaire (ESNL) (1.7) est souvent utilisée pour décrire l'évolution de l'impulsion qui se propage dans une fibre optique. Cette équation permet de décrire l'influence des effets dispersifs et non linéaires. Cependant, dans les lasers à fibres à blocage de modes, en plus de la dispersion chromatique et des effets non linéaires, d'autres effets qui influencent la dynamique du laser sont bien présents et sont indispensables pour l'équilibre du soliton qui se propage dans ce type de cavité. L'équation maîtresse proposée par Haus [62,80,81] s'est révélée efficace pour décrire les mécanismes essentiels régissant les caractéristiques d'une impulsion issue d'une cavité laser à blocage de modes. Le principe de cette équation est basé sur la description de l'influence des différentes contributions qui constituent la cavité, à savoir, le gain du milieu amplificateur, les pertes, la dispersion, les non linéarités Kerr et l'absorbant saturable. Ainsi, l'enveloppe du champ électrique E va subir successivement ces contributions au fur et à mesure de sa propagation dans la cavité. En considérant l'état stationnaire où tous les effets se compensent, l'équation maîtresse [80] s'écrit :

$$(g - l - i\phi)E + \left[\frac{g}{\Omega_g^2} + iD \right] \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + (\delta - i\gamma)|E|^2 E = 0. \quad (1.38)$$

Cette équation prend en considération l'influence des différents éléments précisés ci-dessus : Les pertes et le déphasage linéaires sont représentés par l et ϕ respectivement. L'influence du milieu amplificateur sur le champ E est $g(1 + \frac{1}{\Omega_g^2} \frac{d^2}{dt^2})$, où g est la coefficient de gain et Ω_g la largeur spectrale du milieu. Le terme $iD \frac{d^2}{dt^2}$ représente l'effet de la dispersion de la vitesse de groupe. $\delta|E|^2$ (avec $\delta > 0$) est la modulation d'amplitude induite par l'effet de l'absorbant saturable et $i\gamma|E|^2$ correspond à l'automodulation de phase due à l'effet Kerr. Pour $(g - l < 0)$, une solution impulsionnelle stable à cette équation peut être obtenue suivant les valeurs prises par les autres paramètres. Elle s'écrit comme suit :

$$E = A \operatorname{sech}(t/\tau) e^{iB \operatorname{sech}(t/\tau)}. \quad (1.39)$$

A est l'amplitude de l'impulsion, τ est la largeur temporelle et B est le paramètre du chirp. Haus avait montré qu'il est alors possible d'extraire la dépendance des paramètres caractérisant l'impulsion (A, τ, B) en fonction des grandeurs caractéristiques des éléments de la cavité. Cette dépendance diffère suivant le régime de dispersion de la cavité. Dans le cas où la dispersion est anormale (ici $D < 0$), le paramètre du chirp B est très faible et varie généralement très peu avec D ou γ (non linéarité kerr). En revanche, la durée de l'impulsion " τ " dépend de la valeur γ de façon assez prononcée, ceci d'autant plus que D est grande en valeur absolue.

En régime de dispersion normal, le paramètre du chirp devient un phénomène prépondérant et dépend très fortement de γ tout en se saturant lorsque D augmente. Il en résulte, que pour les mêmes valeurs du couple (D, γ) , la durée des impulsions est plus courte en régime anormal qu'en régime normal. Nous pouvons également remarquer qu'on obtient, à peu près, les mêmes tendances lorsqu'on étudie les caractéristiques de l'impulsion B et τ toujours en fonction de D mais pour différentes valeurs de δ (pertes non linéaires dues à l'absorbant saturable) en fixant cette fois la valeur de γ . Une différence majeure peut toutefois être relevée dans le fait que la durée de l'impulsion τ en régime anormal ne dépend pas de la force de l'absorbant saturable rapide alors qu'elle en dépend fortement à fort régime de dispersion normal. Il en est quasiment de même pour le paramètre du chirp B [80].

L'équation maîtresse est une extension importante de l'équation de Schrödinger non linéaire [82]. Elle permet, non seulement, de décrire la propagation des solitons en régime dissipatif, mais aussi de mieux comprendre le mécanisme de blocage de modes [83]. Cette équation a été investie pour décrire la dynamique des lasers à blocage de modes pour plusieurs configurations de cavité telles que : les cavités linéaires (Fabry Perot) qui utilisent des miroirs semi-conducteurs [84–86], ou bien des fibres de Bragg [87–90], les cavités en anneau qui utilisent l'évolution non linéaire de la polarisation [76, 91–93], etc.

Le grand avantage de l'équation maîtresse est qu'elle permet de regrouper l'ensemble des effets mis en jeu dans les systèmes lasers. Elle est le résultat d'un regroupement des fonctions de transfert de chaque phénomène physique jugé essentiel au fonctionnement du laser à étudier. Toutefois, ce modèle a des limites. Une des limites est que la gamme des

paramètres qui permet de décrire la génération des impulsions dans le régime de blocage de modes est étroite. En effet, le modèle est particulièrement sensible au paramètre de la non-linéarité δ ; à titre d'exemple, dans le cas étudié et présenté dans [82], la solution soliton stable existe lorsque les pertes non linéaires dues à l'absorbant saturable varient dans un intervalle compris entre 0.01 et 0.0348 (intervalle étroit).

Equation Ginzburg-Landau complexe cubique quintique (GLCQ) :

L'équation qui donne la possibilité d'étudier la dynamique des solitons dans des domaines plus étendus et d'expliquer de nombreux autres comportements observés dans les lasers à fibre à blocage de modes est l'équation de Ginzburg-Landau complexe cubique quintique (GLCQ) suivante [94] :

$$\psi_z - i\frac{D}{2}\psi_{tt} - i|\psi|^2\psi - i\nu|\psi|^4\psi = \delta\psi + \beta\psi_{tt} + \epsilon|\psi|^2\psi + \mu|\psi|^4\psi. \quad (1.40)$$

Où D , ν , δ , β , ϵ et μ sont des constantes réelles et ψ est le champ complexe à deux variables ($\psi = \psi(t, z)$). Il s'agit d'une équation universelle où la signification de chaque terme dépend du problème étudié. Dans le cas où le système étudié est une cavité laser, z représente la distance de propagation accumulée, t représente le temps dans le référentiel local de l'impulsion, ψ représente l'enveloppe normalisée du champ électrique, $D = \pm 1$ représente le coefficient de dispersion qui est positif dans le cas où le laser fonctionne en régime de dispersion anormal, et est négatif dans le cas où le régime est normal. Le coefficient δ représente les pertes linéaires dans la cavité si $\delta < 0$. Le terme $i\beta\psi_{tt}$ correspond au filtrage spectral ($\beta > 0$) lié à la bande passante limitée du milieu amplificateur. Le terme $\epsilon|\psi|^2\psi$ représente le gain non linéaire. Le coefficient μ représente, s'il est négatif, la saturation du gain non linéaire, ce terme, qui n'est pas présent dans l'équation maîtresse de Haus, procure une stabilisation indispensable aux solutions solitons. Le coefficient ν , s'il est négatif, représente le terme de saturation de l'effet Kerr dans la cavité.

La GLCQ est une équation générique décrivant des systèmes au voisinage du seuil critique d'une bifurcation [95, 96]. Elle couvre une large gamme de phénomènes dissipatifs de la physique, comme la convection binaire d'un fluide [97], l'électro-convection dans les cristaux

liquides nématique [98] et des réactions chimiques oscillantes [99].

En optique, l'équation GLCQ donne la possibilité de décrire : les systèmes lasers [100,101], les cavités non linéaires avec pompe externe [102], les oscillateurs paramétriques [103], les lignes de transmission de solitons avec régénération [104].

Pour les solitons, l'équation GLCQ apporte des réponses et des explications à des situations et phénomènes observés expérimentalement. Elle a permis de comprendre l'existence du soliton brillant dans le cas des lasers qui fonctionnent en régime de dispersion normal. L'étude de solitons dans des domaines plus étendus est possible grâce aux termes d'ordre cinq (quintique) qui stabilisent les solutions solitons [105, 106]. Ce modèle donne aussi la possibilité d'étudier les interactions complexes entre les solitons dans une cavité [10,107] et aussi de décrire des structures de plus grande dimensionnalité, comme les solitons spatio-temporels et les balles de lumière [108].

1.4.3 Modèles numériques

Les équations présentées ci-dessus (*équation maîtresse de Haus et GLCQ*) sont des équations différentielles partielles et non linéaires qui, généralement, n'admettent pas une solution analytique sauf pour quelques cas bien spécifiques [38,82]. Une approche numérique est donc souvent nécessaire pour décrire les systèmes étudiés. Il existe plusieurs modèles numériques que l'on peut classer dans deux groupes : "les méthodes de différences finies" (*the finite-difference methods*) et les méthodes "pseudo spectrales" (*pseudospectral methods*) [109,110]. L'utilisation d'une méthode numérique dépend de l'équation à résoudre. Cependant, la méthode la plus utilisée en raison de sa grande souplesse d'utilisation est la méthode de "Fourier à pas divisé" (*split-step Fourier*).

C'est une méthode pseudo-spectrale, et comme son nom l'indique, la méthode de "Fourier à pas divisé" est basée sur l'utilisation des algorithmes de transformée de Fourier rapide (FFT). Elle permet d'étudier la propagation des impulsions dans un milieu dispersif et non linéaire en découpant le milieu en petites "tranches" où il est possible de découpler les effets dispersifs des effets non linéaires. Pour bien comprendre cette méthode, il est utile d'écrire l'équation de propagation sous la forme suivante [38] :

$$\frac{\partial}{\partial z}\psi = (\hat{D} + \hat{N})\psi. \quad (1.41)$$

ψ représente l'amplitude lentement variable de l'enveloppe de l'impulsion, \hat{D} est l'opérateur différentiel qui englobe la dispersion et l'absorption dans un milieu linéaire, \hat{N} est l'opérateur qui prend en compte les effets non-linéaires.

$$\hat{D} = -i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2}{\partial T^2} + \frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3}{\partial T^3} - \frac{\alpha}{2} + \dots \quad (1.42)$$

$$\hat{N} = i\gamma \left(|\psi|^2 \frac{i}{\omega_0} \frac{1}{\psi} \frac{\partial}{\partial T} |\psi|^2 A - T_R \frac{\partial |\psi|^2}{\partial T} \right) + \dots \quad (1.43)$$

En général, la dispersion et la non-linéarité agissent ensemble le long de la fibre. La méthode de Fourier à pas divisé suppose qu'en découpant le milieu de propagation en segments de longueur h suffisamment fins, il est possible de dissocier les effets linéaires des non-linéaires. Par conséquent, la propagation entre z et $z + h$ peut être divisée en deux étapes. Dans la première étape, la dispersion agit seule et $\hat{N} = 0$. Dans la seconde étape, la non-linéarité agit seule et $\hat{D} = 0$. Mathématiquement, la résolution de l'équation (1.41) revient à écrire :

$$\psi(z + h, t) \approx e^{(h\hat{D})} e^{(h\hat{N})} \psi(z, t). \quad (1.44)$$

Avec $e^{(h\hat{D})}$ et $e^{(h\hat{N})}$ deux opérateurs qui agissent dans les domaines respectifs fréquentiel et temporel. L'équation (1.41) peut être résolue en deux étapes.

1^{re} étape : pas dispersif : Nous considérons dans cette étape, que seul l'opérateur de dispersion agit ($\hat{N} = 0$). Comme l'opérateur différentiel $\partial/\partial t$ est équivalent à une multiplication par "-i ω " dans l'espace des fréquences, l'expression de cet opérateur \tilde{D} est simple et le problème peut être facilement résolu dans l'espace des fréquences. En utilisant la transformée de Fourier inverse, la forme du champ au point $z + h$ est :

$$\psi(z + h, t) = TF^{-1} \left[e^{(h\tilde{D})} TF [\psi(z, t)] \right]. \quad (1.45)$$

2^{me} étape : pas non linéaire : dans cette seconde étape, seul l'opérateur non linéaire agit ($\hat{D} = 0$). Nous appliquons donc cet opérateur dans le domaine temporel, et la forme du champ est :

$$\psi(z + h, t) = \hat{\psi}(z + h, t)e^{(\hat{N}\Delta z)}. \quad (1.46)$$

En répétant ces deux opérations un grand nombre de fois, de proche en proche, nous avons accès au champ en fonction de la distance de propagation et réalisons, ainsi, une simulation numérique de la propagation de la lumière dans une fibre optique. Ensuite, il est possible de mettre au point un modèle assez précis de la cavité laser, tenant compte des propriétés spécifiques à chaque tronçon de la fibre, puis d'incorporer les effets de gain et d'absorption saturable.

1.5 Interactions entre solitons

1.5.1 Interactions entre solitons : exemples

La génération d'impulsions multiples est un phénomène connu dans les systèmes lasers à blocage de modes. Ce mode de fonctionnement est observé dans la plupart des configurations et architectures de cavité, notamment, les lasers à impulsions étirées [111, 112], les cavités lasers en forme de huit [113], et les lasers à blocage de modes par évolution non linéaire de la polarisation [114]. Il est facilement observé dans le cas d'un régime de dispersion anormal et subsiste en régime normal [46, 115, 116], et pour différents milieux actifs tels que l'Erbium ou l'Ytterbium [11, 46, 117–119].

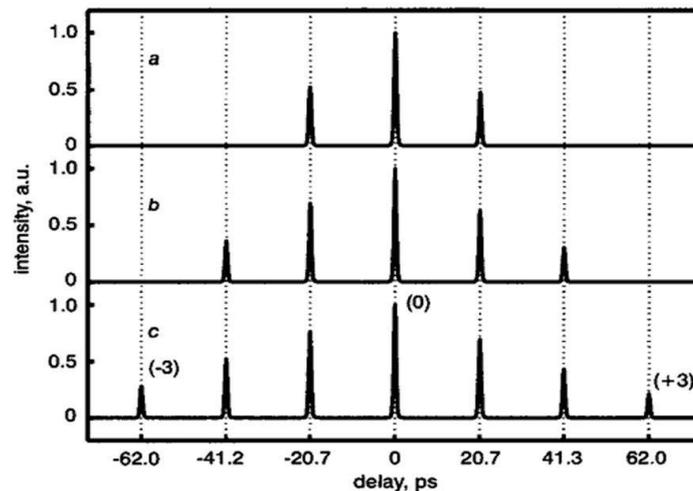


FIGURE 1.10 – Trace d'autocorrélation du signal laser tiré de la référence [120] qui montre la formation du train qui se compose d'impulsions similaires séparées de 27.7 ps lorsque la puissance de pompe augmente a) 2 impulsions ; b) 3 impulsions ; c) 4 impulsions.

Le fonctionnement multi-impulsionnel apparaît lorsque le gain excède un certain seuil. A titre d'exemple, le laser à fibre, décrit dans la référence [120], révèle qu'à partir d'un fonctionnement mono-impulsionnel et en augmentant la puissance de pompe, des impulsions sont créées. L'augmentation de la puissance de pompe a tendance à maintenir le régime de fonctionnement, cependant, des petites ailes accompagnant l'impulsion sont observées. Puis en augmentant la puissance de pompe, et lorsque celle-ci dépasse le seuil critique, une nouvelle impulsion est créée. La figure (1.10), qui représente la trace d'autocorrélation,

montre bien le train d'impulsions formé par des impulsions séparées de 20.7 ps . Le train se compose de a) deux impulsions, b) trois impulsions et c) quatre impulsions [120].

Le mécanisme de l'établissement du régime multi-impulsionnel dans les lasers à blocage de modes a fait l'objet de plusieurs études expérimentales et théoriques [4, 93, 115, 121–123]. Les solitons, une fois créés, peuvent s'organiser dans la cavité et présenter de nombreuses configurations : ils peuvent avoir des mouvements relatifs irréguliers, occuper des positions fixes le long de la cavité, ou encore se regrouper en formant des paquets.

Solitons en mouvements relatifs : collision

Dans une cavité, et sous certaines conditions, des solitons et groupes de solitons peuvent se propager avec des vitesses de groupe différentes, par conséquent, des collisions entre ces solitons sont observées. Ces collisions peuvent être élastiques ou inélastiques, elles peuvent avoir lieu entre un soliton et un groupe de solitons liés, ou bien, entre des groupes de solitons [10, 79, 124, 125].

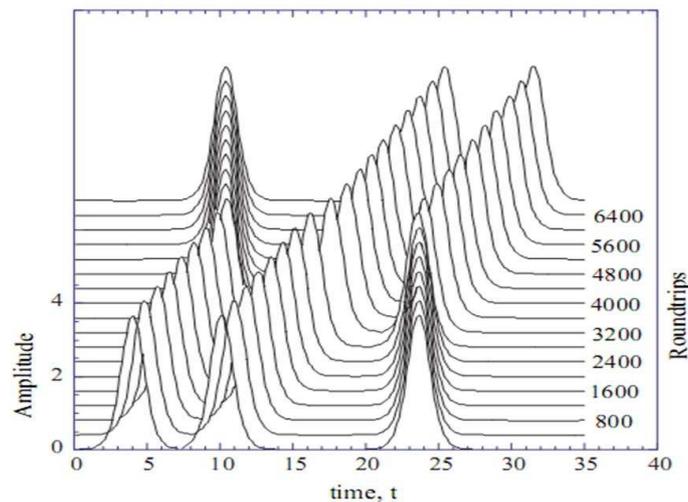


FIGURE 1.11 – Une collision élastique entre un doublet de solitons dissipatifs et un soliton réf [10].

1/La figure (1.11) représente un exemple de collision élastique entre un doublet de solitons et un soliton "individuel" tiré de la référence [10]. Dans cette référence, Ph. Grellu et al ont présenté une étude expérimentale et numérique des collisions d'un groupe de solitons

dissipatifs. Ils avaient constaté que deux solitons peuvent être groupés et former un doublet de solitons stable. Ce doublet de solitons possède une vitesse de groupe différente de la vitesse de groupe du soliton "individuel". La collision entre le doublet et le soliton "individuel" détruit l'état lié du doublet, mais une nouvelle paire se forme. Ce nouveau doublet s'éloigne avec la même vitesse de groupe que le doublet détruit durant la collision. Une vidéo qui montre une observation expérimentale de la collision entre solitons peut être consultée à la référence [10].

Nous avons dans la figure (1.12) deux autres exemples des collisions entre solitons dissipatifs dans une cavité laser, ces exemples tirés des travaux de N.Akhmediev et al [126] montrent la formation d'un groupe de trois solitons liés après une collision entre un doublet de solitons et un soliton "individuel" (figure (1.12 a)), alors que la figure (1.12 b) représente un exemple de collision entre un doublet de solitons et un soliton "individuel" où le doublet de solitons est réfléchi par le soliton individuel.

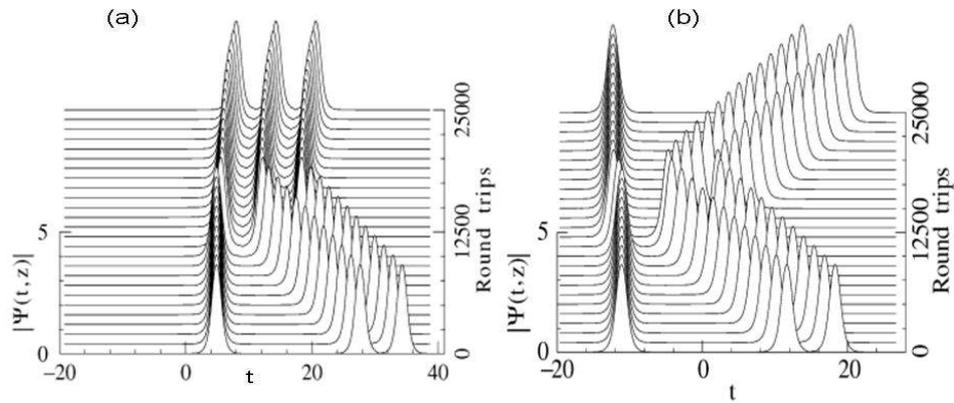


FIGURE 1.12 – *Exemples des collisions entre les solitons [126] a) la formation d'un groupe de trois solitons après une collision entre un doublet de solitons et un soliton "individuel"; b) un doublet de solitons "repoussée" par le soliton "individuel" après la collision.*

2/Lorsque le nombre de solitons est relativement grand, les solitons peuvent présenter un comportement similaire à celui d'un "gaz" [12, 127–129]. En effet, dans cette situation, les solitons sont en mouvement perpétuel les uns par rapport aux autres, sans aucune

relation de phase déterminée, ils occupent tout l'espace disponible limité par l'intervalle spectral libre de la cavité. Les interactions entre les solitons sont faibles car la distance entre les solitons est relativement grande, de ce fait, les solitons sont libres de se déplacer dans toute la cavité mais subissent de nombreuses collisions, comme c'est le cas dans un "gaz" formé par des atomes ou des molécules.

Distribution stationnaire des solitons le long de la cavité :

Dans ce cas, les impulsions générées occupent des positions fixes en s'étalant sur toute la cavité. Nous pouvons distinguer deux configurations. Dans la première configuration, les solitons occupent des positions aléatoires dans la cavité, donc une distribution irrégulière des solitons sur un tour de cavité est observée [130–132]. Un enregistrement d'oscilloscope illustré dans la figure (1.13) présente un exemple de ce type d'organisation des solitons dans la cavité. Cette distribution aléatoire peut être reproduite tour après tour (régime stationnaire).

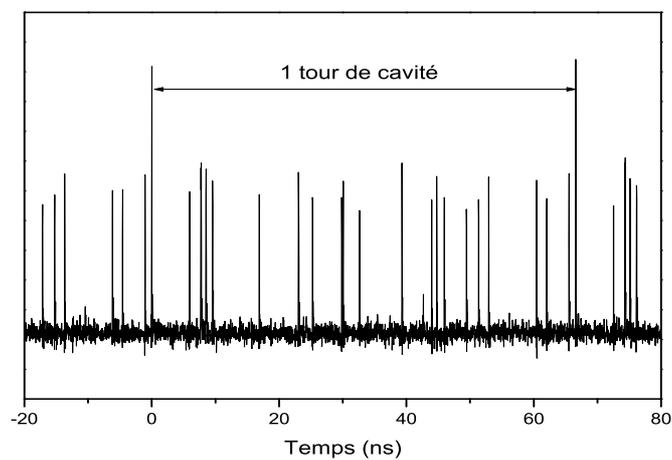


FIGURE 1.13 – *Distribution aléatoire des solitons sur un tour de cavité.*

Dans la seconde configuration, les solitons sont régulièrement espacés le long de la cavité, c'est le régime de *fonctionnement harmonique* [114, 133, 134]. La figure (1.14) représente l'évolution temporelle du signal laser fonctionnant à la 31^{ème} harmonique de la fréquence

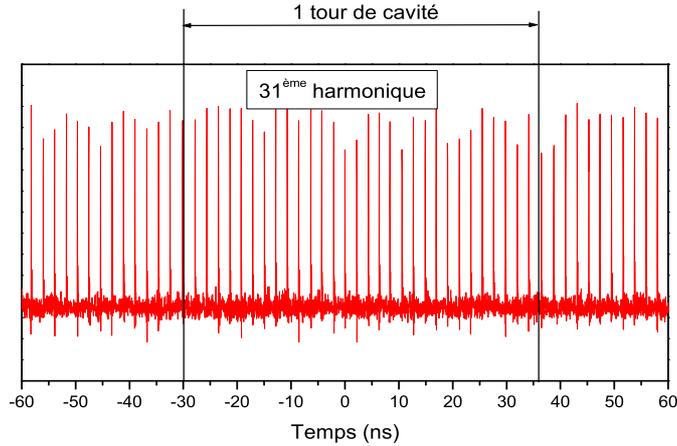


FIGURE 1.14 – *Les solitons sont régulièrement espacés (fonctionnement harmonique).*

fondamentale de la cavité. Le fonctionnement harmonique offre la possibilité d'augmenter la cadence du laser. Cependant, il est généralement plus difficile d'avoir un régime de blocage de modes harmonique stable lorsque le nombre de solitons par tour de cavité est important. Un fonctionnement harmonique d'une stabilité satisfaisante a été rapporté dans la référence [135]. Dans cette étude, des impulsions de 1 ps ont été générées avec un taux de répétition de 3 GHz ; avec ce taux, le laser fonctionne à la $322^{\text{ième}}$ harmonique de la fréquence fondamentale de la cavité. Une autre stratégie, plus éprouvée, consiste à réduire de façon importante la longueur de la cavité et d'atteindre des taux de répétition élevés avec des harmoniques moins importantes.

Solitons groupés en paquets

Dans ce cas, les solitons forment un groupe d'impulsions généralement stables, la largeur temporelle de ce paquet $\Delta\tau$ étant nettement inférieure à la durée d'un tour de cavité T , $\Delta\tau \ll T$. La figure (1.15) présente un exemple de cette organisation. Dans cette figure, la largeur du paquet est $\Delta\tau = 1.9 \text{ ns}$, et la durée d'un tour de cavité est de 66 ns . La distance δt_s qui sépare deux solitons voisins peut être variable (figure (1.15)), ou bien fixe à l'intérieur du paquet. Dans ce dernier cas, les solitons qui forment le paquet ont une relation

de phase fixe. Ph. Grelu et al ont présenté dans [4, 6] deux cas de formation de groupes de solitons liés avec une relation de phase fixe. Pour des conditions de blocage de modes et de puissance de pompe bien définies, le laser a généré un groupe lié constitué de deux solitons (610 fs) séparés par une distance de 6.9 ps , avec un déphasage de $-\pi/2$ entre les deux solitons. Pour d'autres conditions, le groupe lié est formé de deux solitons (510 fs) séparés de 2.7 ps avec cette fois un déphasage de $+\pi/2$ entre les deux solitons (voir figure 1.16).

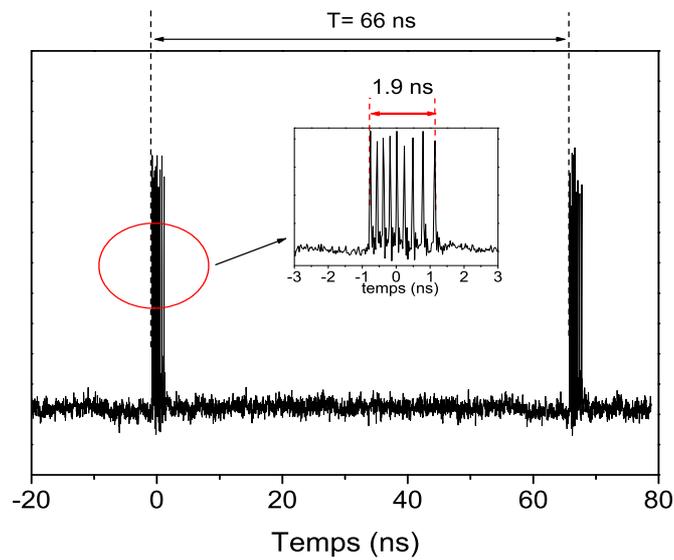


FIGURE 1.15 – *Enregistrement de l'oscilloscope : solitons groupés en paquets de 1.9 ns de durée, la durée d'un tour de cavité est de 66 ns.*

L'auto-organisation des solitons dans des paquets a été décrite et rapportée par plusieurs études expérimentales et théoriques. Ces paquets de solitons peuvent contenir un petit nombre de solitons (2, 3...) et forment ce qu'on appelle "une molécule de solitons". Il a été montré expérimentalement et théoriquement [11], que -sous certaines conditions- ces solitons liés adoptent un comportement semblable à celui d'une molécule matérielle, et peuvent manifester des mouvements de vibrations et d'oscillations. Lorsque le nombre de solitons liés est important dans un paquet de solitons (quelques dizaines à quelques centaines), il est possible d'obtenir "*un réseau de solitons liés*". La formation d'un réseau de 350 solitons liés dans un paquet de 8.2 ns a été observée et présentée dans la référence [12, 136].

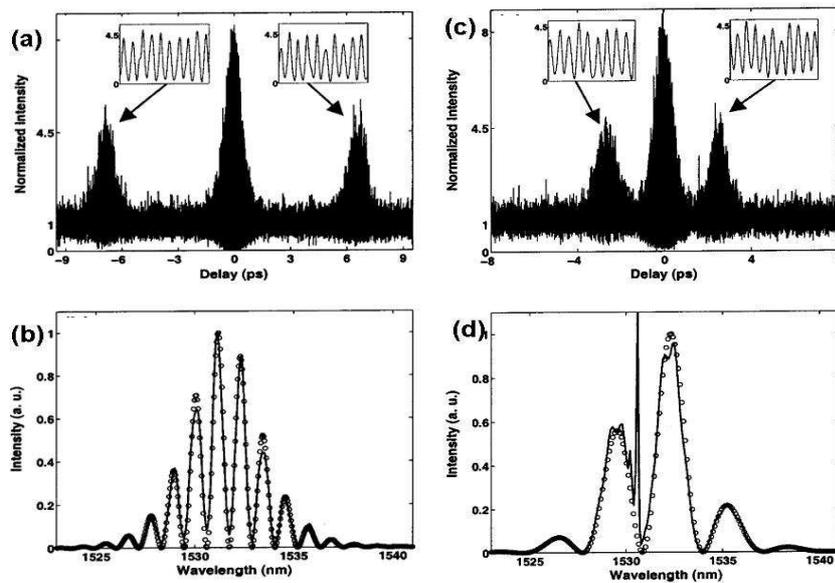


FIGURE 1.16 – Paire de solitons liés [6]; a) et b) représentent respectivement la trace d'autocorrélation et le spectre optique de la paire de solitons avec 6.9 ps de séparation et $-\pi/2$ de différence de phase; c) et d) représentent respectivement la trace d'autocorrélation et le spectre optique de la paire de solitons avec 2.7 ps de séparation et $+\pi/2$ de différence de phase.

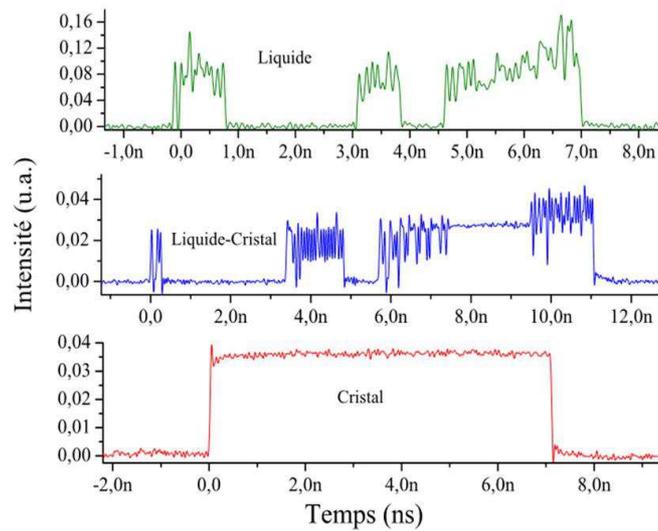


FIGURE 1.17 – La trace temporelle d'une transition du "liquide" de solitons au "cristal" de solitons [12].

Il faut noter que lorsqu'un grand nombre de solitons coexistent dans la cavité, un comportement collectif analogue à un comportement thermodynamique de la matière peut être observé [13, 137], comme la formation d'un gaz de solitons, ou bien, d'un cristal de solitons [129, 138]. Dans ce contexte, nous allons présenter dans le chapitre deux l'étude que nous avons menée sur la dynamique de *la pluie de solitons*. C'est une dynamique que nous avons observée dans un laser à fibre à blocage de modes et qui a révélé des analogies avec le cycle de l'eau et des analogies avec des transitions thermodynamiques de la matière, comme le processus d'évaporation ou bien la transition vers l'état liquide [26, 139]. D'autres exemples similaires au comportement thermodynamique de la matière ont été rapportés dans la référence [12]. Nous pouvons citer l'exemple d'une transition d'un état dit "liquide de solitons" à un état dit "cristal de solitons". La figure (1.17) illustre cette transition d'un point de vue temporel et montre l'évolution d'un bloc de solitons pour donner naissance à un seul bloc figé et stable de solitons. L'analogie entre les particules de la matière et les solitons optiques est très intéressante car elle donne la possibilité de qualifier le comportement observé, ainsi, elle permet de mieux classifier les dynamiques obtenues. La construction d'un modèle théorique permettant de comprendre ces comportements collectifs demeure un objectif très ambitieux.

1.5.2 Mécanismes d'interactions

L'auto-organisation des solitons dans la cavité est due aux différents mécanismes d'interaction qui peuvent exister dans la cavité. Identifier ces différents mécanismes, les étudier et les comprendre est un travail qui attire et sollicite toujours la curiosité des scientifiques. Plusieurs propositions ont été avancées et de nombreuses études théoriques et expérimentales ont été présentées dans le but d'expliquer et de répertorier les mécanismes d'interaction qui interviennent dans la dynamique multi-impulsionnelle des lasers à fibres. A ce jour, nous pouvons distinguer et citer quelques types d'interactions :

Interactions cohérentes

Les interactions cohérentes sont des interactions de courte portée, elles se manifestent lorsque la distance entre les solitons est faible typiquement inférieure à 100 *ps*. Plusieurs travaux théoriques et expérimentaux décrivent ces interactions cohérentes ainsi que leurs influences sur la dynamique des solitons. Nous pouvons distinguer deux types d'interactions cohérentes : l'interaction soliton-soliton via les ailes des solitons (interaction directe) et l'interaction soliton-soliton via les ondes dispersives rayonnées par ces mêmes solitons.

En 1983, Gordon [14] a présenté une étude théorique de l'interaction entre deux solitons voisins se propageant dans une fibre optique. Il a montré que les solitons exercent une force sur leurs voisins proches, cette force pouvant être attractive ou répulsive selon la différence de phase relative entre les solitons. L'amplitude de cette force diminue exponentiellement en fonction de la distance de séparation, ce qui a été confirmé expérimentalement par Mitschike et Mollenauer en 1987 [140]. Cette interaction a été décrite par l'équation ESNL qui considère que le système est Hamiltonien (conservatif). Or les systèmes qui contiennent du gain et des pertes, comme les lasers, sont des systèmes dissipatifs, donc il est plus adéquat d'utiliser l'équation de GL pour décrire leurs dynamiques. La résolution de cette équation montre qu'il est possible d'obtenir un groupe de solitons liés comme solution. En effet, Malomed [141–143] a présenté une étude théorique qui montre qu'une interaction entre deux solitons voisins via leurs ailes permet de former un groupe de solutions liés dont la séparation est fixe, ce qui a été confirmé par Akhmediev et al [107, 144, 145] qui ont montré en plus que ces solitons liés peuvent être d'une grande stabilité pour une différence de phase relative de $\pm\pi/2$. Ph. Grellu et al rapportent des études expérimentales et numériques sur la dynamique du laser à fibre fonctionnant en régime des états liés de solitons [4, 6]. Ils ont obtenu, pour des conditions bien précises, des groupes de solitons liés d'une grande stabilité avec une différence de phase relative de $\pm\pi/2$. La distance de séparation entre les soliton est relativement faible, à titre d'exemple, pour un groupe de solitons de 540 *fs* la distance de séparation est de 2.7 *ps* (cinq fois la durée) [123]. La formation de ces groupes est due aux interactions soliton-soliton via leur ailes. Pour une

distance entre les solitons relativement plus importante, la formation de paquet de solitons est due à une interaction soliton-soliton qui s'établit à travers "*les ondes dispersives*".

La présence des ondes dispersives est due à la propagation d'un soliton dans une cavité possédant des discontinuités importantes comme une cavité à gestion de dispersion. En effet, au cours de sa propagation, le soliton subit les changements périodiques des paramètres de la cavité mais à chaque point fixe, la forme du soliton se convertit en un profil stationnaire en donnant naissance à des ondes dispersives. Les interférences constructives de ces ondes, après plusieurs tours de cavité, se traduit par l'apparition des pics sur le spectre optique appelés "bandes spectrales de Kelly" (Kelly sidebands) [15,16]. Ces ondes dispersives jouent un rôle important dans la dynamique des lasers. A titre d'exemple, Ph. Grellu et al ont rapporté dans la référence [4], la formation d'un groupe de solitons de 450 *fs* séparés de 20 *ps*. Même si la distance de séparation est relativement grande (45 fois), la formation et la stabilité de ce fonctionnement dans ce cas, sont dues à la présence des ondes dispersives. Ces ondes dispersives influencent la distance de séparation et la différence de phase entre les solitons [123]. Ces types d'interactions sont considérés comme des interactions à *courte portée*. D'autres types d'interactions, dont la distance d'interaction est de l'ordre de la nanoseconde, sont qualifiés de "*longue portée*".

Epuisement et rétablissement du gain (gain depletion and recovery)

J.N. Kutz et al ont rapporté une étude sur la dynamique des solitons dans un laser à fibre fonctionnant en régime harmonique [17]. Ils ont montré que le mécanisme "d'épuisement et rétablissement" du gain du milieu amplificateur est une source d'interaction entre les solitons. Ce mécanisme est responsable de la distribution régulière (ou quasi-régulière) des solitons le long de la cavité. En effet, lorsqu'une impulsion traverse le milieu amplificateur, le niveau du gain diminue au profit de l'impulsion (c'est l'effet d'épuisement du gain), puis sous l'effet du pompage, le niveau du gain augmente, et retrouve après un temps Δt , son niveau initial (l'effet de rétablissement). Cependant, le processus d'épuisement du gain dépend du temps, la partie avant de l'impulsion reçoit plus de gain que la partie arrière. Cette

dépendance temporelle génère une dérive de la vitesse de groupe (DVG) de l'impulsion vers le niveau le plus élevé du gain, par conséquent, les impulsions ont tendance à se repousser mutuellement. L'ampleur de cette dérive de vitesse de groupe est proportionnelle à la quantité du gain reçue par l'impulsion, cette quantité dépend du niveau du gain après le passage de l'impulsion précédente (autrement dit, la durée Δt du processus de rétablissement).

L'influence de la dérive de vitesse de groupe est analogue à une force *répulsive*, proportionnelle au temps de recouvrement donc à la séparation temporelle des impulsions voisines. Les interactions entre les solitons via le mécanisme d'épuisement et de rétablissement du gain du milieu amplificateur sont souvent impliqués dans le régime de fonctionnement harmonique d'un laser.

Interactions acoustiques

Pilipetskii et al [18] ont montré dans une étude théorique que des ondes acoustiques peuvent être à l'origine de l'interaction entre impulsions. Les ondes acoustiques sont stimulées par les impulsions elles-mêmes lorsqu'elles se propagent dans la fibre via l'effet "d'électrostriction". Cette étude présente deux points importants. Le premier point est que, dans la majorité des cas, l'interaction acoustique, qui est de longue portée, mène à la formation d'un paquet d'impulsions non régulières. Toutefois, pour des conditions bien précises, elle peut mener à des impulsions régulièrement espacées. L'autre point est que la variation de l'indice de réfraction effectif, due aux vibrations acoustiques, est plutôt *faible* ($10^{-11} - 10^{-12}$), par conséquent, dans une cavité laser, l'interaction acoustique peut être facilement masquée par d'autres effets et d'autres types d'interactions.

Fluctuations du fond continu

Ce mécanisme d'interaction, basé sur les fluctuations du fond continu, est non cohérent et de longue portée. Ce fond continu peut avoir plusieurs sources : les modes non verrouillés en phase de la cavité, l'amplification de l'émission spontanée ou bien encore les ondes dispersives. Une nouvelle approche nommée "statistical light-mode dynamics" (SLD)

semble être intéressante car elle permet d'expliquer certaines dynamiques observées. Cette approche (SLD) est basée sur l'idée de décomposer un signal laser en une impulsion solitonique plus un bruit continu afin de mieux voir l'influence du bruit sur la dynamique du laser. En utilisant cette approche, O. Gat et al [146,147] ont montré que les fluctuations du fond continu créent des **forces virtuelles attractives** "forces de Langevin" : sur le fond continu, le soliton dérive "glisse" vers les fluctuations croissantes, l'intensité des fluctuations augmente lorsque les solitons se rapprochent, ce qui crée une force attractive.

Complexité

Il faut noter que dans les lasers à gestion de dispersion multi-impulsionnels, plusieurs mécanismes d'interactions existent dans la cavité et peuvent se manifester en même temps. Ces mécanismes d'interactions rapportés par les différents travaux sont répertoriés dans le tableau (1.18). La compétition entre les différents mécanismes offre des dynamiques très riches et variées, souvent une configuration précise, telle que le fonctionnement harmonique ou bien la formation d'un paquet de solitons liés, est le résultat de l'influence de plusieurs mécanismes d'interactions. Estimer la "dominance" ou l'apport d'un mécanisme par rapport à un autre est très difficile, car dans certains cas, une modification modérée d'un paramètre expérimental (conditions de blocage de modes) peut favoriser un mécanisme d'interaction par rapport à un autre, ce qui offre la possibilité d'observer un régime de fonctionnement différent, ou bien encore d'observer une transition dynamique, comme la transition d'un état de gaz de solitons vers un état de cristal de solitons. Dans le chapitre suivant, nous allons présenter une étude expérimentale sur une dynamique complexe et riche où plusieurs mécanismes d'interactions interviennent. Cette dynamique témoigne de la complexité du fonctionnement multi-impulsionnel du laser à fibre à gestion de dispersion.

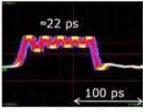
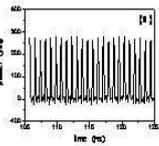
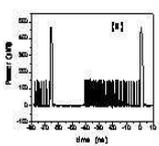
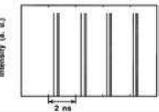
	mécanisme	Type d'interaction	Exemple
Interactions cohérentes <i>Courte portée</i>	Directe Soliton-soliton	Les deux 	Molécule de solitons 
	Soliton-soliton via les ondes dispersives		
Interactions non cohérentes <i>Longue portée</i>	Relaxation du milieu amplificateur	Répulsives 	Fonctionnement harmonique 
	Fluctuations	attractives 	Étirement de train d'impulsions 
	Ondes acoustiques	Les deux 	Paquet de solitons liés 

FIGURE 1.18 – Tableau des différents mécanismes d'interactions et quelques exemples correspondants.

Chapitre 2

Auto-organisation des solitons

2.1 Introduction

L'étude des solitons dissipatifs dans les lasers à blocage de modes révèle des dynamiques variées et éventuellement complexes, en particulier pour les régimes multi-impulsionnels. Les premiers travaux théoriques [7, 11] et expérimentaux ont traité la dynamique d'un petit nombre de solitons en interaction, par exemple : les états liés stables ou molécules de solitons [10], les collisions de solitons [8, 9, 79], les vibrations de doublets de solitons [148]. Avec plusieurs dizaines ou centaines de solitons en interaction, des comportements collectifs complexes se sont manifestés [123, 137, 149], comme la dynamique nommée *pluie de solitons* qui sera décrite dans ce chapitre. Cette dynamique est observée dans un laser qui fonctionne dans un régime intermédiaire entre le fonctionnement de blocage de modes et le fonctionnement continu. Dans ce cas, un fond continu et plusieurs impulsions peuvent coexister et interagir dans la cavité, ce qui offre des possibilités nouvelles d'auto-organisation des solitons.

Les résultats des différentes études expérimentales que nous avons menées seront présentés dans ce chapitre. Nous avons utilisé, comme milieu amplificateur, une fibre dopée erbium, introduite dans une cavité fonctionnant en régime de dispersion anormale pour favoriser le fonctionnement en régime multi-impulsionnel. Nous avons aussi choisi d'utiliser l'effet de l'évolution non linéaire de la polarisation comme technique de blocage de modes afin d'avoir une variation fine des conditions de blocage de modes. Avec une puissance de pompe relativement élevée, plusieurs dizaines de solitons sont générés et de nombreuses dynamiques sont obtenues.

Le chapitre est organisé comme suit : après la description du dispositif expérimental, les premières observations obtenues avec ce laser sont décrites dans la deuxième section, à savoir, les différents régimes de fonctionnement observés. Nous nous sommes particulièrement intéressés à la transition graduelle entre le régime de fonctionnement continu et le régime de fonctionnement impulsionnel. Dans la troisième section, nous décrivons d'abord la dynamique de la pluie de solitons, les conditions de son observation, et étudions ensuite, ses caractéristiques en fonction des différents paramètres de la cavité. Nous finissons par une

présentation de la pluie de solitons harmonique. Dans la quatrième section, nous expliquons comment nous avons réussi à contrôler le déclenchement de la pluie de solitons en utilisant un signal laser externe. La cinquième section est consacrée à l'étude du "relargage" des solitons depuis la phase condensée. Nous finissons dans la dernière section par présenter d'autres types d'organisations de solitons dans la cavité, comme : le fonctionnement harmonique, les molécules de solitons, ou encore, la "vobulation" du train d'impulsions (*chirped trains*).

2.2 Dispositif expérimental

Le laser et tous les éléments de mesure qui sont à notre disposition nous ont permis d'observer des phénomènes dus aux interactions entre plusieurs solitons et de faire une étude sur la dynamique multi-impulsionnelle du laser à gestion de dispersion. Nous décrivons l'amplificateur en premier temps, puis les autres éléments qui constituent la cavité et ensuite nous citons les différents appareils de mesures utilisés.

2.2.1 Présentation de la cavité et de son fonctionnement

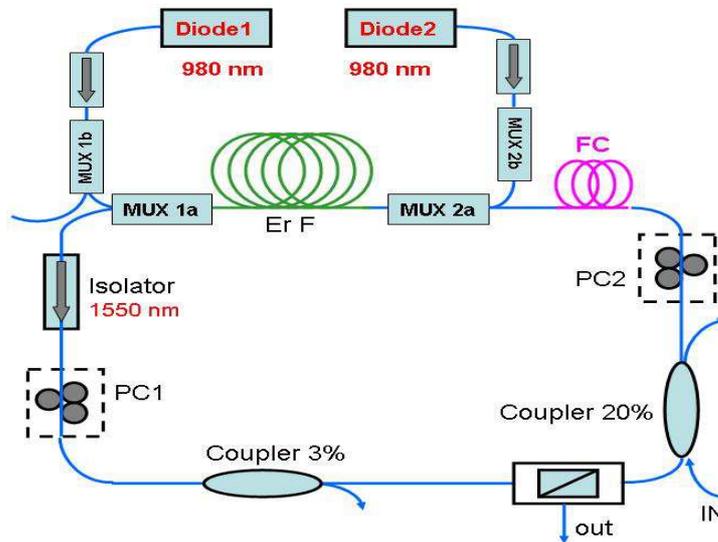


FIGURE 2.1 – *Le dispositif expérimental.*

La cavité laser en forme d'anneau est représentée sur la figure (2.1). Cette cavité totalement fibrée contient : une fibre de 2 m de long dopée Erbium Er^{3+} , sa dispersion chromatique est normale et mesurée à $D = -12.5 \text{ ps/nm/km}$. Cette fibre constitue notre milieu amplificateur. Elle est pompée par deux diodes laser à 980 nm en contre et co-propagation, et la puissance de pompe totale injectée peut atteindre 800 mW. A chaque extrémité de la fibre dopée, des multiplexeurs 1x2(980/1550) (1a et 2a) sont soudés. Ces multiplexeurs permettent l'injection des deux diodes lasers de pompe en co- et contre- propagation avec le signal. Deux autres multiplexeurs (1b et 2b) ont pour rôle d'améliorer le taux d'isolation

entre le signal laser à 1550 nm et la pompe à 980 nm au niveau des diodes de pompe et d'éviter un effet de sous cavité laser entre les facettes de sortie des deux diodes. Chaque diode de pompe est protégée par un isolateur optique fonctionnant à 980 nm . Tous les éléments cités forment l'amplificateur.

A la sortie de l'amplificateur, un isolateur fonctionnant à 1550 nm est placé afin de définir un seul sens de propagation du signal laser. Il est suivi d'un contrôleur de polarisation **CP1** puis d'un coupleur optique de sortie 96/3. La sortie de 3% est utilisée pour effectuer des mesures et la partie principale 96% est reliée à un séparateur de polarisation (**SP**); un élément indispensable qui assure le blocage de modes. Le séparateur de polarisation est relié à un autre coupleur 2x2(80/20), ce dernier nous donne, en plus d'une sortie à 20%, la possibilité d'injecter dans la cavité un signal laser externe. Ensuite, nous retrouvons un second contrôleur de polarisation (**CP2**). Une fibre compensatrice **FC** ($D = -90 ps/nm/km$) est introduite dans la cavité entre le contrôleur de polarisation **CP2** et l'amplificateur. La boucle de notre cavité est fermée.

Tous les éléments de la cavité sont reliés par des fibres monomodes standards **SMF28** ($D = +17 ps/nm/km$) via des soudures exceptée la fibre compensatrice **FC**, qui n'est pas soudée, mais reliée aux autres éléments de la cavité via des connecteurs de puissance, ce qui nous permettra de changer facilement la longueur L de la fibre compensatrice, et par conséquent, de changer la dispersion moyenne de la cavité.

Rappelons que la dispersion moyenne de la cavité dépend de la longueur et la valeur de la dispersion chromatique des fibres qui la constituent. Nous pouvons calculer la valeur de la dispersion moyenne par :

$$D_{moy} = \frac{L_{EDF}D_{EDF} + L_{SMF}D_{SMF} + L_{FC}D_{FC}}{L_{total}}. \quad (2.1)$$

Afin d'obtenir des valeurs de dispersion moyenne bien définies, nous avons préparé des fibres **FC** avec des longueurs bien précises. Le tableau (2.1) donne la valeur de la dispersion moyenne de la cavité en fonction de la longueur L de la fibre compensatrice **FC**.

Dispersion moyenne ($ps/nm/km$)	Longueur de la fibre FC(m)
-10	3.33
-5	2.42
0	1.61
+5	0.88
+10	0.22

TABLE 2.1 – Valeur de la dispersion moyenne en fonction de la longueur de la fibre compensatrice FC.

Pour mesurer et caractériser notre signal nous disposons : d'un détecteur rapide THORLABS (InGaAs) SIR5-FC (6 GHz) relié à un oscilloscope LeCroy (wavepro 725Zi) de 2.5 GHz de bande passante (40 Gs/s), ce qui nous permet de suivre le signal laser en temps réel. Un autre convertisseur opto-électronique ThorLabs D400FC (InGaAs) est relié à un analyseur de spectre fréquentiel AGILENT E4402B (9 kHz-3 GHz). Nous disposons aussi d'un analyseur de spectre optique ANRITSU MS9710B de 0.07 nm de résolution et d'un oscilloscope rapide à échantillonnage Tekhtronix (CSA8200) 30 GHz afin d'observer les modulations stationnaires à haute fréquence de l'intensité laser.

Cette cavité laser fonctionne en régime impulsionnel grâce à la technique de blocage de modes par évolution non linéaire de la polarisation décrite dans la section 2 du chapitre 1. Trois paramètres majeurs nous donnent la possibilité d'agir sur le fonctionnement et sur la dynamique du laser : l'énergie apportée au système via la puissance de pompe, la variation des conditions de blocage de modes via les contrôleurs de polarisation et la variation de la dispersion moyenne de la cavité via la variation de la longueur de la fibre **FC**. Nous avons d'abord choisi de travailler avec une dispersion moyenne anormale ($D_{moy} = +5 ps/nm/km$). Dans le régime de dispersion anormale, l'énergie du soliton est limitée et quantifiée, par conséquent, il suffit d'augmenter la puissance de pompe pour obtenir le fonctionnement multi-impulsionnel du laser [150]. Le choix de nos paramètres de laser est justifié par le fait que notre objectif est d'étudier le comportement collectif des solitons dans une cavité. Avec les paramètres choisis, il est facile d'obtenir un fonctionnement multi-impulsionnel et étudier les dynamiques qui se manifestent.

2.2.2 Blocage de modes et régimes multi-impulsionnels : premières observations

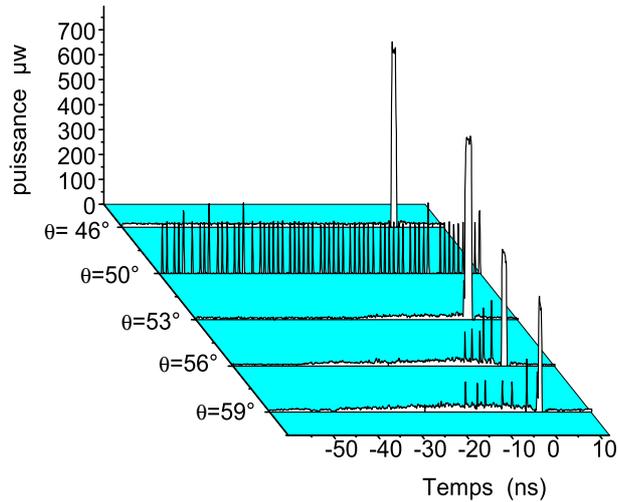


FIGURE 2.2 – Différentes dynamiques observées dans le laser : évolution temporelle du signal en fonction de θ_3 [$\theta_i = 95^\circ, 108^\circ, 159^\circ, \theta_3, 132^\circ, 138^\circ$].

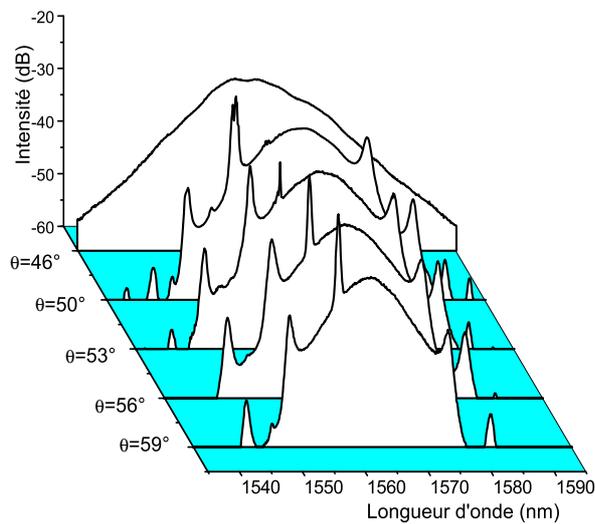


FIGURE 2.3 – Différentes dynamiques observées dans le laser : évolution du spectre optique correspondant.

Les différentes dynamiques observées dans cette cavité dépendent de la puissance de pompage et des conditions de blocage de modes repérées par six angles $\theta_{i(i=1,6)}$ des deux contrôleurs de polarisation PC1 et PC2. Les premières observations sont illustrées sur la figure (2.2) qui représente l'évolution temporelle du signal laser. La puissance de pompage est fixée à 417 mW, alors qu'un angle du contrôleur de polarisation est variable et les cinq autres sont fixes. Pour $\theta=46^\circ$, le blocage de modes du laser est particulièrement stable et produit un groupe de 40 solitons, puis pour $\theta=50^\circ$, le laser fonctionne selon un régime où 50 solitons irrégulièrement espacés remplissent la cavité. C'est un régime proche du blocage de modes harmonique. Ensuite pour $\theta=53^\circ$, un groupe de solitons est obtenu de nouveau, cependant un fond continu est observé, ce dernier augmentant progressivement avec l'augmentation de θ . La présence et l'augmentation du fond continu sont confirmées par la présence des pics continus dans le spectre optique du signal laser représentés sur la figure (2.3). Ce régime est caractérisé par une coexistence des solitons avec le fond continu. Au cours de l'augmentation de θ jusqu'à $\theta = 95^\circ$, nous remarquons une apparition des solitons sur le fond continu ($\theta = 56^\circ$). C'est dans cette situation qu'une nouvelle dynamique, *la pluie de solitons*, est observée, et qui sera présentée en détail dans la section 2.3.

A travers la variation des paramètres de la cavité, nous avons observé une transition graduelle inédite entre un régime continu et un régime impulsionnel. Ce phénomène est décrit dans la section suivante.

2.2.3 Transition graduelle vers le blocage de modes

En général, le blocage de modes est compris comme une transition brusque entre le régime de fonctionnement quasi continu et le régime de fonctionnement impulsionnel. Cependant, plusieurs observations indiquent que ce scénario n'est pas forcément respecté, comme par exemple l'observation d'impulsions de bruit, ou "noiselike pulses" [151]. Il faut également tenir compte de l'existence d'ondes dispersives dues au rayonnement des solitons lorsqu'ils se propagent dans une cavité inhomogène [152]. De plus, l'équation de Ginzburg-Landau cubique-quintique, qui peut servir d'équation de propagation, admet comme solutions des

impulsions type soliton dissipatif sur un fond continu [153]. En plus de ces exemples, nos expériences ont montré qu'il peut exister une transition graduelle entre le régime continu et le régime impulsionnel [139].

Le fonctionnement en régime impulsionnel est obtenu sous certaines conditions de blocage de modes (CBM). Pour une puissance de pompe relativement importante (600 mW), l'ajustement des CBM (θ_i) révèle l'existence d'une transition étendue entre le régime de blocage de modes et le régime quasi-continu. Cette transition est représentée sur la figure (2.4). Pour une CBM initiale ($\theta=74^\circ$), le laser fonctionne avec plusieurs modes longitudinaux, ces modes ne possèdent pas une relation de phase fixe entre eux, c'est le régime quasi-continu. En modifiant les CBMs à travers θ , nous observons en premier lieu l'apparition des composantes impulsionnelles en plus des composantes continues ($\theta_i = 90^\circ$), puis, en poursuivant les modifications, l'intensité des composantes impulsionnelles devient de plus en plus importante au détriment de celle des composantes continues. Nous observons alors sur les spectres optiques (figure (2.4.b)), l'apparition de bandes latérales, elles deviennent de plus en plus importantes (intenses) au fur et à mesure que θ varie, ces bandes latérales sont dues au rayonnement des ondes dispersives, elles naissent à partir de la propagation des solitons dans la cavité [151–153]. Pour ($\theta_i = 110^\circ$), nous observons un blocage de modes associé à la naissance d'impulsions isolées : c'est dans ce régime que *la pluie de solitons se manifeste* [26]. En poursuivant les modifications de θ , le laser parvient à fonctionner dans un régime purement impulsionnel ($\theta_i = 115^\circ$).

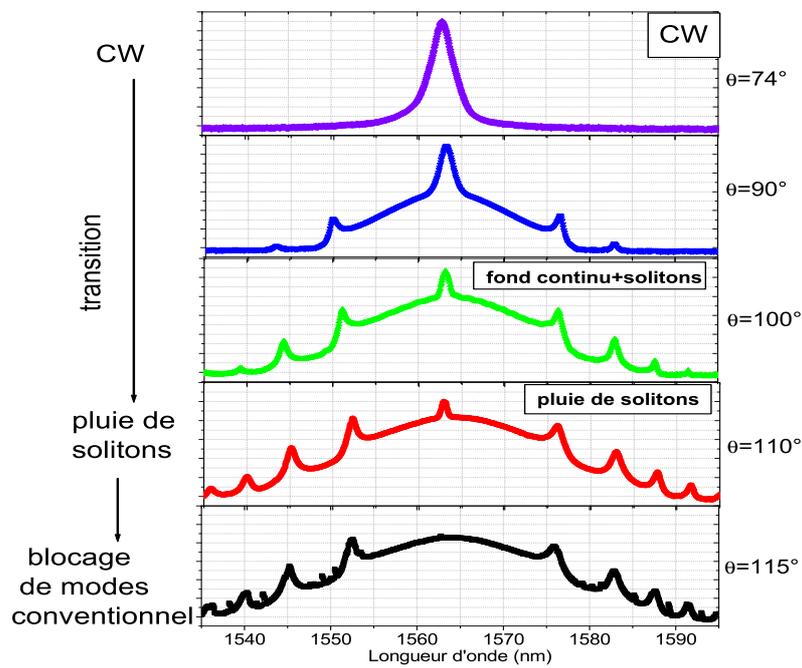
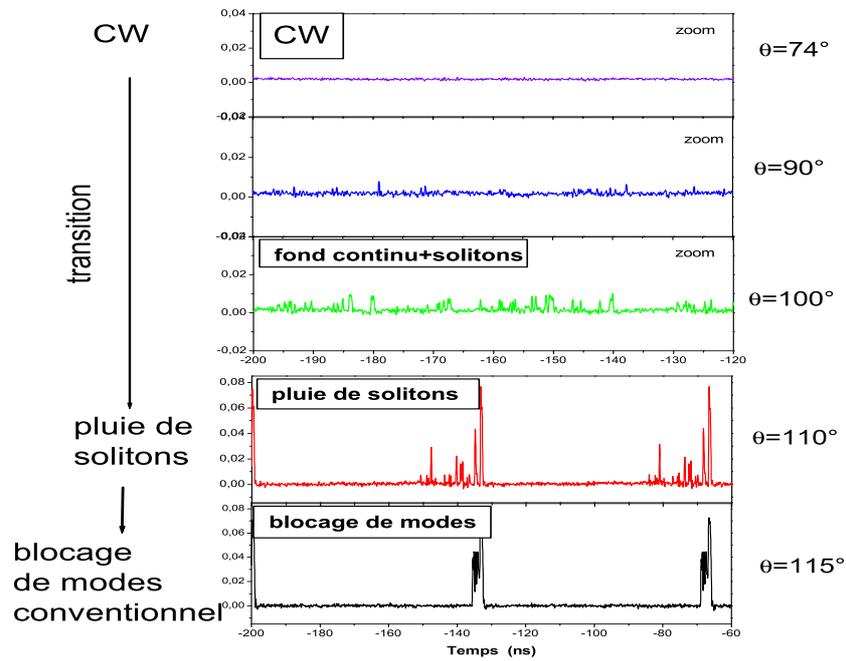


FIGURE 2.4 – Transition progressive du blocage de modes : a) évolution temporelle b) spectre optique correspondant.

2.3 Pluie de solitons

2.3.1 Observation de la "pluie de solitons" et caractérisation

Durant l'exploration du laser, une situation bien caractéristique nous a particulièrement intéressée. C'est le cas où en plus d'un agrégat de solitons liés, nous observons des impulsions isolées dans la cavité ($\theta = 110^\circ$) (voir figure (2.4)). C'est dans ce régime que *la pluie de solitons* apparaît. Nous observons sur l'oscilloscope la répartition temporelle intracavité de l'intensité du signal laser illustrée dans la figure (2.5).

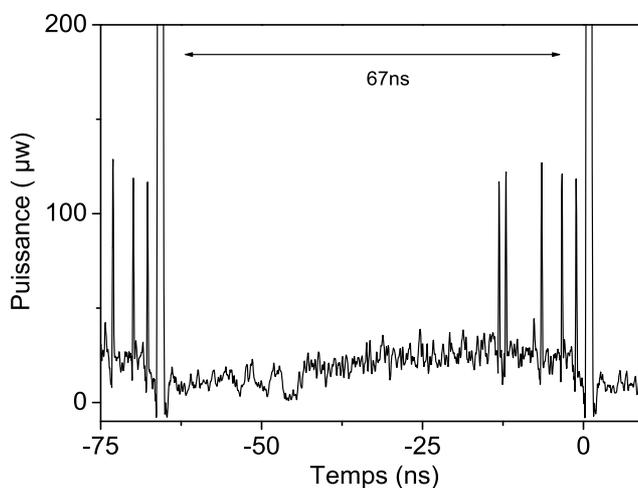


FIGURE 2.5 – Répartition intracavité de l'intensité laser telle qu'elle est mesurée au niveau du port de sortie du coupleur 3 %

Sur cet enregistrement, nous pouvons voir à droite un grand pic qui sort du cadre de la figure qui représente un groupe de solitons liés. À gauche de ce pic, nous avons un fond continu avec des fluctuations. Sur ce dernier, nous apercevons des solitons individuels. Ces solitons naissent à partir des fluctuations du fond continu et dérivent à une vitesse quasi constante jusqu'à ce qu'ils rejoignent le grand pic. Une représentation stroboscopique illustrant cette dynamique est représentée sur la figure (2.6). Il s'agit des enregistrements séquentiels enregistrés par un oscilloscope en temps réel (2.5 GHz de bande passante). Cette figure montre bien l'apparition des solitons d'une manière aléatoire à partir des fluctuations du fond continu. Nous pouvons suivre en temps réel un seul soliton lors de son mouvement

jusqu'à ce qu'il entre en collision avec le grand pic. La vitesse relative des solitons individuels par rapport à la phase condensée demeure constante pour les mêmes paramètres de cavité. Ce processus peut être indéfiniment reproduit d'une façon quasi-stationnaire.

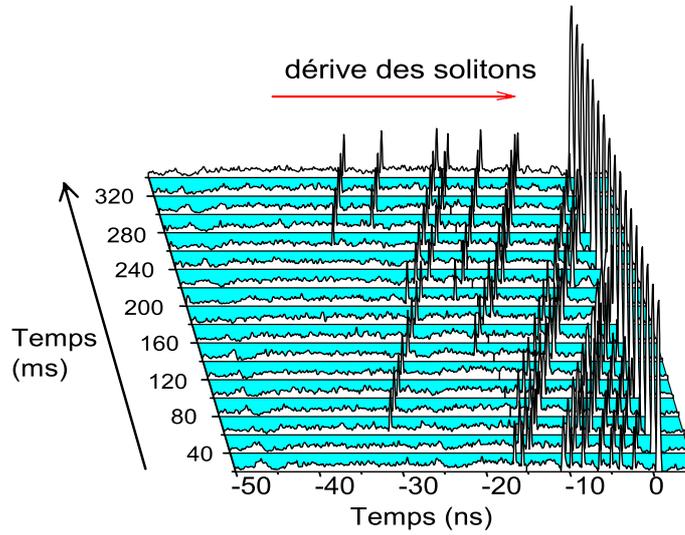


FIGURE 2.6 – *Enregistrement stroboscopique du signal laser qui montre la dynamique de la pluie de solitons.*

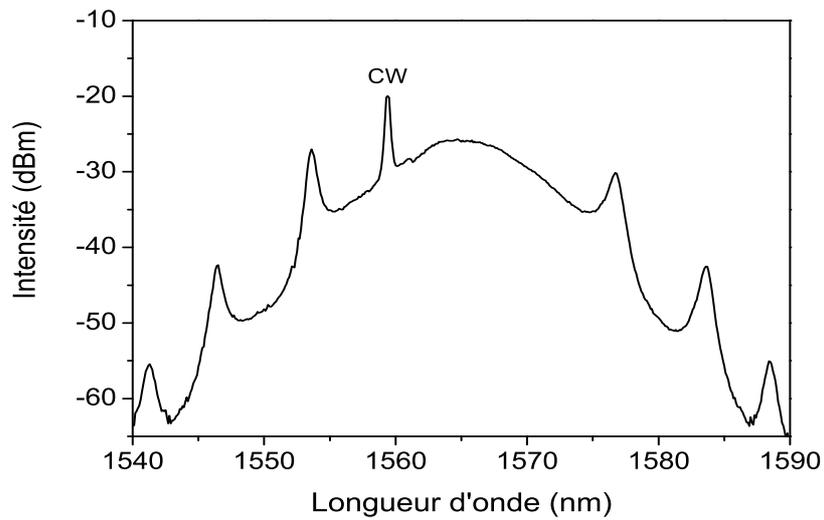


FIGURE 2.7 – *Spectre optique typique du signal laser dans le cas de la pluie de solitons.*

Le spectre optique du signal laser dans le cas de la pluie de solitons est représenté sur la figure (2.7). Il se caractérise par la présence de plusieurs pics : nous distinguons en plus des pics latéraux dont les positions sont symétriques par rapport au centre, un pic près du maximum du côté des longueurs d'ondes courtes. Ce pic d'une largeur relativement faible (0.5 nm près de 1560 nm) représente un ensemble de composantes spectrales du régime quasi-continu. Les pics latéraux de positions symétriques par rapport au centre et d'intensités asymétriques sont dus au rayonnement des solitons qui se propagent dans la cavité à gestion de dispersion [152, 154]. En effet, notre cavité est formée d'un ensemble de plusieurs fibres, ces fibres ont des valeurs de dispersion chromatique différentes, et donc, l'impulsion s'ajuste après son passage d'une section à une autre et cède une partie de son énergie sous forme de rayonnement. Après de multiples tours de cavité, une interférence constructive des composantes de ce rayonnement avec l'impulsion de type soliton produit des bandes latérales symétriques visibles sur le spectre optique [154]. Ces bandes latérales peuvent être utilisées pour déterminer la valeur de la dispersion moyenne de la cavité comme nous l'avons fait pour obtenir la dispersion chromatique de la fibre dopée. Sur le spectre optique, chaque bande latérale est repérée par une position notée $\pm N$ par rapport à la longueur d'onde centrale λ_0 . L'écart en longueur d'onde entre la bande latérale d'ordre N et la longueur d'onde centrale est noté $(\Delta\lambda)$. Cet écart est relié à la dispersion moyenne de la cavité par la formule extraite de [154] suivante :

$$\Delta\lambda_N = \lambda_0 \sqrt{\frac{2N}{cDL} - 0.0787 \frac{\lambda_0^2}{(c\tau)^2}}. \quad (2.2)$$

Où D représente la dispersion moyenne de la cavité ($ps/nm/km$) de longueur totale L , c est la vitesse de la lumière dans le vide et τ est la largeur à mi-hauteur de l'impulsion.

La dynamique *de la pluie de solitons* est constituée de trois éléments : un fond continu, des solitons de dérive et un grand pic. Afin de comprendre cette dynamique nous avons observé de plus près chaque composante.

Fond continu :

Le niveau du fond continu n'est pas constant sur le même tour de cavité (voir figure (2.5)). Entre deux passages successifs du grand pic, le niveau du fond continu augmente ainsi que la probabilité de naissance des solitons individuels. L'existence du fond continu résulte d'une combinaison de plusieurs sources. Parmi ces sources nous citons l'existence des modes longitudinaux continus mais non corrélés en phase dans la cavité [53], l'amplification de l'émission spontanée dans le milieu à gain (ASE) [155] et la relaxation du milieu amplificateur après le passage du grand pic [17]. La distribution irrégulière du niveau du fond continu peut être expliquée par le rayonnement vers l'avant de la phase condensée et par une récupération du gain après le passage de cette phase condensée. Les fluctuations du fond continu sont dues à un grand nombre de modes non cohérents oscillant dans la cavité estimés à plus de 4000 modes.

Soliton isolé :

Les solitons isolés apparaissent à partir des fluctuations du fond continu. Leurs apparitions sont aléatoires dans l'espace et dans le temps car les solitons de dérive apparaissent à partir de positions aléatoires sur le fond continu, et à des instants aléatoires. Le temps qui sépare deux solitons de dérive est de l'ordre de la nanoseconde : il est relativement grand par rapport à la largeur temporelle d'un soliton qui est de l'ordre d'une picoseconde. C'est donc pour cette raison que nous considérons ces solitons de dérives comme des ***solitons individuels***, c'est-à-dire isolés les uns des autres. Ceci reste vrai tant que le nombre de solitons créés ne dépasse pas 10 solitons par seconde. Les solitons créés dérivent à une vitesse moyenne quasi constante. Dans le cas où le nombre de solitons créés est plus important, des interactions entre solitons et des regroupements partiels de solitons créés, par exemple en doublets de solitons, sont observés. Le taux de création des solitons de dérives dépend des paramètres de la cavité. Les résultats de l'influence des paramètres de cavité sur le taux de création des solitons ainsi que sur leur vitesse de dérive seront présentés par la suite.

La phase condensée :

Une fois que les solitons individuels finissent leur dérive sur le fond continu, ils entrent en collision avec le grand pic. Un zoom du grand pic est représenté sur la figure (2.8). Cet enregistrement est obtenu avec un oscilloscope de bande passante à 30 GHz. Cet oscilloscope ne fournit pas un enregistrement en temps réel en raison de son échantillonnage à 100 kHz, de ce fait, il ne nous est pas possible d'observer l'interaction entre les solitons de dérive et le grand pic lors des collisions. Cependant, cet enregistrement temporel révèle des informations précieuses. Il permet d'avoir une mesure précise de la durée temporelle du grand pic, dans le cas de la figure (2.8), la durée est de 760 ps. Plus particulièrement, cet enregistrement révèle l'existence d'une structure et d'une organisation des solitons dans le grand pic. La structure multi-pics indique l'emplacement moyen des impulsions solitons à l'intérieur du grand pic, la position des solitons n'est pas bien définie du fait de la présence de grandes fluctuations à l'intérieur du grand pic. Pour cette raison, nous utilisons la terminologie "*phase condensée*" pour designer le grand pic.

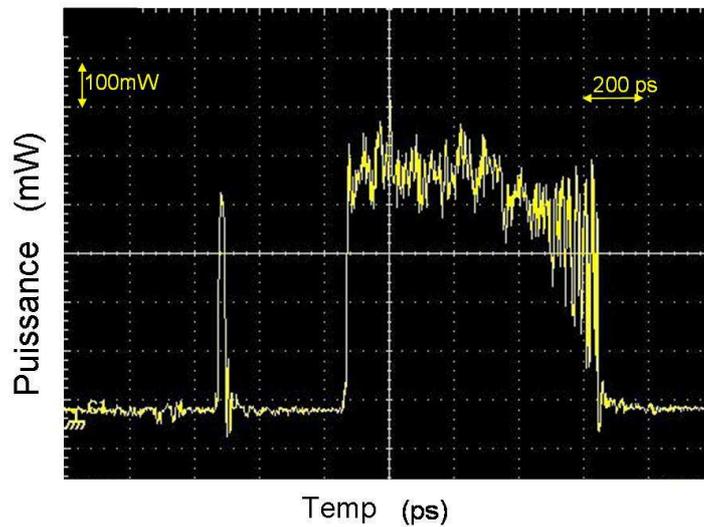


FIGURE 2.8 – *Zoom de la phase condensée enregistrée par un oscilloscope 30 GHz.*

Les solitons qui forment la phase condensée ne sont pas à égale distance : la séparation entre les solitons est réduite à l'avant du pic jusqu'au dessous du niveau de résolution temporelle de l'oscilloscope (20 ps). Le nombre de solitons qui forment la phase condensée

peut être calculé soit directement sur l'enregistrement de l'oscilloscope de 30 GHz lorsqu'une séparation partielle des pics est possible, ou bien on calculant le rapport entre l'énergie de la phase condensée et l'énergie du soliton isolé dans le système d'enregistrement réel. Ce nombre varie en fonction des paramètres de cavité. Dans le cas de la figure (2.8), le nombre est de 40 solitons.

2.3.2 Explication qualitative : les trois composantes du champ en interaction

Pourquoi avons-nous nommé cette dynamique "*pluie de solitons*" ?

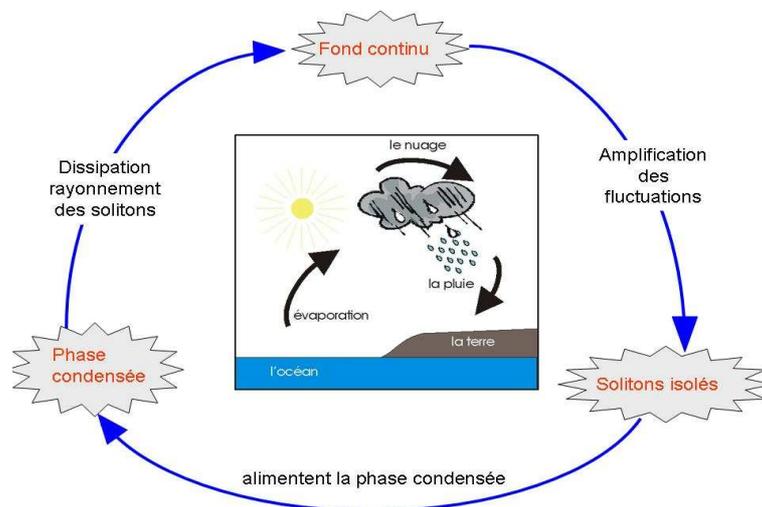


FIGURE 2.9 – *Analogie entre le cycle de l'eau et la pluie de solitons.*

Une petite analyse des transferts d'énergie nous aidera à répondre à cette question. La pluie de solitons est une dynamique produite par l'interaction entre trois composantes du champ : les fluctuations du fond continu, les solitons individuels et la phase condensée. D'un point de vue dynamique et de flux d'énergie, l'amplification au-delà d'un seuil des fluctuations du fond continu donne naissance à des solitons individuels qui dérivent à une vitesse quasi constante. Ces solitons alimentent à leur tour la phase condensée. On pourrait, donc, s'attendre à ce que la taille de la phase condensée augmente, ce qui n'est pas du tout le cas, la taille de la phase condensée reste constante, cela signifie que l'arrivée des nouveaux

solitons sur la phase condensée impose une dissipation d'un nombre similaire de solitons, de plus, elle produit un réarrangement collectif des solitons à l'intérieur de la phase condensée. Cette dissipation, qui compense l'arrivée des solitons, participe à la formation des ondes dissipatives qui alimentent à leur tour les fluctuations du fond continu, et le cycle reprend. Du fait des interactions entre les trois éléments, un équilibre est établi dans le système et la pluie de solitons se manifeste et persiste dans le temps.

Ainsi, nous avons appelé cette dynamique "*pluie de solitons*" par analogie avec la pluie des gouttelettes d'eau au sein du cycle de l'eau. Dans cette configuration présentée dans la figure (2.9), les solitons individuels correspondent aux gouttelettes d'eau, le fond continu correspond aux nuages, et la phase condensée correspond aux océans et mers ... Les deux dynamiques se manifestent dans un système ouvert comprenant une source d'énergie, la pompe pour le laser et le soleil pour le cycle de l'eau, qui les approvisionne continuellement.

2.3.3 Comportement en fonction des paramètres de la cavité

Nous avons vu que la pluie de solitons est une dynamique qui se compose de trois éléments essentiels : **les fluctuations du fond continu** qui sont pseudo-aléatoire, **les solitons isolés** (leur instant de formation est aussi aléatoire), et **la phase condensée**. Ces effets intrinsèques et aléatoires ne nous permettent pas de quantifier avec exactitude la contribution de chaque élément dans cette dynamique, toutefois, nous avons caractérisé cette dynamique en fonction des paramètres de la cavité et par la suite nous avons utilisé la dépendance obtenue pour obtenir un certain niveau de contrôle externe de la pluie de solitons.

Une situation dynamique est repérée dans notre étude par la valeur de la puissance de pompe et par les conditions de blocage de modes. Les conditions de blocage de modes sont représentées par les angles θ_i des contrôleurs de polarisation.

Pluie de solitons et dispersion chromatique :

Nous disposons de plusieurs longueurs de fibres compensatrices FC, ce qui nous permet de varier la valeur de la dispersion moyenne de notre cavité (voir tableau (2.1)). Nous avons

noté que la dynamique de la pluie de solitons a été observée pour des longueurs de la fibre FC correspondant à $D = 0, +5$ et $+10 \text{ ps/nm/km}$ et que pour des longueurs correspondant à $D = -5$ et $D = -10 \text{ ps/nm/km}$, aucune dynamique de pluie de solitons n'a été observée même lorsque le laser fonctionne en régime multi-impulsionnel dans le régime de dispersion normal. La dynamique de pluie de solitons se manifeste en régime de dispersion anormal. Pour une dispersion moyenne de la cavité égale à $+5 \text{ ps/nm/km}$, la pluie de solitons est plus stable et son domaine d'existence est plus large. Pour ces raisons, nous avons choisi cette valeur pour étudier l'influence des paramètres de la cavité, à savoir, la puissance de pompe et les conditions de blocage de modes sur les caractéristiques de la pluie de solitons.

Influence des contrôleurs de polarisation :

Le blocage de modes est obtenu par l'effet de l'évolution non linéaire de la polarisation (voir section 3 chapitre 1), ce qui offre la possibilité de modifier facilement la fonction de transfert par une simple rotation des contrôleurs de polarisation [75]. Cette méthode ne permet pas d'avoir une relation directe entre un cas particulier des valeurs des angles de rotation des contrôleurs de polarisation et la fonction de transfert de l'absorbant saturable effectif. Cependant, elle n'affecte pas la reproductibilité des résultats des expériences. Nous avons utilisé deux contrôleurs de polarisation, possédant chacun trois degrés de liberté afin d'avoir des modifications et un contrôle plus fin de la fonction de transfert. Nous avons étudié l'influence des contrôleurs de polarisation CP sur les caractéristiques de la pluie de solitons, à savoir le nombre de solitons individuels et leurs vitesses de dérive.

A partir d'une situation précise, donc d'une puissance de pompage fixe et des valeurs de θ_i prédéfinies, une variation de θ produit un des deux scénarios possibles.

Le premier scénario est représenté sur la figure (2.10). A partir des conditions suivantes [$P = 500 \text{ mW}$, CP1($\theta_1/34^\circ/86^\circ$)], la variation de l'angle θ_1 du CP1 entre 70° et 99° entraîne une diminution du niveau du fond continu accompagnée par la diminution du nombre de solitons individuels. Nous observons en plus de ces deux comportements, une augmentation

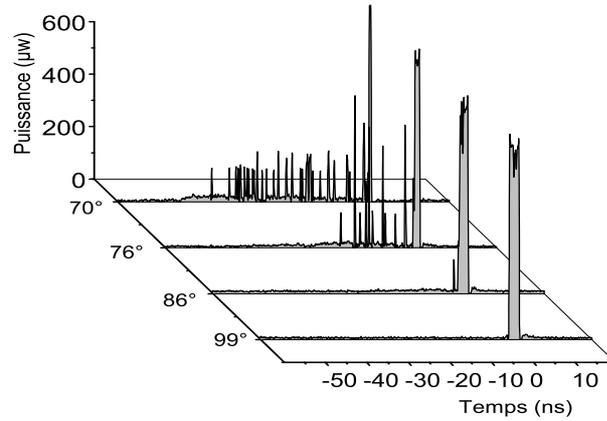


FIGURE 2.10 – Influence de θ_1 sur la pluie de solitons, scénario 1.

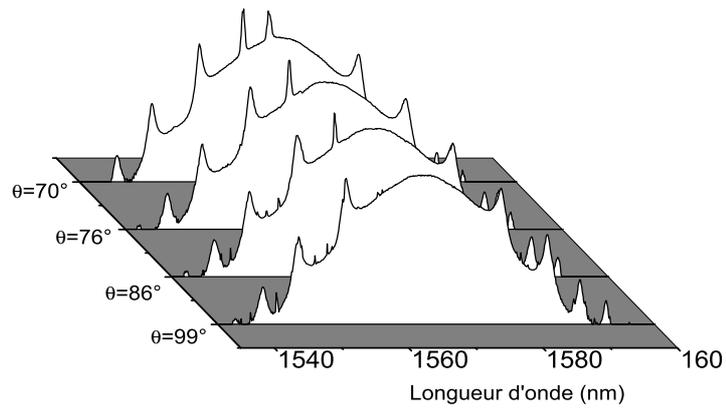


FIGURE 2.11 – Spectre optique du signal laser, scénario 1.

de la taille de la phase condensée. La diminution du niveau du fond continu est bien visible sur la figure (2.11) qui représente le spectre optique du signal en fonction de θ_1 . Nous pouvons constater que le pic du continu est plus important lorsque les fluctuations du fond continu sont plus importantes alors qu'il est quasiment inexistant dans le cas où l'énergie est regroupée dans la phase condensée de solitons.

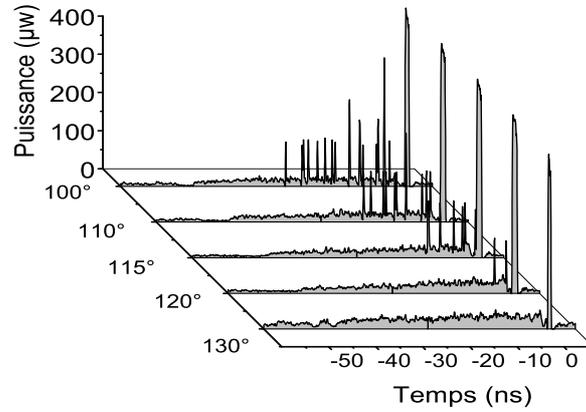


FIGURE 2.12 – Influence de θ_1 sur la pluie de solitons, scénario 2.

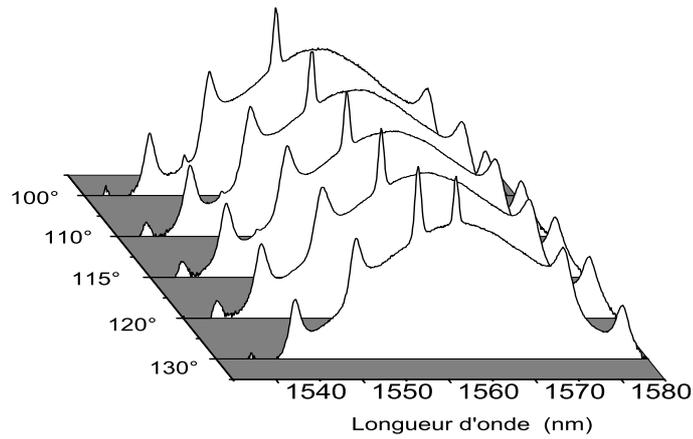


FIGURE 2.13 – Le spectre optique correspondant.

Le second scénario est représenté sur la figure (2.12). A partir des conditions suivantes [$P = 450 \text{ mW}$, $\text{CP1}(\theta_1/98^\circ/154^\circ)$], la variation de l'angle θ_1 de 100° à 130° entraîne une augmentation des fluctuations du fond continu, cette augmentation se traduit par l'apparition des pics du continu bien visibles sur le spectre optique du signal représenté dans la figure (2.13). En plus de l'augmentation du fond continu, nous notons une diminution du nombre de solitons individuels, cependant, la taille de la phase condensée demeure pratiquement constante.

La diminution du nombre de solitons individuels dans le premier scénario est due à la diminution du fond continu (source de solitons de dérive) ce qui favorise le fonctionnement en régime de blocage de modes "conventionnel" (blocage de modes en l'absence du bruit). Par contre, la diminution du nombre des solitons de dérive dans le second scénario peut être attribuée à l'augmentation du seuil de formation du soliton de dérive. En effet, la variation de θ augmente le niveau des fluctuations du fond continu ainsi que le seuil de formation des solitons de dérive. Au-delà d'un certain angle θ , le niveau des fluctuations du fond continu devient inférieur au seuil de formation des solitons de dérive.

Nous avons mesuré la vitesse de dérive des solitons individuels : elle est quasi-constante lorsque les paramètres de la cavité sont fixes. Suivant les orientations θ_i des contrôleurs de polarisation, cette vitesse peut prendre typiquement des valeurs comprises entre 3 m/s et 27 m/s .

Influence de la puissance de pompe :

La gamme de puissance de pompe où la pluie de solitons est observée dépend des conditions de blocage de modes θ_i , mais, en général, cette dynamique est retrouvée dans la gamme de puissances de pompe comprise entre 350 mW et 550 mW . Durant notre expérience, nous avons noté que la puissance de pompe n'affecte pas la vitesse de dérive des solitons individuels. Pour deux situations différentes de blocage de modes, nous avons varié la puissance de pompe de 430 mW à 550 mW et nous avons noté, que pour chaque situation, la vitesse de dérive demeure constante. Par contre, le nombre des solitons de dérive varie considérablement.

La figure (2.14) représente la variation du nombre de solitons individuels en fonction de la puissance de pompe pour des conditions de blocage de modes bien définies. Pour une puissance de pompe $P = 416 mW$, nous observons une coexistence des solitons et d'un fond continu. L'augmentation de la puissance de pompe entraîne l'augmentation des fluctuations du fond continu. Lorsque la puissance de pompe atteint un certain seuil, 430

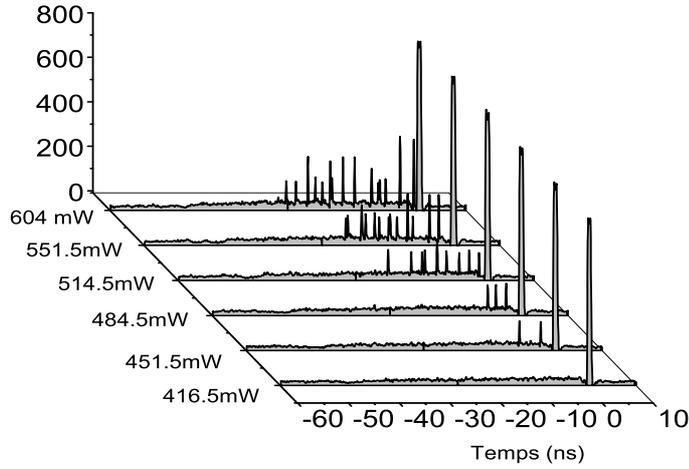


FIGURE 2.14 – *Influence de la puissance de pompe sur la pluie de solitons.*

mW sur la figure (2.14), le niveau des fluctuations augmente et la pluie de solitons apparaît avec un ou deux solitons individuels par tour de cavité. L'augmentation de la puissance de pompe (de $484 mW$ à $551 mW$) fait croître le nombre de solitons de dérive qui forment la pluie de solitons. Le nombre de solitons individuels peut être tellement important que la résolution de l'oscilloscope ne nous permet plus de distinguer deux solitons voisins (ici à $P = 604 mW$). Dans ce cas, un enregistrement stroboscopique met en évidence des interactions entre les solitons individuels et un regroupement partiel des solitons durant leur dérive.

2.3.4 Pluie de solitons harmonique

Pour des puissances de pompe relativement élevées (plus de $600 mW$) et pour des valeurs de θ_i bien définies, nous avons observé des multi-pluies de solitons pour un seul tour de cavité. La figure (2.15) représente l'évolution temporelle du signal laser dans le cas de la multi-pluie de solitons. Nous pouvons voir dans la figure (2.15 a) l'existence de deux groupes de pluies de solitons durant un seul tour de cavité. Il s'agit de la seconde harmonique de la pluie de solitons. La figure (2.15 b) montre l'existence de trois groupes de pluies de solitons durant un seul tour de cavité. C'est la troisième harmonique de la pluie de solitons.

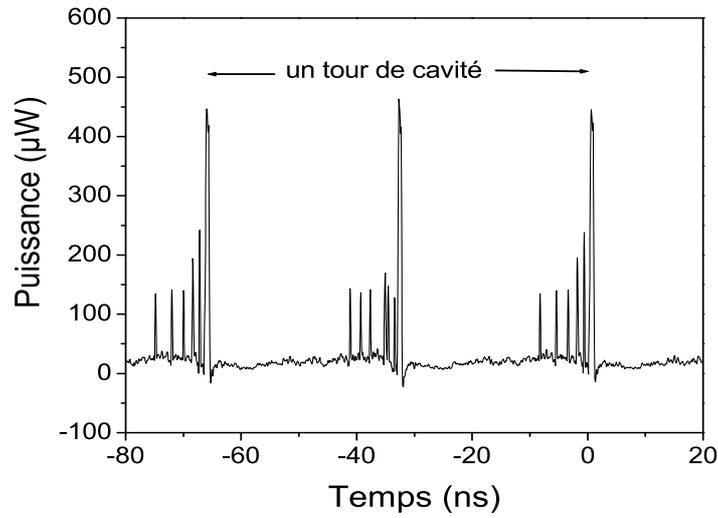


FIGURE 2.15 – *Pluie de solitons 2^{ème} harmonique.*

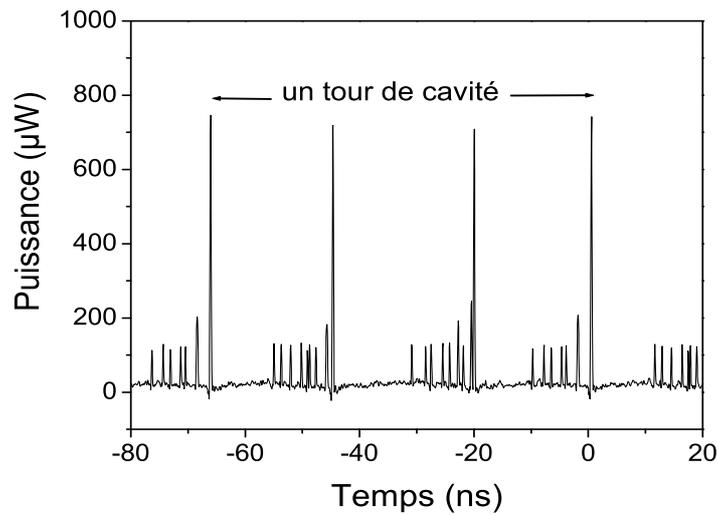


FIGURE 2.16 – *Pluie de solitons 3^{ème} harmonique.*

Les groupes de pluies de solitons qui coexistent dans la cavité ne sont pas identiques bien qu'ils apparaissent semblables en terme de nombre moyen de solitons de dérive, du niveau des fluctuations du fond continu et de la taille de la phase condensée. Cela est dû à la formation aléatoire des solitons sur un fond continu.

Nous pouvons expliquer l'existence de la pluie de solitons harmonique à l'instabilité de la phase condensée. Pour de fortes puissances de pompe et lorsque la taille de la phase condensée dépasse typiquement une quarantaine de solitons agrégés, les fluctuations au sein de la phase condensée sont de plus en plus importantes. De plus, la dynamique du recouvrement du gain du milieu amplificateur provoque une distension de la partie arrière de la phase condensée, ce qui facilite la rupture. Ainsi, la phase condensée se divise en parties et l'énergie est redistribuée sur des emplacements relativement symétriques et chaque nouvelle phase condensée est reliée à une partie du fond continu. Ce fond continu produit les solitons de dérive. Ainsi se forme un groupe de pluies de solitons.

2.4 Contrôle de la pluie de solitons

Nous avons présenté dans la section précédente l'influence de la puissance de pompe et des contrôleurs de polarisation sur le nombre de solitons individuels qui constituent la pluie de solitons ainsi que sur leur vitesse de dérive. Nous rappelons un résultat important "la pluie de solitons apparaît au dessus d'un certain seuil de fluctuations du fond continu". Avec une variation fine du fond continu, nous pouvons avoir la possibilité de déclencher ou d'arrêter la pluie de solitons. Nous avons démontré cette possibilité en injectant à l'intérieur de la cavité via le coupleur (80/20), un signal laser polarisé continu externe (Photonics TUNICS-PRI) dont la longueur d'onde est accordable entre 1490 et 1620 *nm* et la puissance d'injection est ajustable entre 0 et 6 *mW* à 1550 *nm*. En plus du contrôle du déclenchement de la pluie de solitons, nous avons montré aussi la possibilité de modifier les caractéristiques de la pluie de solitons.

2.4.1 Contrôle du déclenchement de la pluie de solitons

Comme la dynamique de la pluie de solitons se manifeste à partir d'un certain seuil, pour pouvoir la déclencher, le régime du fonctionnement est d'abord mis près de ce seuil, et le laser d'injection est à l'état "off" (éteint). Les figures (2.17 a) et (2.17 b) représentent respectivement l'évolution temporelle du signal laser et le spectre optique correspondant qui illustre cet état. Directement après la mise en marche du laser injecté, la pluie de solitons démarre. Cette dynamique dure tant que le laser injecté est en marche (voir figures (2.18 a,b)). Nous constatons sur le spectre optique qu'une puissance du laser relativement faible (10 μW) est suffisante pour déclencher la pluie de solitons. Lorsque le laser injecté passe à l'état "off", la pluie de solitons s'arrête presque immédiatement après que les solitons individuels créés auparavant finissent leur dérive vers la phase condensée. Cet effet est réversible et il est obtenu pour des longueurs d'onde injectées comprises entre 1550 *nm* et 1558 *nm*.

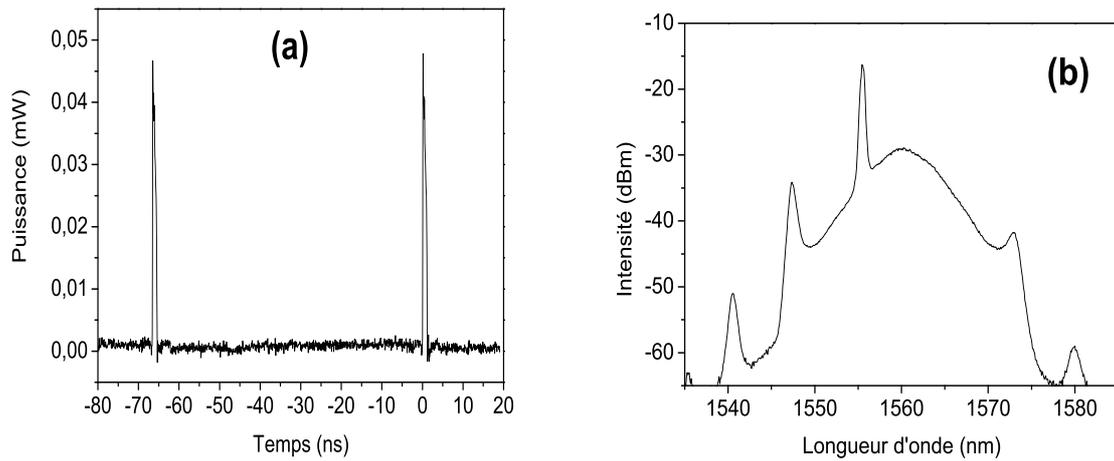


FIGURE 2.17 – *Laser injecté à l'état "OFF" : (a) Evolution temporelle ; (b) Spectre optique.*

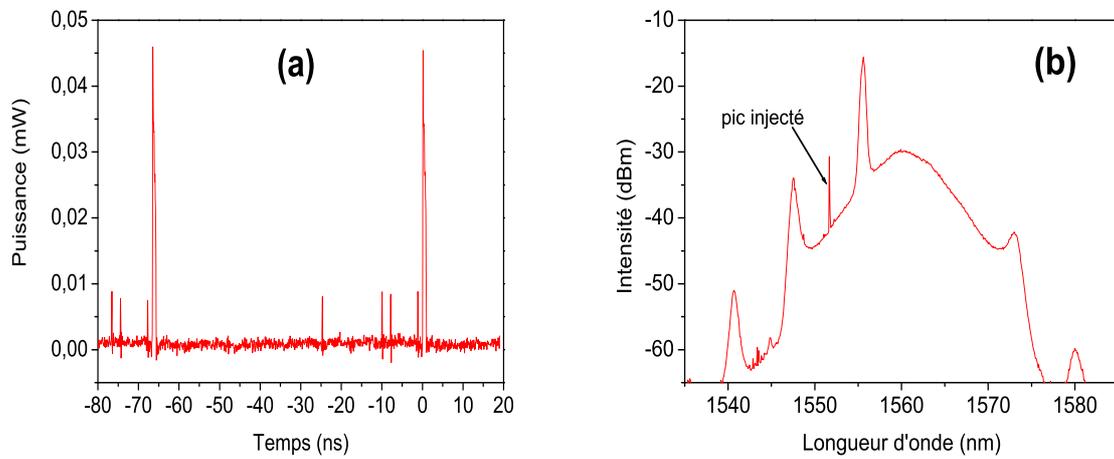


FIGURE 2.18 – *Laser injecté à l'état "ON" : (a) Evolution temporelle ; (b) Spectre optique.*

2.4.2 Modification des caractéristiques de la pluie de solitons

Le signal laser injecté dans la cavité a deux paramètres contrôlables : la puissance et la longueur d'onde. Lorsque le laser fonctionne en régime de pluie de solitons et sous certaines conditions de blocage de modes, l'injection du signal externe influence de façon significative le régime de fonctionnement.

Pour une puissance du signal injecté fixe et égale à $400 \mu W$, nous observons l'influence de la longueur d'onde injectée sur la dynamique de la pluie de solitons. Le laser fonctionne ainsi en régime de pluie de solitons. Nous avons trouvé que pour une longueur d'onde λ inférieure à 1549 nm ou supérieure à 1570 nm , le régime de fonctionnement ne change pas avec ou sans la présence du signal laser injecté, donc pas d'influence sur le fonctionnement d'une part et sur les caractéristiques de la pluie de solitons d'autre part. Ceci peut être expliqué par le fait que, pour ces longueurs d'onde, le signal ne bénéficie pas du gain du milieu amplificateur, en raison vraisemblablement d'un filtrage important du côté des courtes longueurs d'onde par l'absorbant saturable effectif.

Pour des longueurs d'onde comprises entre 1549 nm et 1554 nm , le nombre de soliton de dérive ne change pas, par contre leur vitesse de dérive diminue en présence du signal laser injecté. Elle passe typiquement de 9 m/s lorsque le laser injecté est à l'état "off" à 2.5 m/s lorsque le laser injecté est à l'état "on".

Pour des longueurs d'onde comprises entre 1554 nm et 1570 nm : c'est le régime de pluie de solitons qui est affecté. Le laser bascule d'un fonctionnement de pluie de solitons vers un fonctionnement chaotique en présence du signal laser continu.

Les résultats de cette expérience sont résumés dans le tableau (2.2).

$\lambda(\text{nm}) < 1549$	$1549 < \lambda < 1554$	$1554 < \lambda < 1570$	$\lambda > 1570$
aucune influence	la vitesse de dérive diminue	fonctionnement chaotique	aucune influence

TABLE 2.2 – Influence de la longueur d'onde du laser injecté sur la dynamique du laser.

Pour voir l'influence de la puissance du signal laser injecté sur la dynamique de la pluie de solitons nous avons fixé sa longueur d'onde à 1553.4 nm et nous avons constaté que la puissance agit sur la vitesse de dérive des solitons individuels. Lorsque la puissance injectée varie entre 10 et $100 \mu\text{W}$, aucune variation significative de la vitesse de dérive n'a été observée, par contre, lorsque la puissance du laser injecté augmente de 100 à $220 \mu\text{W}$ la vitesse de dérive diminue de 12 à 5 m/s .

Nous pouvons résumer comme suit, les tendances qui se dégagent de ces dernières expériences :

- * les fluctuations du fond continu influencent de façon déterminante la dynamique de la pluie de solitons,

- * compte tenu de l'asymétrie spectrale caractéristique (voir figure 2.7) et de l'influence en fonction des longueurs d'ondes (λ) injectées (voir tableau 2.2), les composantes du fond continu comprises entre 1553 nm et 1557 nm , favorisent la formation des solitons individuels lorsqu'elles excèdent un certain niveau.

2.5 Relargage des solitons depuis la phase condensée

Dans cette section, nous présentons une dynamique intéressante qui a été observée et qui contraste avec la pluie de solitons. Cette dynamique donne un élément de réponse à une question qui s'est imposée dès les premières observations de la pluie de solitons. *Qu'est ce qui détermine le déplacement relatif des solitons par rapport à la phase condensée ??*

2.5.1 Observations et caractérisation

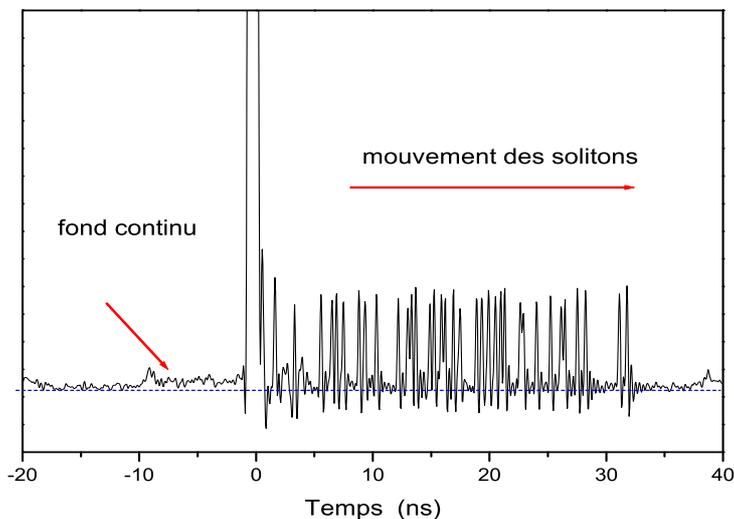


FIGURE 2.19 – *Evolution temporelle du signal laser.*

La figure (2.19) représente l'évolution temporelle du signal laser au cours du temps. Sur cette figure, nous avons un grand pic qui représente un groupe de solitons indiscernables à cette échelle de résolution temporelle (300 ps), il s'agit de la phase condensée. Cette phase condensée est précédée par un fond continu (à gauche du pic) et à sa droite nous retrouvons plusieurs solitons en mouvement ; ces solitons se détachent et s'éloignent de la phase condensée à une vitesse constante puis ils disparaissent. Les solitons sont relargués depuis la phase condensée, comme c'est illustré dans la figure (2.20) qui représente un enregistrement stroboscopique du signal laser. Comme pour la pluie de solitons, cette dynamique dépend des paramètres de la cavité. Elle apparaît au dessous d'un certain seuil de pompage qui

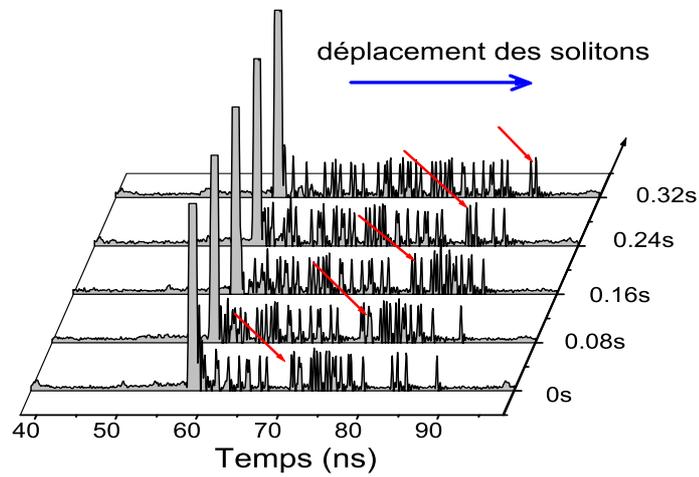


FIGURE 2.20 – *Enregistrement stroboscopique de la dynamique du relargage des solitons.*

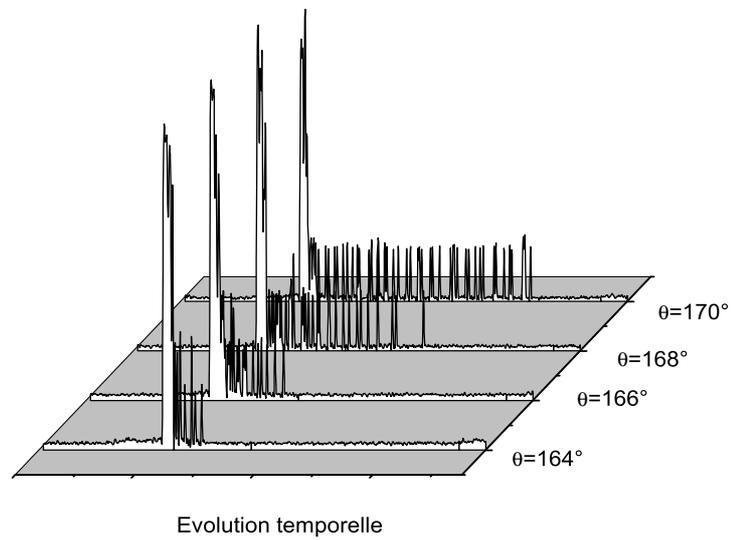


FIGURE 2.21 – *Influence de θ sur l'extension du déplacement des solitons qui quittent la phase condensée avant leur dissipation au sein du fond continu.*

dépend lui aussi des conditions de blocage de modes θ . En général, le seuil est autour de 300 mW . Il est faible comparé à celui de la pluie de solitons. L'augmentation de la puissance de pompe augmente le débit de solitons relargués depuis la phase condensée. La variation des conditions de blocage de modes θ entraîne la variation de la vitesse du mouvement des solitons relargués ainsi que l'extension du déplacement relatif des solitons avant leur dissipation au sein du fond continu. Par exemple, la figure (2.21) qui représente l'évolution temporelle du signal laser pour différentes valeurs de θ , montre bien qu'une variation de θ de 6° fait varier considérablement l'extension du déplacement relatif des solitons relargués.

2.5.2 Comparaison avec la pluie de solitons

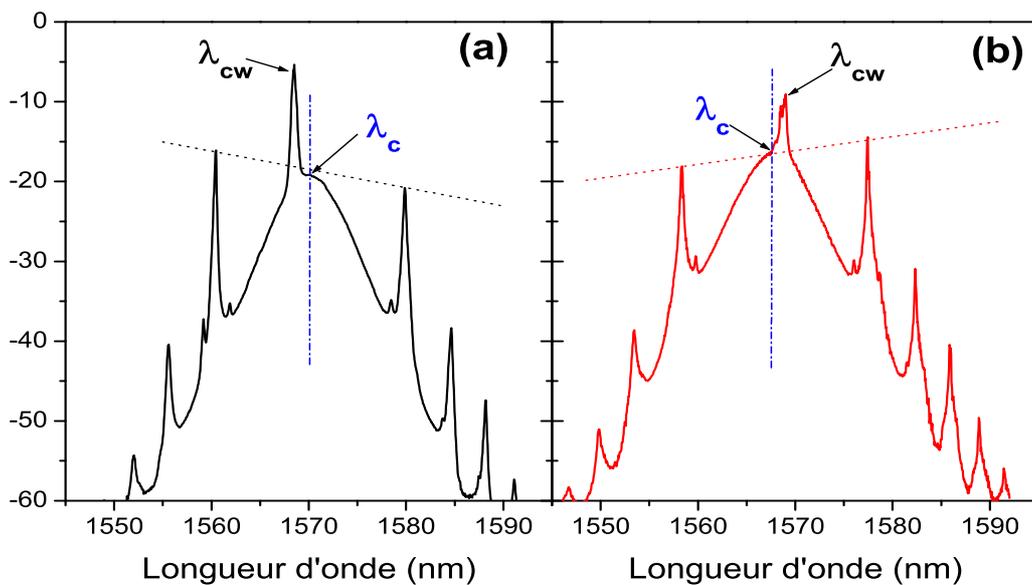


FIGURE 2.22 – *Comparaison des spectres optiques du signal pour la dynamique de la pluie de solitons en (a) et de la dynamique de relargage des solitons depuis la phase condensée en (b).*

Le spectre optique enregistré pour une pluie de solitons est caractérisé par une asymétrie en relation avec l'asymétrie temporelle de la dynamique en présence de la dispersion chromatique.

Un spectre de pluie de solitons typique est présenté dans la figure (2.22 a). Dans ce spectre optique, le pic principal du CW repéré par λ_{cw} sur la figure, est toujours présent sur le côté des courtes longueurs d'ondes, à gauche du centre du spectre optique (λ_c). Un autre caractère relevé concerne les bandes latérales : les pics des bandes latérales qui se trouvent du côté des courtes longueurs d'ondes ($\lambda < \lambda_c$) sont plus intenses que ceux qui se trouvent du côté des grandes longueurs d'ondes ($\lambda > \lambda_c$). Cette asymétrie préférentielle peut être attribuée à l'existence d'un gain plus fort de l'Erbium sur les courtes longueurs d'ondes (le sommet du gain est autour de 1535 nm).

Cependant, nous avons trouvé des valeurs bien définies de θ_i pour lesquelles il se produit une inversion par rapport à l'asymétrie spectrale dominante, aussi bien pour le pic CW que pour les composantes des bandes latérales, comme c'est indiqué sur la figure (2.22 b). Dans ce cas, le pic continu CW se trouve du côté des grandes longueurs d'onde (à droite du centre du spectre) et les bandes latérales qui se trouvent du côté des longues longueurs d'ondes sont plus intenses que celles qui se trouvent du côté des courtes longueurs d'ondes. Ce spectre est typique pour la dynamique *de relargage des solitons depuis la phase condensée*. Dans cette dynamique, les solitons quittent la phase condensée et s'éloignent jusqu'à leur disparition. C'est une différence majeure comparée à la pluie de solitons où les solitons dérivent vers la phase condensée jusqu'à la fusion.

A cette étape de notre étude, il devient clair que la composition précise du spectre optique et l'impact de la dispersion chromatique imposent la dynamique temporelle du laser, et que le spectre optique peut nous renseigner sur la direction de dérive des solitons, ils dérivent vers ou depuis la phase condensée. En effet, en régime de dispersion moyenne anormale, les composantes quasi-continues tendent à se déplacer plus vite que les solitons dans la situation (2.22 a). En particulier, le rayonnement dominant de la phase condensée part vers l'avant, cette situation s'inverse dans le cas (2.22 b) : le rayonnement dominant part vers l'arrière, entraînant avec lui des solitons de dérive. Ces derniers finissent par se dissiper, et contribuent au rayonnement qui revient par la gauche sur l'enregistrement, vers la phase condensée.

2.6 Autres auto-organisations

La pluie de solitons est observée dans un domaine de paramètres de cavité (θ_i, P) assez important. Dans le but de mieux comprendre le comportement collectif des solitons dans la cavité, nous avons exploré le voisinage de ce domaine, ce qui nous a permis de relever quelques dynamiques intéressantes, telles que le fonctionnement harmonique, l'étirement du train d'impulsions et la formation de molécules stationnaires de solitons.

2.6.1 Phase condensée et vobulation du train d'impulsions

Une curieuse auto organisation des solitons a attiré notre attention, c'est *la vobulation du train d'impulsions* (chirped trains of solitons). Cette nouvelle organisation est retrouvée dans une région très proche du domaine d'existence de la pluie de solitons (typiquement une variation de 20% sur la puissance de pompe et/ou une variation de 5° à 10° pour les angles des contrôleurs de polarisation). Dans cette configuration, les solitons cessent de dériver vers la phase condensée et s'immobilisent. Chaque soliton s'organise avec son voisin et s'aligne dans un train d'impulsions de façon à ce que la séparation entre deux solitons successifs augmente avec le temps. Nous avons appelé cela la "*vobulation de train d'impulsions*". Cet effet est obtenu à l'aide d'une rotation des contrôleurs de polarisation qui réduit les fluctuations du fond continu, cependant une quantité de fond continu est toujours présente dans la cavité, et peut jouer un rôle d'intermédiaire très important dans les interactions entre les solitons.

L'expérience a révélé deux catégories de *trains d'impulsions étirés*.

1/ la première est représentée sur la figure (2.23 a). Dans ce cas, le *train d'impulsions* est attaché à la phase condensée et occupe les deux tiers (2/3) de la cavité. La distance temporelle qui sépare deux solitons est relativement importante pour les solitons les plus proches de la phase condensée. Cette distance a tendance à diminuer en moyenne au fur et à mesure que la position des solitons considérés est éloignée de la phase condensée. A titre d'exemple pour le cas de la figure (2.23 a), la distance entre deux solitons voisins

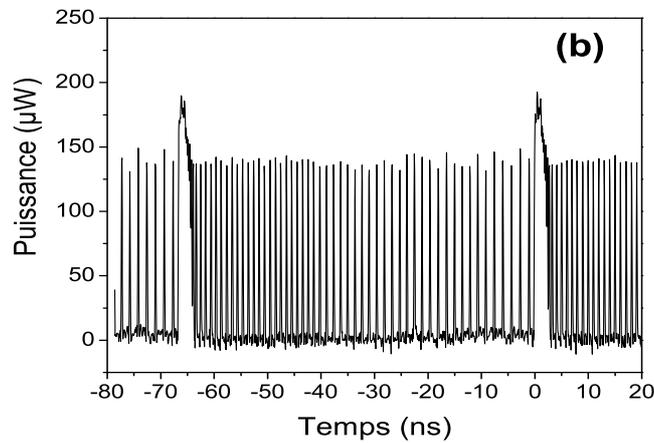
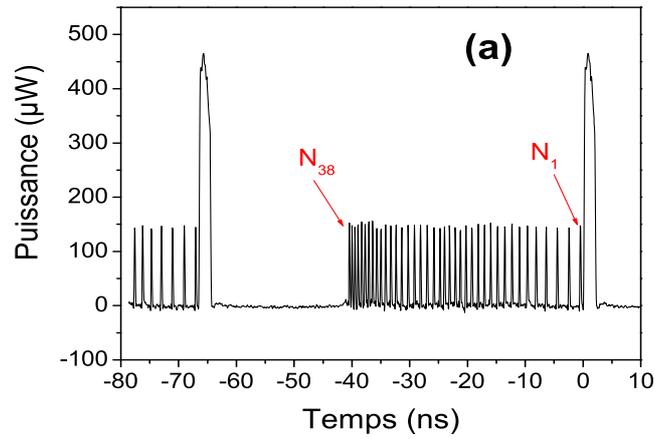


FIGURE 2.23 – Vobulation du train d'impulsions a) le train d'impulsion occupe les deux tiers de la cavité; b) le train occupe toute la cavité;

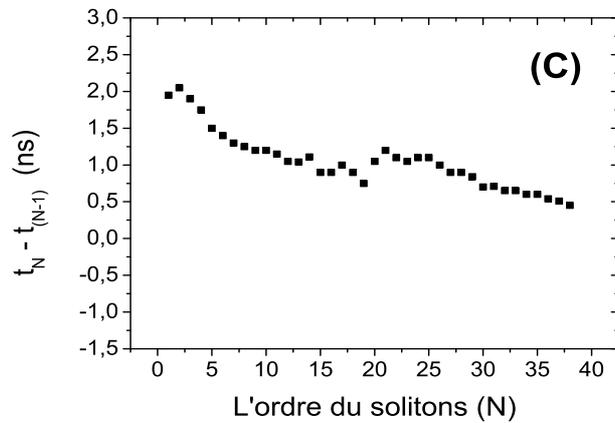


FIGURE 2.24 – La variation de la distance temporelle qui sépare deux solitons voisins correspondant au cas (a).

les plus proches de la phase condensée est de 1.94 ns , alors que pour les deux solitons les plus éloignés, elle est de 0.45 ns (voir figure (2.24)). Il est possible de changer l'étendue de l'extension du train d'impulsions en effectuant un réglage fin des contrôleurs de polarisation (typiquement de l'ordre d'un degré).

L'existence d'un train d'impulsions vobulé (chirped trains of solitons) où la distance temporelle entre deux solitons voisins augmente le long du train peut être reliée à deux mécanismes :

* le premier mécanisme est l'épuisement et le rétablissement du gain expliqué dans le chapitre 1 section 2. Lorsque le train d'impulsions traverse le milieu amplificateur, les premiers solitons bénéficient d'un peu plus de gain comparé aux derniers solitons du train, ce qui génère l'équivalent d'une force répulsive dont l'intensité est proportionnelle au temps de recouvrement du gain [17], la force répulsive étant plus importante pour les derniers solitons du train. De ce fait, l'espacement entre les deux premiers solitons du train est plus faible que celui entre les deux derniers solitons du train.

* l'autre mécanisme a pour source la distribution non homogène du fond continu le long de la cavité. Cette non-homogénéité due au rayonnement des solitons joue un rôle très important dans l'établissement d'une distance d'équilibre entre les solitons. Le train d'impulsions vobulé se trouve toujours sur un lit du fond continu. Plus le fond continu est important, à savoir, plus les rayonnements sont importants plus la distance d'équilibre entre les solitons liés est importante [123].

2/ la figure (2.23 b) représente la deuxième catégorie de trains d'impulsions vobulés. Dans ce cas, le train d'impulsions occupe toute la cavité. Il est relié à la phase condensée par ses deux extrémités. La phase condensée est ainsi noyée dans ce train d'impulsions. Par conséquent, dans ce cas la dynamique de la relaxation du milieu amplificateur peut difficilement expliquer l'espacement irrégulier des solitons dans le train d'impulsions. Le mécanisme dominant dans l'espacement irrégulier des solitons est alors attribué à la distribution inhomogène du fond continu. L'existence d'un rayonnement asymétrique de la phase condensée est vraisemblablement à l'origine de la vobulation du train d'impulsions. En ef-

fet, on constate sur (2.23 b) que les soliton sont plus rapprochés lorsque le niveau de fond continu est plus faible, et d'avantage espacés lorsque le niveau de fond continu remonte.

2.6.2 Fonctionnement harmonique

Nous avons observé au voisinage du régime de la pluie de solitons le régime de blocage de modes harmonique. Dans le cas le plus favorable, les solitons sont régulièrement espacés le long de la cavité, ce qui augmente considérablement le taux de répétition de la cavité. Durant plus d'une décennie, plusieurs études ont été publiées sur les harmoniques d'ordre supérieur. Différentes techniques passives et actives ont été élaborées afin d'obtenir un fonctionnement harmonique avec un taux de répétition de plus en plus élevé (de l'ordre du GHz) [114, 135, 156]. Ces études notent la difficulté de stabiliser le régime de fonctionnement harmonique passif.

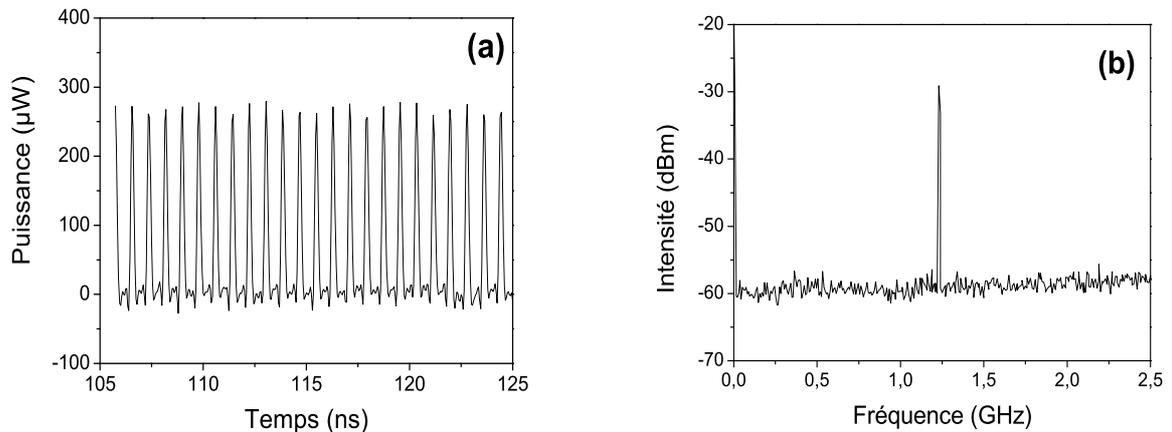


FIGURE 2.25 – *Fonctionnement harmonique : a) Evolution temporelle du signal ; b) Spectre radiofréquence du signal de détection.*

Nos expériences confirment cette difficulté. Nous avons obtenu des régimes de fonctionnement harmonique où le taux de répétition n'est pas très stable. A titre d'exemple, pour les mêmes valeurs des paramètres de cavité, nous avons obtenu un fonctionnement harmonique où le taux de répétition varie entre $0.75 GHz$ et $1 GHz$. Notons aussi qu'il était difficile de relever des valeur fixes des angles d'orientations des contrôleurs de polarisation pour un

régime harmonique stable avec une bonne suppression supermodale le régime étant vraisemblablement sensible aux variations de l'ordre d'un dixième de degré de l'orientation des contrôleurs de polarisation. Toutefois, nous avons pu retrouver un régime illustré par la figure (2.25 a) de la 82^{ième} harmonique avec un taux de répétition de 1.24 GHz (figure 2.25b).

2.6.3 Molécules de solitons

Durant l'exploration des dynamiques de notre laser, nous avons observé la formation de molécules de solitons stables. L'enregistrement de l'oscilloscope (30 GHz) de la figure (2.26) présente un exemple de molécule formée de sept solitons obtenue pour $P = 74.5 \text{ mW}$. La taille de cette molécule est de 340 ps et la distance qui sépare les solitons est de 48.5 ps. Pour une valeur des angles des contrôleurs de polarisation bien définie, la diminution de la puissance de pompe entraîne une diminution du nombre d'impulsions qui forment la molécule. A titre d'exemple, lorsque la puissance de pompe diminue progressivement de 120 mW jusqu'à 37 mW, le nombre de solitons qui forment la molécule passe de 30 à 3 solitons. Nous avons constaté l'existence d'une hystérésis pour des puissances de pompe croissantes et décroissantes : nous avons remarqué que pour la même valeur de puissance de pompe nous ne retrouvons pas le même nombre de solitons selon que la puissance a été augmentée ou diminuée. Cet effet a déjà été observé et modélisé [11, 93].

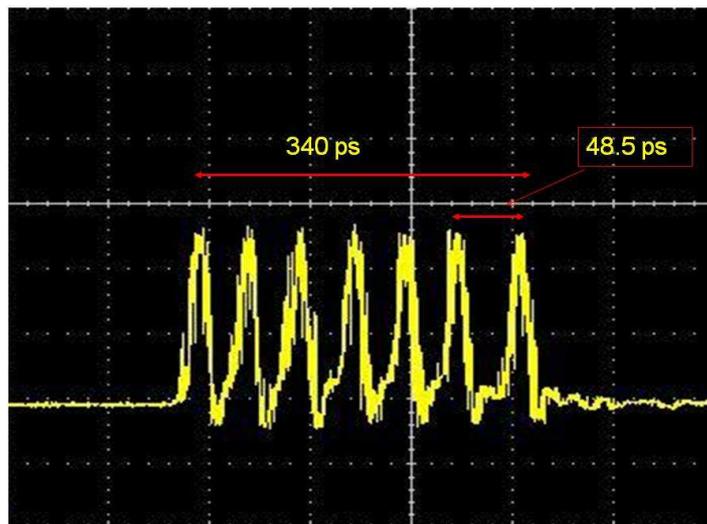


FIGURE 2.26 – Molécule de solitons de 340 ps formée par 7 solitons séparés de 48.5 ps.

En général, la variation du nombre de solitons en fonction de la variation progressive de la puissance de pompe suit le processus suivant : en premier lieu, l'augmentation de la puissance de pompe entraîne une augmentation de la distance entre les solitons qui forment la molécule, jusqu'à ce que la molécule devienne instable et des vibrations entre les solitons soient observées. Ceci est dû à l'augmentation des composantes de rayonnement, qui évacuent hors des solitons, le surplus d'énergie. Ensuite, en poursuivant l'augmentation de la puissance de pompe, l'apparition d'un soliton additionnel est observée, et la molécule redevient stable. Nous observons le même processus dans le cas où la puissance de pompe diminue, à savoir, une diminution de la distance qui sépare les solitons, suivie par une vibration ou une relative instabilité de la molécule de solitons, puis une disparition d'un soliton et la molécule redevient stable.

Une variation des angles des contrôleurs de polarisation permet aussi de varier le nombre de solitons qui forment la molécule. A titre d'exemple, l'enregistrement de l'oscilloscope visible sur la figure (2.27), présente une molécule de 13 solitons (espacés de 88 *ps*). Cette molécule est obtenue pour une puissance de pompe égale à 293 *mW*. Une variation de 3° de l'angle θ_1 du CP1 induit une modification de la répartition des solitons dans la molécule et une modification de la taille de la molécule. La taille de la molécule passe de 680 *ps* pour $\theta=144^\circ$ (figure (2.27 a)) à 440 *ps* pour $\theta=147^\circ$ (figure (2.27 b)). Ainsi, nous pouvons augmenter ou diminuer la taille de la molécule de solitons via la variation de l'angle θ de CP1 dans un sens ou dans un autre. A partir de ce dernier cas de figure, nous poursuivons la variation de l'angle θ du CP1. La taille de la molécule diminue, les solitons commencent à vibrer entre eux et la molécule devient instable. Ensuite, toujours en changeant la valeur de l'angle θ dans le même sens, nous aboutissons à une molécule plus stable, avec un nombre plus faible de solitons. Ainsi, dans le cas de la figure (2.27), la variation de θ de 144° à 153° a réduit le nombre de solitons qui forment la molécule de 13 à 8 solitons.

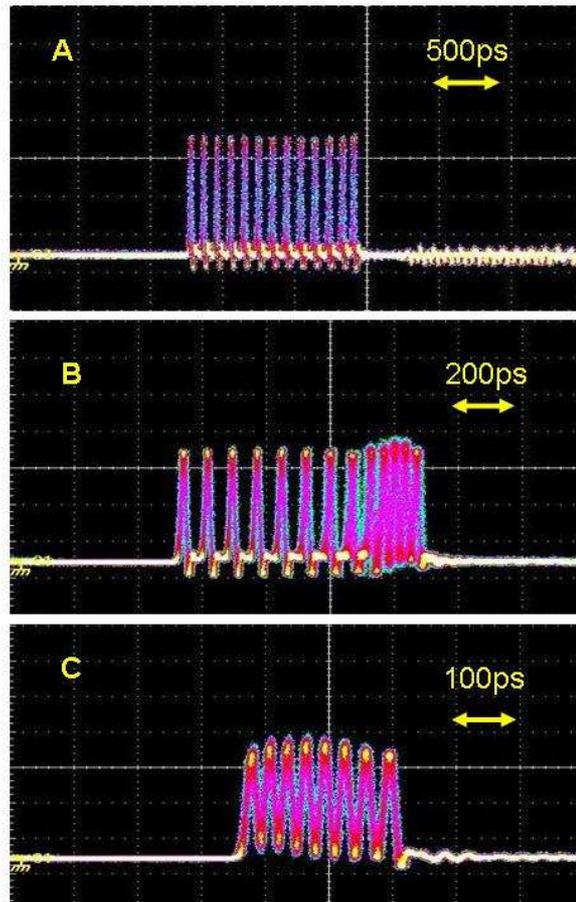


FIGURE 2.27 – Influence de θ sur la molécule de solitons : a) 13 solitons de 680 ps $\theta = 144^\circ$, b) 13 solitons de 440 ps $\theta = 147^\circ$; c) 8 solitons de 240 ps $\theta = 153^\circ$.

2.7 Conclusion

La dynamique de la pluie de solitons est une belle et complexe illustration d'une auto-organisation d'un grand nombre de solitons en présence de rayonnement. Cette dynamique est observée dans un laser à fibre fonctionnant en régime intermédiaire entre le fonctionnement continu et le fonctionnement impulsif obtenu par le blocage de modes passif, lorsque des impulsions solitons et un fond continu coexistent dans la cavité. Nos différentes observations expérimentales nous ont permis de présenter une interprétation qualitative de cette dynamique.

La pluie de solitons est une manifestation d'une dynamique dissipative et non linéaire. Elle est caractérisée par l'interaction entre trois composantes : la phase condensée, le fond continu et les solitons dérivants. La phase condensée est formée de quelques dizaines de solitons en agitation, liés entre eux à la manière des molécules au sein de la phase thermodynamique d'un liquide. A l'instar de l'évaporation d'un liquide, la phase condensée émet une grande quantité de rayonnement. Ce rayonnement superposé aux modes continus de la cavité constitue un fond continu inhomogène avec d'importantes fluctuations. Lorsque ces fluctuations excèdent un certain seuil, de nouveaux solitons sont formés, comme les gouttelettes de pluie d'eau formées à partir des nuages. Les solitons, une fois créés, dérivent vers la phase condensée à une vitesse quasi constante. Ce scénario peut être reproduit indéfiniment.

En plus des analogies intéressantes avec le cycle de l'eau, la dynamique de la pluie de solitons apporte des informations nouvelles dans le contexte de la dynamique dissipative. Elle illustre la diversité des régimes accessibles dans les lasers à fibre fonctionnant en régime de blocage de modes par évolution non linéaire de la polarisation. En pratique, nous avons montré l'influence des paramètres de cavité sur la pluie de solitons qui peuvent être utilisés pour un contrôle externe de la dynamique. A savoir, en utilisant un laser continu injecté, nous avons montré la possibilité de contrôler l'apparition et la disparition de la pluie de solitons ainsi que la modification de ses caractéristiques, telles que le nombre de solitons individuels et leur vitesse de dérive.

Nous avons aussi présenté une dynamique observée au voisinage de la pluie de solitons et qui nous a aidés dans la compréhension de la pluie de solitons : le "relargage" des solitons depuis la phase condensée. Dans cette dynamique les solitons se détachent et s'éloignent de la phase condensée jusqu'à leur disparition. La dynamique de relargage des solitons nous a permis d'établir une relation entre l'asymétrie du spectre optique et l'asymétrie de la dynamique temporelle via l'influence de la dispersion chromatique sur la circulation de l'énergie entre les composantes de champ.

L'exploration du laser nous a permis de présenter d'autres types d'auto organisations d'un grand nombre de solitons dans la cavité, comme le fonctionnement harmonique, les molécules de solitons, ou bien la vobulation du train d'impulsions. Dans cette dynamique, les solitons s'alignent dans un train d'impulsions où l'espacement entre deux solitons voisins augmente en fonction du temps. Ce train d'impulsions est rattaché à une ou les deux extrémités de la phase condensée. Nous avons montré qu'en fonction des paramètres de la cavité, il était possible de contrôler l'étalement du train d'impulsions vobulé.

La coexistence d'un grand nombre de solitons en présence des composantes du fond continu dans une cavité laser permet la manifestation de plusieurs mécanismes d'interaction, ce qui offre la possibilité d'observer divers comportements résultant d'une compétition entre ces différents mécanismes. La suite de ce travail expérimental consiste à construire un modèle théorique qui peut expliquer les différents comportements et interactions, comme les interactions solitons-phase condensée, les interactions phase condensée-fond continu, ou bien encore, le mouvement des solitons sur le fond continu. La construction de ce modèle présente plusieurs difficultés. En effet, les différentes interactions se produisent sur des échelles de temps diverses : de la picoseconde (formation de la phase condensée) et de la nanoseconde (la distance de séparation des solitons de dérive) jusqu'à la seconde pour la vitesse de dérive des solitons individuels. De plus, les dynamiques observées sont basées sur des effets quasi aléatoires. Par exemple pour la dynamique de la pluie de solitons, le fond continu n'est pas uniforme et ses fluctuations sont aléatoires.

La naissance des solitons de dérive à partir du fond continu est doublement aléatoire, elle est aléatoire dans le temps et dans l'espace. Il faut prendre en considération tous ces effets dans la construction du modèle qui permettra de décrire les dynamiques observées.

Toutes les dynamiques présentées témoignent de la diversité et de la richesse de la dynamique dissipative des lasers à fibre fonctionnant en régime de blocage de modes passif par évolution non linéaire de la polarisation.

Chapitre 3

Respiration spectrale d'une impulsion au-delà de la bande passante du milieu à gain

3.1 Introduction

Le travail de ma thèse est essentiellement expérimental compte tenu de la richesse des dynamiques multi-impulsionnelles obtenues. Il est basé sur l'observation, l'analyse et la compréhension qualitative des dynamiques complexes comme la dynamique de la pluie de solitons, le relargage des solitons et la vobulation du train d'impulsions. Cependant, développer un outil d'analyse théorique pour étudier ces différentes dynamiques s'est avéré difficile vu la complexité des effets participant aux dynamiques obtenues, et de l'étendue des échelles de temps impliquées.

Plusieurs discussions avec nos collaborateurs, principalement avec le physicien théoricien Soto-Crespo de "Instituto de Óptica CSIC, Serrano, Madrid", ont été menées dans le but d'établir un modèle d'analyse théorique. Nous avons relevé plusieurs difficultés dues principalement au caractère quasi aléatoire et aux échelles de temps différentes des comportements multi-impulsionnels observés. En effet, pour la dynamique de la pluie de solitons : le fond continu n'est pas uniforme et ses fluctuations sont aléatoires, la naissance des solitons de dérive à partir du fond continu est doublement aléatoire, elle est aléatoire dans le temps et dans l'espace. De plus, cette dynamique se manifeste à des échelles de temps très différentes : la formation de la phase condensée est de l'ordre de la picoseconde, la distance temporelle qui sépare deux solitons de dérive est de l'ordre de la nanoseconde, et il y a aussi le déplacement des solitons de dérive qui s'effectue sur un temps de l'ordre de la seconde.

Par ailleurs, nous avons entamé la modélisation de notre laser en considérant, comme point de départ, le régime de fonctionnement mono-impulsionnel. L'étude de la dynamique de propagation d'une seule impulsion le long de notre cavité à gestion de dispersion a ensuite révélé une dynamique intéressante, en relation avec la respiration spectrale de l'impulsion. L'ampleur de cette respiration nous a conduits à nous y intéresser de plus près et à réaliser l'étude qui fait l'objet de ce chapitre.

Le concept de la gestion de dispersion s'est avéré un excellent moyen qui permet d'améliorer la transmission de l'information par fibre optique. Lorsqu'une impulsion se propage dans une fibre optique, elle subit un élargissement induit par la dispersion, cet élargissement peut mener à des interactions entre les solitons et au chevauchement entre les bits voisins et par conséquent à la dégradation de l'information [38, 157–159]. L'optimisation de la performance du système de transmission nécessite, dans le cas d'une transmission linéaire, une minimisation de la dispersion chromatique de la ligne. Cela peut être possible en réalisant des lignes de transmission fonctionnant près du point de dispersion nulle ou/et en utilisant une compensation de la dispersion accumulée. L'idée d'utiliser une fibre compensatrice pour contrebalancer l'élargissement de l'impulsion a été proposée en 1980 [160]. Depuis, plusieurs études ont été menées et ont montré que l'utilisation d'un soliton à gestion de dispersion permettait d'améliorer le système de transmission dans les fibres optiques. L'utilisation du soliton formé à partir d'un équilibre entre la dispersion moyenne et les effets non linéaires a permis d'injecter des impulsions plus énergétiques que le soliton fondamental [161], d'augmenter la distance de transmission, d'améliorer le rapport signal - bruit et de diminuer la gigue temporelle (Gordon-Haus timing jitter) [38, 162] ainsi que le mélange à quatre ondes entre les bits adjacents en présence de multiplexage en longueur d'onde [38, 157–159].

Les lasers à fibre à blocage de modes peuvent fonctionner en régime mono-impulsionnel où des impulsions ultra-courtes sont générées.

L'augmentation de la puissance de pompe favorise le fonctionnement multi-impulsionnel, comme vu au cours des chapitres précédents. Il est néanmoins possible d'augmenter l'énergie du soliton en diminuant l'ampleur de l'effet Kerr : une des méthodes adoptées est l'utilisation de la cavité à gestion de dispersion. Rappelons qu'une cavité à gestion de dispersion est constituée de segments de fibres à dispersion normale et anormale. A cause de cette variation de dispersion, une impulsion qui se propage subit une respiration temporelle "élargissement puis compression" sur les différents segments qui constituent la cavité. L'impulsion peut être fortement élargie au cours de sa propagation. Par conséquent, son énergie crête est diminuée et les effets non linéaires sont également réduits, ce qui conduit à une augmentation significative de l'énergie, possible en régime mono-impulsionnel à la sortie du laser. Des impulsions inférieures à 200 *fs* et de 100 *pJ* ont été générées par

des cavité lasers à fibre contenant des systèmes de compensation de dispersion à base de réseau [163, 164]. D'autres types de cavité à gestion de dispersion utilisant des fibres compensatrices ont permis de générer des impulsions de quelques dizaines de femtosecondes de durée [34, 165, 166] et plusieurs nanojoules d'énergie [37, 167–169]. La dynamique de la propagation mono-impulsionnelle dans les lasers à fibre à gestion de dispersion a fait l'objet de plusieurs travaux [170–173], diverses dynamiques originales ont été observées et interprétées en utilisant le concept du soliton dissipatif [5, 7].

Notre étude numérique a révélé des effets très intéressants qui se traduisent par une respiration spectrale de grande ampleur. Cette dernière n'a pas été prise en compte, à ce jour, dans la conception des cavités à gestion de dispersion. Notre travail a été motivé par l'idée de pouvoir utiliser la respiration spectrale comme une voie à la génération d'une impulsion possédant une largeur spectrale supérieure à la largeur de la bande passante de l'amplificateur. Les résultats obtenus sont présentés dans ce chapitre qui se compose de deux parties.

La première partie de ce chapitre est consacrée à la description de la dynamique de la respiration spectrale, et à l'optimisation de cet effet en fonction des paramètres de la cavité. Par ailleurs, nous avons relevé au cours de l'optimisation, l'existence de zones de dispersion où aucun fonctionnement impulsionnel stable ne peut être obtenu. Dans la seconde partie, nous avons évalué de façon réaliste la mise en œuvre de la cavité, et discuté l'introduction d'un coupleur de sortie qui permet d'extraire l'impulsion à sa largeur spectrale maximale et à sa durée minimale. Cette partie est suivie d'une conclusion et de quelques perspectives en relation avec cette étude.

3.2 Choix de la modélisation : paramètres

Nous nous intéressons, dans cette partie, à la dynamique de la propagation d'une seule impulsion dans la cavité laser. Rappelons que notre cavité est une cavité à gestion de dispersion, elle comprend des fibres de dispersion normale (EDF et DCF) et une fibre de dispersion anormale (SMF). Le schéma de la cavité est représenté dans la figure 3.1. Les pertes non linéaires dues à l'absorbant saturable et les pertes linéaires dues au coupleur de sortie qui existe dans ce modèle de cavité sont considérées comme des effets ponctuels.

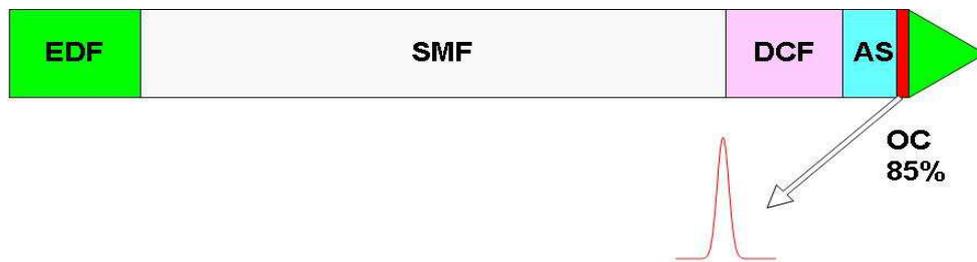


FIGURE 3.1 – Schéma de la cavité.

Nous avons considéré un modèle de propagation *scalaire* où les composants de la cavité sont des *éléments discrets*. A l'aide d'un logiciel de calcul (FiberDesk) [174], nous avons étudié l'évolution de l'impulsion durant sa propagation dans la cavité. Le code de calcul est basé sur la résolution de l'équation de Schrödinger non linéaire avec extension aux effets d'ordre supérieurs et dissipatifs, ce qui permet de calculer l'enveloppe du champ électrique $E(t, z)$ de l'impulsion le long de la distance z pour chaque fibre.

* *Dans les fibres passives (SMF, DCF) l'équation de propagation est :*

$$iE_z + \frac{D_k}{2}E_{tt} + \Gamma_k|E|^2E = 0, \quad (3.1)$$

où D_k représente le coefficient de dispersion et Γ_k représente le coefficient de la non linéarité des fibres indicées par k . Γ_k est calculé en fonction de l'aire effective du mode (A_{eff}) et en fonction de l'indice de réfraction non linéaire n_2 ($\Gamma_k = \frac{n_2\omega_0}{cA_{eff}}$) (équation (1.8)). n_2 est le même pour toutes les fibres optiques en silice ($n_2 = 2.5 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2\text{W}^{-1}$).

***Le milieu amplificateur EDF :**

Nous avons considéré l'influence du milieu amplificateur sur l'évolution de l'impulsion. Dans notre modèle, le milieu amplificateur est caractérisé par un gain G et une bande passante de largeur $\Delta\Omega_g$. Comme la bande de gain est généralement limitée en fréquence, il peut y avoir un filtrage des composantes spectrales de l'impulsion si le spectre de cette dernière est plus grand que la bande de gain. Ce phénomène peut se produire pour une impulsion qui a été élargie spectralement par effet Kerr (SPM) par exemple.

Pour retrouver l'expression du gain G , il suffit d'écrire l'équation bilan des niveaux spectroscopiques du milieu amplificateur. La configuration spectroscopique de l'ion erbium Er^{3+} dans la matrice de silice (SiO_2) peut être considérée comme une structure à trois niveaux d'énergie principaux E1, E2 et E3 où N_1 , N_2 et N_3 sont leurs populations respectives. Nous supposons que la transition de pompe, caractérisée par la section efficace σ_p , est établie entre les niveaux E1 et E3, alors que la transition signal laser (transition stimulée), caractérisée par la section efficace σ_s , s'effectue entre les niveaux E2 et E1. Nous supposons de plus, que la transition non radiative entre les niveaux E3 et E2 est très rapide, ce qui permet de négliger N_3 ($N_3 \simeq 0$). De ce fait, nous pouvons écrire :

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -\frac{N_2}{\tau} + (N_1 - N_2)\sigma_s\phi_s + N_1\sigma_p\phi_p, \quad (3.2)$$

où τ est le temps de vie du niveau instable. ϕ_p, ϕ_s sont respectivement, le flux de pompage et le flux du signal laser.

Comme $N_3 \simeq 0$, le nombre total N_0 des ions actifs est $N_0 \simeq N_1 + N_2$. Nous pouvons donc écrire : $\eta = \frac{N_2 - N_1}{N_0}$, d'où $N_2 = \frac{1+\eta}{2}N_0$ et $N_1 = \frac{1-\eta}{2}N_0$.

A l'état stationnaire ($\partial/\partial t = 0$), le taux d'inversion de la population η s'écrit :

$$\eta = \frac{\sigma_p\tau\phi_p - 1}{1 + 2\sigma_s\tau\phi_s + \sigma_p\tau\phi_p} = \frac{1 - \frac{1}{\sigma_p\tau\phi_p}}{1 + \frac{1}{\sigma_p\tau\phi_p} + \frac{2\sigma_s\phi_s}{\sigma_p\phi_p}}. \quad (3.3)$$

En régime de pompage intense, $\sigma_p\tau\phi_p \gg 1$, nous obtenons $\eta \approx \frac{1}{1+(2\sigma_s\phi_s/\sigma_p\phi_p)}$. Le flux du signal laser peut alors s'écrire :

$$\frac{\partial \phi_s}{\partial z} = +\sigma_s(N_2 - N_1)\phi_s \equiv \frac{g_0}{1 + \frac{\phi_s}{\phi_{sat}(\phi_p)}}\phi_s \simeq g\phi_s. \quad (3.4)$$

Donc le gain g est :

$$g = \frac{g_0}{1 + \frac{\phi_s}{\phi_{sat}}}. \quad (3.5)$$

Avec : $g_0 = N_0\sigma_s$ et $\phi_{sat} = \frac{\sigma_p}{2\sigma_s}\phi_p$.

Nous remarquons que le gain g dépend du nombre des ions actifs Er^{3+} à travers g_0 et dépend aussi de l'énergie de pompe à travers ϕ_{sat} .

Pour obtenir l'équation qui décrit l'évolution de l'impulsion dans notre milieu amplificateur (fibre EDF), il suffit de rajouter à l'équation (3.1) le terme de gain optique et du filtrage spectral. L'équation obtenue est :

$$iE_z + \frac{D_k}{2}E_{tt} + \Gamma_k|E|^2E = \frac{ig_0/2}{1 + \frac{Q(z)}{Q_{sat}}} \left[1 + \frac{\partial_{tt}^2}{\Omega_g^2} \right] E. \quad (3.6)$$

Où $Q(z) = \int_{+\infty}^{-\infty} |E(t, z)|^2 dt$ représente l'énergie totale à la distance de propagation z . Q_{sat} représente la saturation de l'énergie qui est proportionnelle à l'énergie de la pompe, g_0 est le gain aux faibles signaux et Ω_g représente la largeur de la bande du gain. Cette équation ne prend pas en compte le temps de réponse fini du milieu du gain, impliqué notamment dans le mécanisme de récupération après déplétion.

*** L'absorbant saturable instantané :**

L'absorbant saturable qui représente les pertes non linéaires est modélisé par l'équation 3.7. C'est un absorbant saturable instantané, à savoir que l'absorption est proportionnelle à la puissance instantanée de l'impulsion $P = |E(t)|^2$.

$$I_{out} = I_{in} \left[T_0 + \Delta T \left[1 - \frac{1}{1 + \frac{P}{P_{sat}}} \right] \right]. \quad (3.7)$$

Avec T_0 le niveau de la transmission le plus bas, ΔT représente la profondeur de la modulation et P_{sat} représente la puissance de saturation, avec $T_0 + \Delta T = 1$

Notons que l'absorbant saturable est différent de celui utilisé dans notre cavité, il correspond à l'expression la plus simple compatible avec un modèle scalaire, tandis que l'absorption non linéaire par l'évolution non linéaire de la polarisation requiert un modèle vectoriel pour être correctement prise en compte.

Les paramètres des fibres que nous avons considérés au début de cette étude numérique sont proches de ceux qui forment la cavité laser de notre dispositif expérimental, et sont représentés dans le tableau (3.1). Notons que la valeur du coupleur de sortie OC est importante (86%). Cette valeur est nécessaire pour obtenir la dynamique de la respiration spectrale comme nous allons le voir par la suite.

EDF	$L = 2.2 \text{ m}$ $g_0 = 1.3 \text{ m}^{-1}$	$A = 28.3 \text{ } \mu\text{m}^2$ $\Delta\lambda_{rms} = 21.36 \text{ nm}$	$D = -12.5 \text{ ps.nm}^{-1} \text{ Km}^{-1}$
SMF DCF	$L = 10.4 \text{ m}$ $L = 1.6 \text{ m}$	$A = 78.5 \text{ } \mu\text{m}^2$ $A = 28.3 \text{ } \mu\text{m}^2$	$D = +17 \text{ ps.nm}^{-1} \text{ Km}^{-1}$ $D = -91 \text{ ps.nm}^{-1} \text{ Km}^{-1}$
AS OC	$T_0 = 70\%$ $\text{OC} = 86\%$	$\Delta T = 30\%$	$P_{sat} = 10 \text{ W}$

TABLE 3.1 – Valeurs des paramètres de la cavité.

3.3 Respiration spectrale d'une impulsion au-delà de la bande passante du milieu à gain

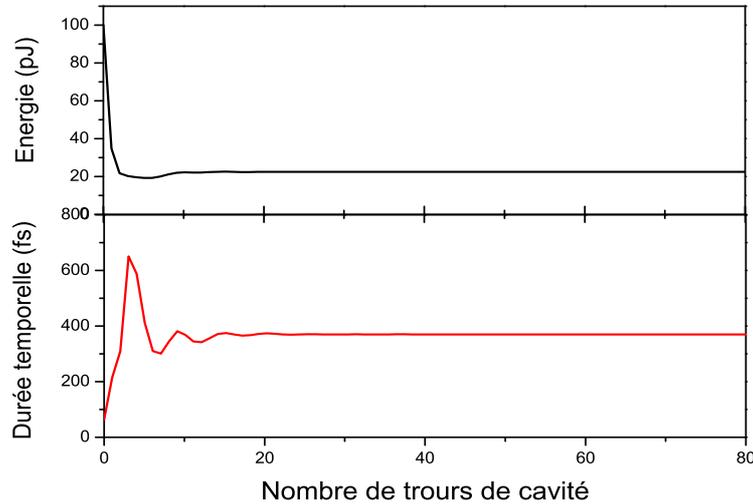


FIGURE 3.2 – Variation de l'énergie et de la durée de l'impulsion sur plusieurs tours de cavité jusqu'à l'établissement du régime stationnaire.

Nous suivons l'évolution de la dynamique du laser, en utilisant le logiciel de calcul (FiberDesk), ce qui nous permet de retrouver le régime de fonctionnement mono-impulsionnel stable. Nous rappelons que, dans un régime de fonctionnement stable, les caractéristiques de l'impulsion à un point donné de la cavité ne varient pas, elles sont identiques à chaque tour de cavité. Dans notre cas, l'injection d'une impulsion avec une énergie de saturation suffisante (40 pJ) a permis d'obtenir un régime de blocage de modes stable après quelques dizaines de tours de cavité. La figure 3.2 présente l'évolution de l'énergie et de la durée de l'impulsion à la sortie du coupleur OC pour plusieurs tours de cavité. Nous remarquons que le régime stable est obtenu après 25 tours de cavité. Cependant, sur un seul tour de cavité, les caractéristiques de l'impulsion évoluent en raison des propriétés différentes des éléments de cavité. Nous nous sommes intéressés à trois caractéristiques : *l'énergie de l'impulsion, sa durée et sa largeur spectrale*. Pour affiner l'évolution des caractéristiques de l'impulsion au sein de chaque élément de la cavité, nous avons divisé la cavité en plusieurs segments repérés par la distance de propagation z .

section	EDF	SMF	DCF	AS	OC
z	0 à 20	20 à 120	120 à 130	$z = 131$	$z = 132$

TABLE 3.2 – Les éléments de la cavité en fonction de z .

3.3.1 Respiration spectrale d'une impulsion

A l'état stationnaire, la variation de l'énergie d'une impulsion durant un seul tour de cavité est représentée dans la figure (3.3). Nous remarquons que l'énergie augmente à l'intérieur de la première section (de 0 à 20), qui correspond au milieu amplificateur où l'impulsion bénéficie du gain, puis, pour z compris entre 20 et 130, l'énergie est constante, car dans cette section l'impulsion se propage dans des fibres passives (SMF et DCF) dont les pertes linéiques sont négligeables à l'échelle du mètre. Ensuite, l'énergie diminue de façon importante par l'effet d'absorption saturable et par l'effet du couplage de sortie.

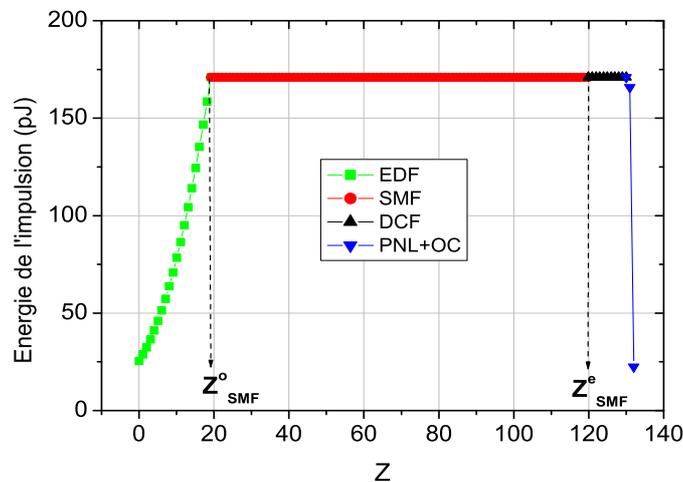


FIGURE 3.3 – Variation de l'énergie d'une impulsion sur un tour de cavité.

La figure (3.4 a) représente la variation de la durée de l'impulsion durant un tour de cavité pour le même état stationnaire. La durée de l'impulsion augmente un peu dans la fibre EDF (milieu à gain), puis, dans la fibre passive SMF, elle subit une diminution importante suivie d'une augmentation équivalente. Ensuite dans la fibre DCF, elle subit une diminution suivie

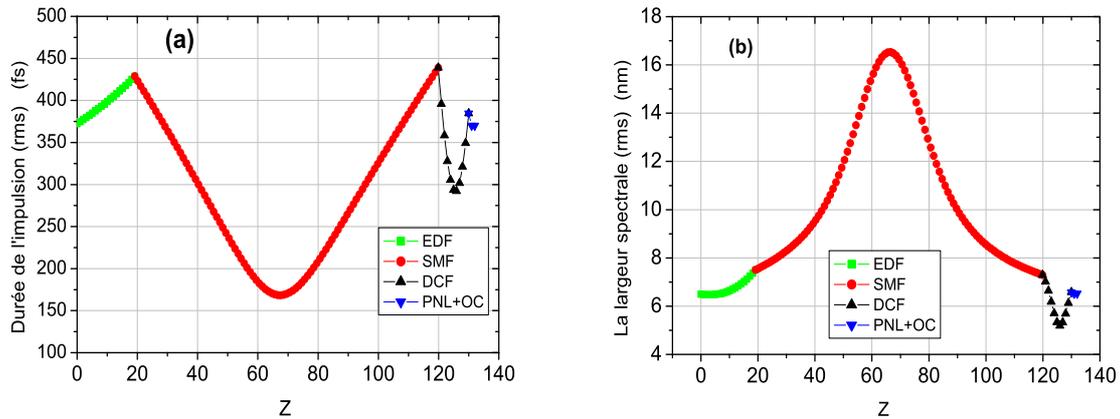


FIGURE 3.4 – Evolution de l'impulsion sur un tour de cavité a) variation de la durée temporelle; b) variation de la largeur spectrale.

d'une augmentation. L'impulsion atteint sa durée minimale vers le milieu de la fibre passive SMF (à $z = 66$) point essentiel, cette compression de l'impulsion est accompagnée par une augmentation importante de la largeur spectrale, comme il est clairement illustré dans la figure (3.4 b). La largeur spectrale de l'impulsion augmente à partir de $z = 0$ jusqu'à son maximum ($z = 66$) puis diminue.

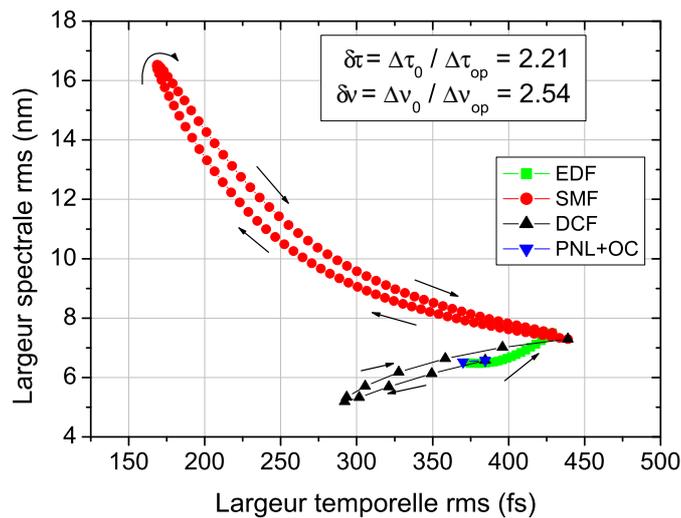


FIGURE 3.5 – Variation de la largeur spectrale en fonction de la durée temporelle sur un tour de cavité.

La compression et l'étirement temporel d'une impulsion sont des comportements bien connus dans des cavités à gestion de dispersion. Cependant, deux points ont attiré notre attention : le premier point est la grande ampleur de l'effet de respiration spectrale : la largeur spectrale de l'impulsion augmente d'un facteur 2.5 (voir figure (3.5)). Le second point est que cette respiration spectrale se manifeste lorsque l'impulsion se propage dans la fibre passive SMF. Nous avons représenté sur la figure (3.6) l'évolution de la forme temporelle de l'impulsion le long de la fibre SMF, et sur la figure (3.7), l'évolution de la forme spectrale de l'impulsion. Notons que la position où l'impulsion atteint sa durée minimale et celui où la largeur spectrale est maximale sont très proches (voir figure 3.5).

La respiration spectrale obtenue dans la fibre SMF peut être interprétée comme suit : après avoir traversé le milieu à gain caractérisé par une dispersion normale, l'impulsion amplifiée a acquis *un chirp positif* $C_0 > 0$. La dérive de fréquence ($\delta\omega$) est négative sur le front montant de l'impulsion et augmente linéairement le long de l'impulsion : en régime normal les composantes "rouges" se propagent plus vite que les composantes "bleues". Dans la fibre SMF, la combinaison entre l'effet de l'auto-modulation de phase SPM, la dispersion anormale de la fibre et le chirp initial $C_0 > 0$ produit une évolution en deux étapes de la largeur spectrale : une augmentation puis une diminution. L'impulsion subit une compression temporelle en raison de la dispersion anormale de la fibre, cette compression est accompagnée par une augmentation de l'effet d'auto-modulation de phase (SPM). Rappelons que la SPM entraîne une production supplémentaire des composantes de fréquence ce qui augmente davantage la compression, d'où l'augmentation de la largeur spectrale. Entre temps, le chirp induit par la dispersion anormale est opposé au chirp initial de l'impulsion ($\beta_2.C_0 < 0$). De ce fait, les composantes "rouges" vont se déplacer moins vite, et les composantes "bleues" vont se déplacer plus vite, jusqu'à ce que la vitesse de propagation des composantes "rouges" devienne plus faible que la vitesse de propagation des composantes "bleues". A ce stade, la dérive des fréquences s'inverse. Les composantes fréquentielles latérales s'éloignent du centre de l'impulsion, ce qui va les mettre en opposition avec le chirp non linéaire dû à l'effet Kerr. Par conséquent, la largeur spectrale de l'impulsion diminue comme nous pouvons le voir sur la deuxième partie de la courbe rouge de la figure (3.5).

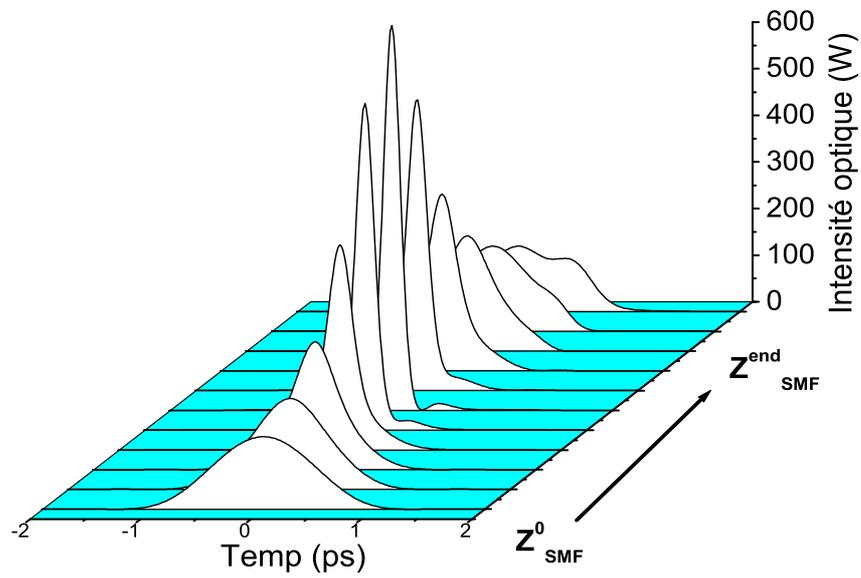


FIGURE 3.6 – Evolution de la forme temporelle de l'impulsion dans la fibre SMF.

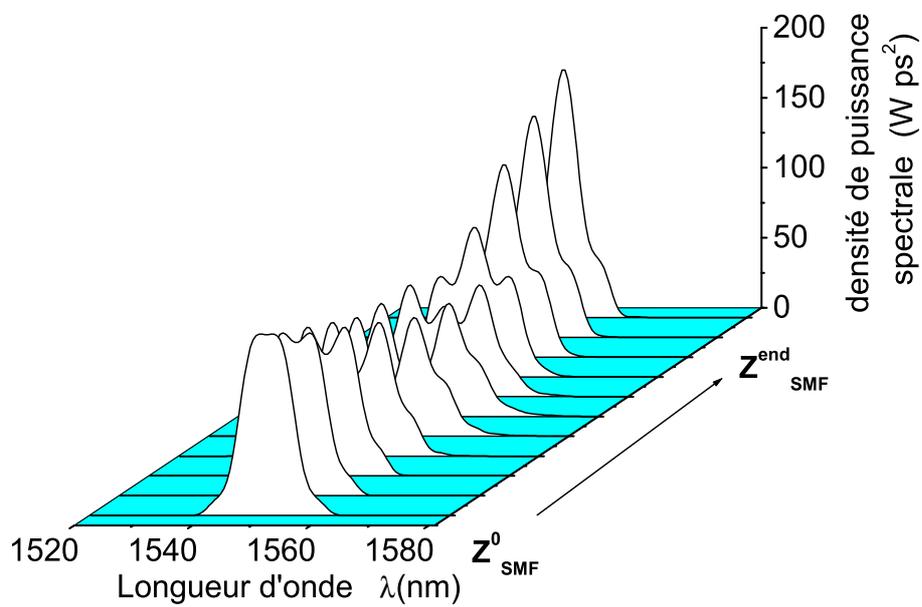


FIGURE 3.7 – Evolution de la forme spectrale de l'impulsion dans la fibre SMF.

L'élargissement spectral produit par l'auto-modulation de phase est un effet bien connu [38]. Il a été utilisé, à titre d'exemple, dans la compression des solitons d'ordre supérieur [175]. Cependant, le potentiel de cet effet n'a pas encore été étudié dans les cavités à gestion de dispersion.

Il est important de souligner la difficulté d'exploiter l'intégralité de la bande de gain de l'amplificateur lorsque le gain total est conséquent. Le gain G d'un amplificateur de longueur L est donné par la formule suivante [53] :

$$G = \exp \left[\int_0^L g(\omega) dz \right] = \exp [g(\omega)L], \quad (3.8)$$

où g est le gain linéaire considéré, dans ce cas, constant le long de l'amplificateur. Cette équation est représentée dans la figure (3.8). Dans le cas où le gain $g(\omega)$ possède un profil Lorentzien, il est bien clair que le profil du gain intégré $G(\omega)$ de l'amplificateur est plus étroit que le profil $g(\omega)$.

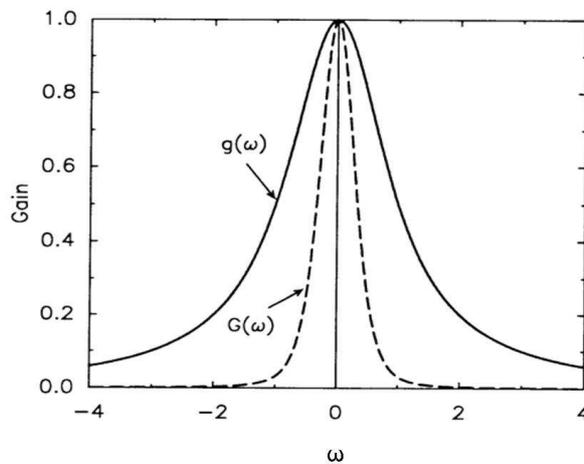


FIGURE 3.8 – Le profil Lorentzien du gain linéaire $g(\omega)$ et du gain intégré de l'amplificateur $G(\omega)$ [53].

De l'équation (3.8) nous pouvons écrire la relation qui relie la largeur $\delta\lambda_g$ du gain à la largeur $\Delta\lambda_G$ de la bande passante de l'amplificateur :

$$\Delta\lambda_G = \delta\lambda_g \left(\frac{\ln 2}{\ln G_0 - \ln 2} \right)^{1/2}. \quad (3.9)$$

Où G_0 est le gain maximal de l'amplificateur.

Dans notre cas, $G = 10 \text{ dB}$ et $\delta\lambda_g = 21.36 \text{ nm}$, par conséquent, $\Delta\lambda_G(\text{rms}) = 14.40 \text{ nm}$. Cette valeur est inférieure à la valeur de la largeur spectrale maximale de l'impulsion ($\delta\lambda_{\text{impulsion}} = 16.50 \text{ nm}$, voir figures 3.4b et 3.5). Il est donc intéressant d'exploiter l'effet de l'élargissement spectral en proposant des schémas de cavité qui permettent la génération des impulsions avec une largeur spectrale qui excède la largeur de la bande du milieu amplificateur. L'intérêt croît si nous arrivons à extraire l'impulsion correspondante proche de la limite de Fourier où elle possède une durée minimale comme l'illustrent les figures (3.6) et (3.7).

Afin d'atteindre nos objectifs, nous avons étudié l'influence de chaque paramètre sur la dynamique de la respiration spectrale, et procédé à l'optimisation. Pour mieux mesurer cette dynamique nous avons défini trois facteurs :

* a) *le facteur de compression temporelle* F_t : il est défini comme le rapport entre la durée temporelle de l'impulsion $\delta\tau_0$ à l'entrée de la fibre EDF et la durée minimale $\delta\tau_{\text{min}}$ que peut atteindre l'impulsion au cours de sa propagation.

$$F_t = \frac{\delta\tau_0}{\delta\tau_{\text{min}}}, \quad (3.10)$$

* b) *le facteur de respiration spectrale* F_λ : c'est le rapport entre la largeur spectrale maximale $\delta\lambda_{\text{op}}$ que peut atteindre l'impulsion et la largeur spectrale $\delta\lambda_0$ à l'entrée de la fibre EDF.

$$F_\lambda = \frac{\delta\lambda_{\text{op}}}{\delta\lambda_0}, \quad (3.11)$$

* c) *le facteur de débordement spectral* F_D : c'est le rapport entre la largeur spectrale maximale $\delta\lambda_{\text{op}}$ que peut atteindre l'impulsion et la largeur spectrale de la bande passante du milieu amplificateur $\delta\lambda_g = 14 \text{ nm}$.

$$F_D = \frac{\delta\lambda_{\text{op}}}{\delta\lambda_g} = \frac{\delta\lambda_{\text{op}}}{14}. \quad (3.12)$$

Généralement, la largeur d'une impulsion est représentée par sa FWHM "Full Width at half maximum : largeur à mi-hauteur". Cette définition ne prend pas en considération la présence des pics qui se trouvent à moins de 50% ni les sous structures de l'impulsion. Or, dans nos simulations, nous avons observé des altérations spectrales et temporelles importantes pendant la dynamique de la respiration spectrale. De ce fait, pour mesurer la largeur d'une impulsion de façon plus juste, il est préférable d'utiliser les valeurs RMS (root mean square : écart quadratique moyen) au lieu du FWHM [176]. Le RMS d'une courbe $f(t)$ est donné par la formule 3.13. Rappelons que la relation entre RMS et FWHM dépend fortement du profil de la courbe considérée, à titre d'exemple, pour une courbe de forme gaussienne $FWHM = 1.17 * RMS$.

$$RMS = \left[\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (t - \bar{t})^2 f(t) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} f(t) dt} \right]^{1/2}, \quad (3.13)$$

avec

$$\bar{t} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (t) f(t) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} f(t) dt}. \quad (3.14)$$

3.3.2 Influences des pertes linéaires et non linéaires sur la respiration spectrale

Dans le but d'étudier l'influence des paramètres de la cavité sur la dynamique du laser et de trouver les valeurs des paramètres de cavité pour lesquelles la dynamique de la respiration spectrale est optimale, nous examinons l'influence des pertes linéaires (coupleur de sortie) et des pertes non linéaires (l'absorbant saturable). Nous avons constaté que la dynamique de la respiration spectrale est obtenue seulement si les pertes linéaires sont assez fortes (plus de 80%) et localisées avant l'entrée du milieu amplificateur (voir figure (3.1)), ce qui montre que cette dynamique est caractéristique d'un effet soliton dissipatif qui a besoin de perte et de gain pour se manifester.

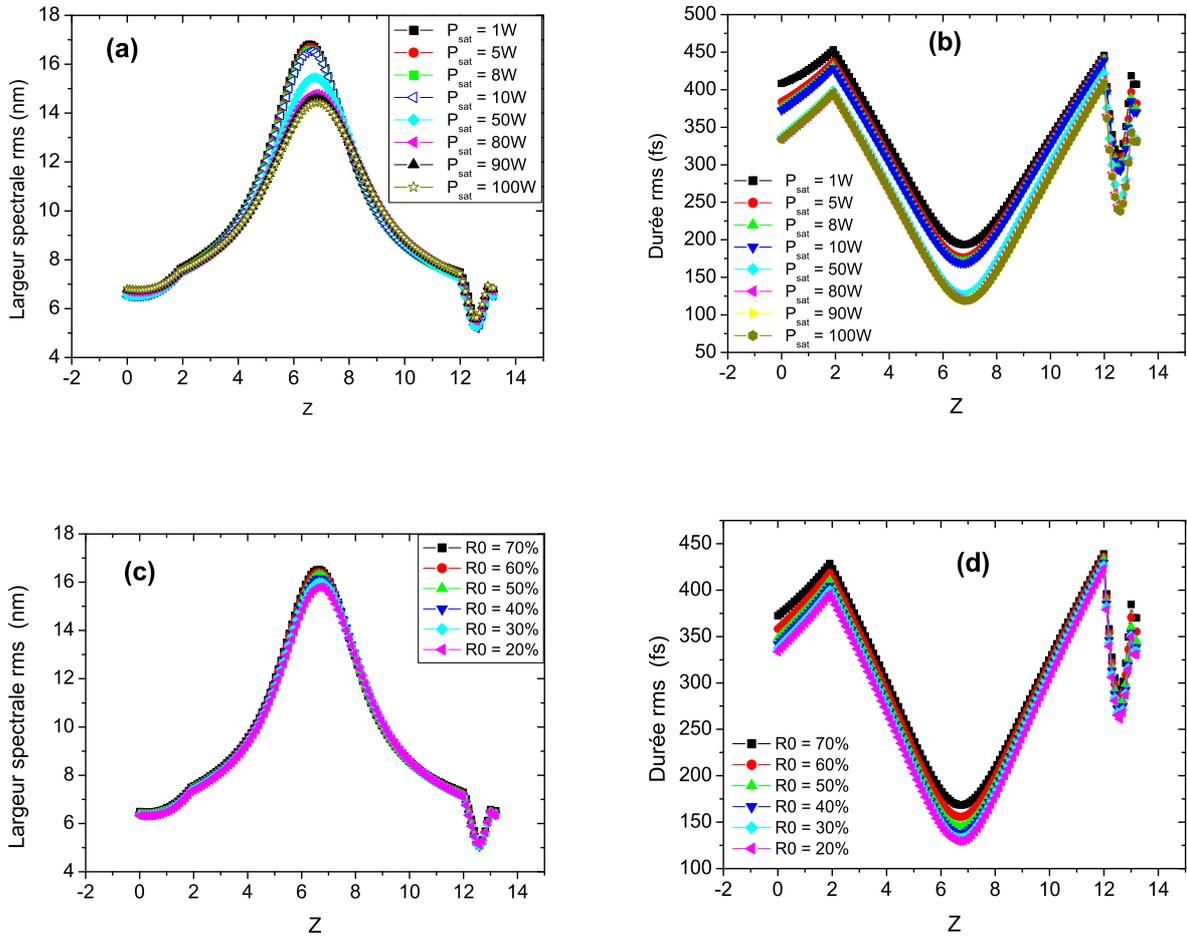


FIGURE 3.9 – Variation de l'élargissement spectral (rms) en fonction de la P_{sat} (a); et en fonction de R_0 (c). Variation de la durée temporelle (rms) en fonction de P_{sat} (b) et en fonction de R_0 (d).

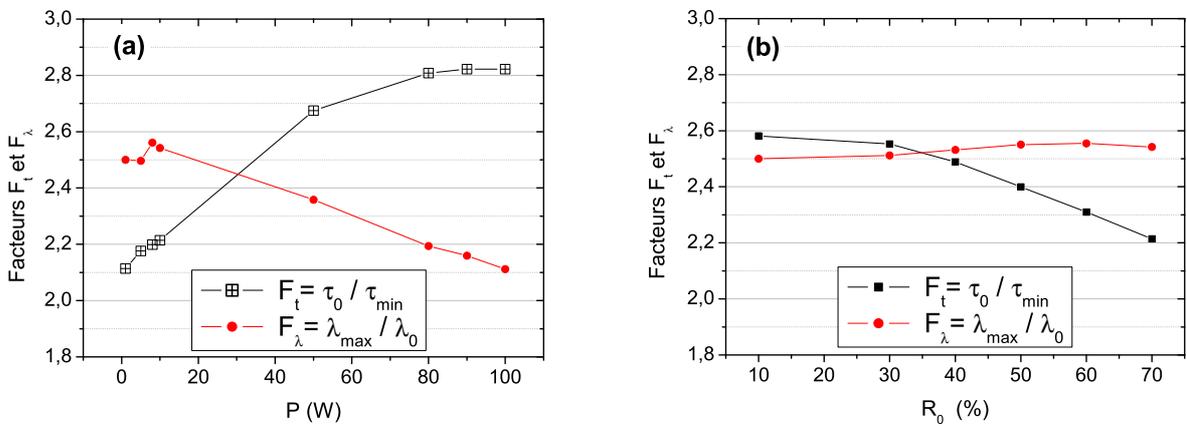


FIGURE 3.10 – Variation du facteur d'élargissement spectral F_λ et du facteur de compression temporelle F_t en fonction de P_{sat} en (a); et en fonction de R_0 en (b).

Nous avons noté aussi, que même si la présence de l'absorbant saturable est indispensable pour le fonctionnement impulsionnel du laser, son influence sur l'ampleur de la dynamique de la respiration spectrale est relativement faible (voir figure (3.9)). L'absorbant saturable est caractérisé par une puissance de saturation P_{sat} et un taux de transmission T_0 (voir équation (3.7)). La variation de P_{sat} entre 1 et 100 W entraîne une variation du facteur d'élargissement spectral F_λ de 2.5 à 2.1 et une variation du facteur de compression temporelle F_t de 2.1 à 2.8. Lorsque T_0 varie entre 10% et 70%, F_λ varie entre 2.50 et 2.54, et F_t varie entre 2.58 et 2.21 (voir figure (3.10)). Dans cette étude, nous avons conservé la contrainte $T_0 + \Delta T = 1$

3.3.3 Influences de l'énergie de saturation E_{sat} et du gain g_0

L'amplification de l'impulsion qui traverse la fibre EDF dépend de la puissance de pompe, et du gain linéaire g_0 . Ce dernier peut augmenter en fonction de la concentration des ions actifs (ions Er^{+3}) dans la fibre. La dynamique de la respiration spectrale est observée lorsque l'énergie de saturation varie entre 40 et 500 pJ . La figure (3.11 a) présente la variation du facteur d'élargissement spectral et du facteur de compression temporelle en fonction de l'énergie de saturation. Nous remarquons que l'évolution du facteur de compression temporelle F_t est relativement faible. En effet, pour une variation de l'énergie de saturation de 40 pJ à 500 pJ , F_t varie de 2.2 à 2.6 seulement, par contre, pour le même intervalle de variation de E_{sat} , le facteur d'élargissement spectral F_λ varie de 1 jusqu'à 2.5, et le facteur de débordement F_D augmente de 0.64 jusqu'à 1.88 (voir figure (3.11 b)). Notons aussi, qu'à partir de 100 pJ , la largeur de l'impulsion dépasse la bande passante de l'amplificateur.

L'influence du gain linéaire g_0 est représentée sur la figure (3.12 a). L'augmentation de g_0 de 1.20 jusqu'à 1.50 m^{-1} entraîne une augmentation du facteur d'élargissement spectral jusqu'à une valeur maximale égale à 2.5, puis ce facteur diminue. Cette valeur maximale est obtenue pour $g_0 = 1.35 m^{-1}$. Sur la figure (3.12 b) qui représente l'évolution de F_D , nous remarquons que la largeur de l'impulsion dépasse la bande passante du milieu amplificateur à partir de 1.23 m^{-1} .

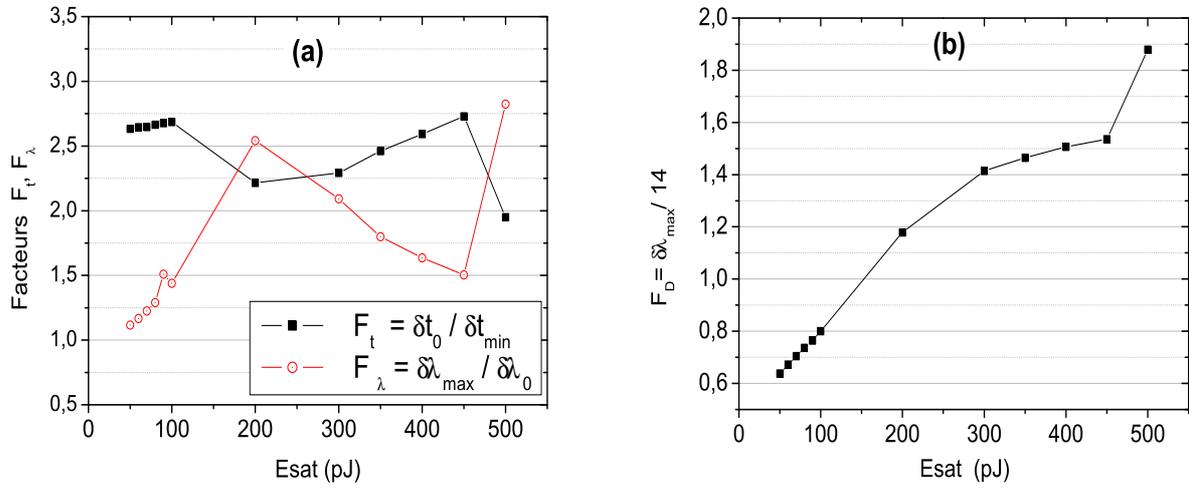


FIGURE 3.11 – Variation en fonction de l'énergie de saturation des facteurs : (a) F_t et F_λ ; (b) F_D .

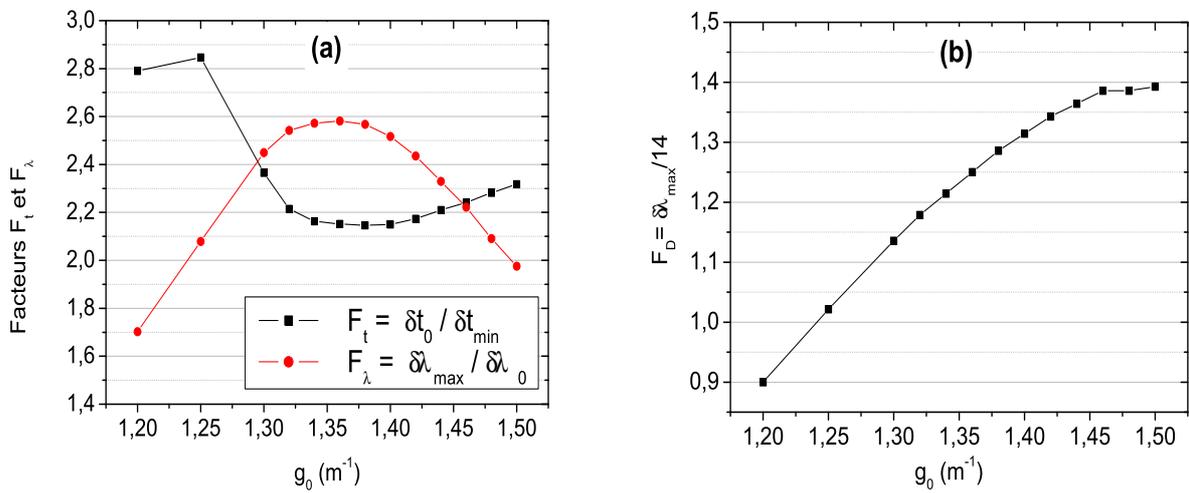


FIGURE 3.12 – Variation en fonction du gain linéaire du milieu amplificateur g_0 des facteurs : (a) F_t et F_λ ; (b) F_D .

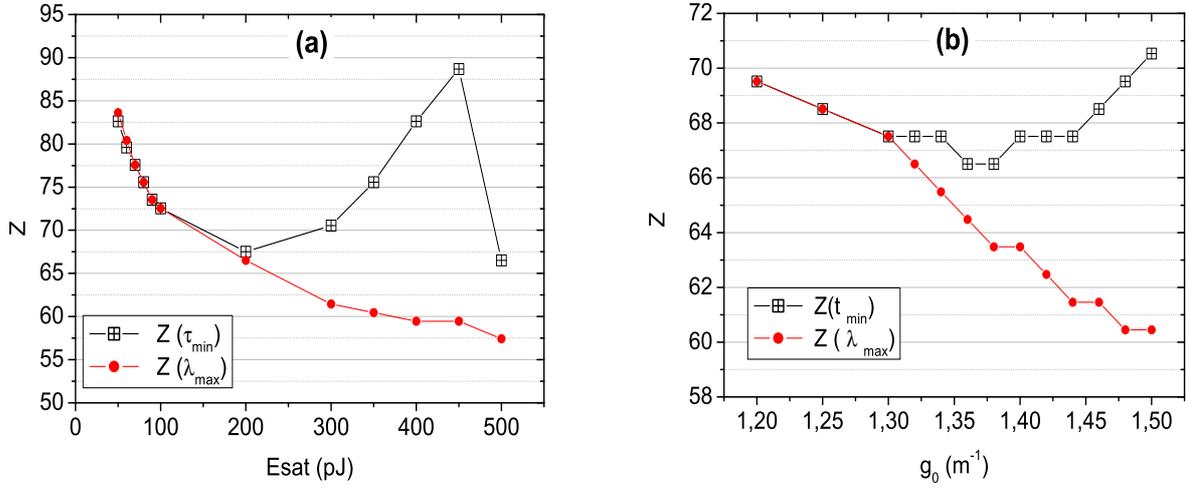


FIGURE 3.13 – Evolution de Zt_{op} et $Z\lambda_{op}$ en fonction de E_{sat} (a) et g_0 (b).

Nous avons observé aussi, qu’au-delà d’une certaine valeur de l’énergie de saturation E_{sat} ($E_{sat} > 200$ pJ) et du gain g_0 ($g_0 > 1.3$ m^{-1}), les positions $Z\lambda_{op}$ où l’impulsion atteint son maximum en largeur spectrale, et Zt_{op} où l’impulsion atteint son minimum de durée, ont tendance à s’éloigner (voir figure 3.13). Il est important que la position Zt_{op} soit proche de la position $Z\lambda_{op}$, car en ce point, il est possible de placer un coupleur de sortie pour extraire le signal. Nous avons étudié cette possibilité et les résultats obtenus seront présentés dans la section 3.4 de ce chapitre.

3.3.4 Influence de la dispersion moyenne de la cavité. Existence de *gaps* pour le fonctionnement impulsif

Rappelons qu’une cavité à gestion de dispersion est formée de plusieurs fibres avec des valeurs de dispersion différente, il est dès lors possible de changer la valeur de la dispersion moyenne en changeant les longueurs ou bien les dispersions des fibres qui constituent la cavité. En pratique, pour changer la valeur de la dispersion moyenne d’une cavité, il est généralement habituel de changer les longueurs des fibres. Dans notre cas, nous avons choisi de changer la longueur de la fibre compensatrice DCF (une pratique utilisée dans notre étude

expérimentale), afin de changer la dispersion moyenne de la cavité, et étudier son influence sur la dynamique de la respiration spectrale.

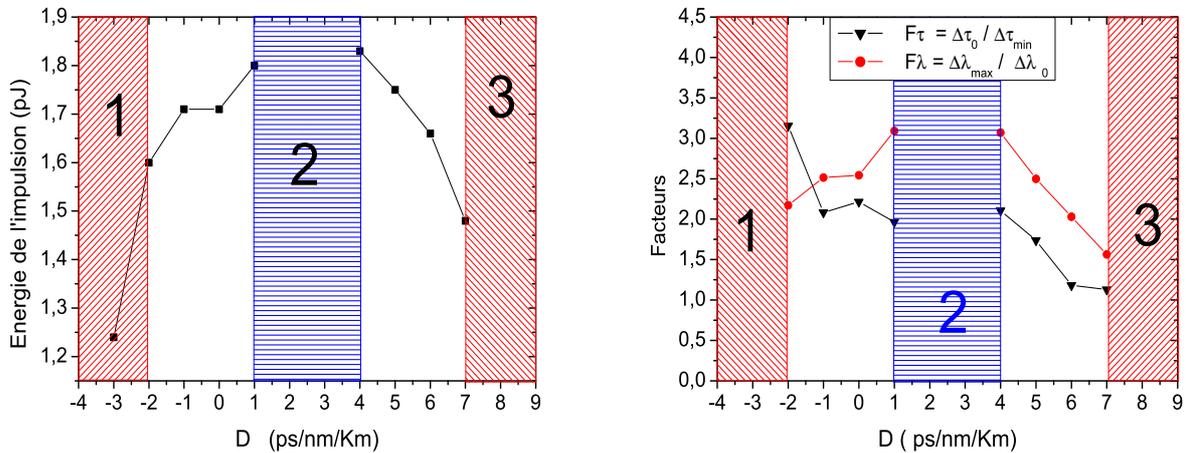


FIGURE 3.14 – Influence de la dispersion sur l'énergie de l'impulsion (à gauche), et sur les facteurs F_λ et F_t (à droite). Zone blanche : observation de la dynamique de la respiration spectrale. Zone(1) : absence de la dynamique de la respiration spectrale. Zone(2) : absence de fonctionnement pulsé Zone(3) : fonctionnement multi impulsif instable.

Cette étude a révélé un effet remarquable et inattendu. A l'intérieur du domaine d'existence de la dynamique de respiration spectrale, il apparaît des zones où aucun fonctionnement impulsif stable n'est observé, en effet, la dynamique de la respiration spectrale est obtenue pour des valeurs de dispersion moyenne qui varient entre -3 et $+7$ ps/nm/km. Toutefois, nous avons remarqué qu'en général, il existe des valeurs de dispersion pour lesquelles le fonctionnement impulsif n'existe pas.

L'influence de la dispersion sur la dynamique du laser est représentée dans la figure (3.14 a). Lorsque la dispersion est inférieure à -2 ps/nm/km (zone "1"), le fonctionnement impulsif peut exister, mais aucune dynamique de respiration spectrale n'a été observée. Lorsque la dispersion moyenne varie entre -2 et 1 ps/nm/km ou bien entre 4 et 7 ps/nm/km, une dynamique de respiration spectrale est obtenue, l'énergie de l'impulsion ainsi que les facteurs de F_λ et F_t sont optimum pour des valeurs de dispersion au voisinage de 1 ps/nm/km et de 4 ps/nm/km (voir figure (3.14 b)). Et lorsque $D > +7$ ps/nm/km (zone "3"), nous obtenons un fonctionnement multi impulsif (2 et 3 impulsions) instable.

Les résultats présentés sont obtenus dans le cas où les autres paramètres de cavité sont fixes et prennent les valeurs mentionnées dans le tableau (3.1). Il faut noter que la zone "2", où aucun fonctionnement impulsionnel n'est obtenu, n'est pas figée dans l'espace total des paramètres et peut être translatée en fonction des valeurs des autres paramètres de cavité. L'existence de ces gaps de dispersion où le fonctionnement impulsionnel ne peut être obtenu a été mentionnée expérimentalement, mais à notre connaissance, elle n'a pas été étudiée de plus près.

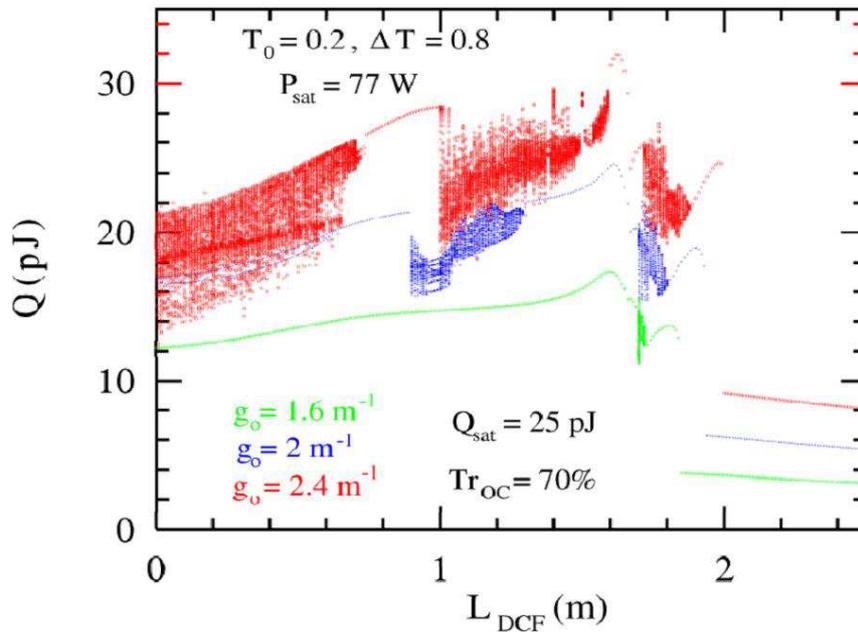


FIGURE 3.15 – Variation de l'énergie en fonction de la longueur de la fibre DCF, pour différentes valeurs de g_0 .

La collaboration avec le théoricien et numéricien Soto-Crespo a permis d'étudier l'existence des gaps de dispersion. En effet, en utilisant un code numérique développé, il a montré qu'il n'est pas possible de maintenir un fonctionnement impulsionnel stable avec une variation continue de la dispersion moyenne de la cavité, il a montré aussi que les gaps de dispersion sont plus importants lorsque la puissance de pompe est importante. Dans la figure (3.15), la valeur de l'énergie d'une impulsion après 100 tours de cavité est représentée

par un point. Lorsqu'une seule solution impulsionnelle stable est obtenue, tous les points coïncident, dans le cas contraire, les points sont distincts. Les trois courbes de couleurs différentes correspondent à trois valeurs différentes du gain g_0 (la courbe verte $g_0=1.6 m^{-1}$, bleue $g_0=2 m^{-1}$ et rouge $g_0=2.4 m^{-1}$). Il est clairement visible sur la figure que les gaps de blocage de modes sont présents dans tous les cas, ces gaps deviennent plus importants et plus fréquents en fonction que l'énergie apportée au système augmente [177]. Les courbes de la figure (3.15) sont obtenues dans les conditions suivantes : l'énergie de saturation égale à 25 pJ, les pertes linéaires OC = 70%, l'absorbant saturable est caractérisé par : $T_0 = 20\%$, $\Delta T = 80\%$ et $P_{sat} = 77 W$.

3.3.5 Loi d'échelle

Nous avons noté que la réduction de la dimension de la cavité conduit à une augmentation de la largeur spectrale des impulsions. En effet, si la dimension de la cavité est réduite d'un facteur $K < 1$, et si nous considérons la même quantité de pertes, il est alors possible d'observer la dynamique de la respiration spectrale, à condition que le gain total du milieu amplificateur soit constant. Nous avons exploité cette idée en utilisant des nouvelles cavités dont les paramètres sont représentés dans le tableau (3.3).

Les longueurs	$z' = Kz$
Le gain linéaire	$g'_0 = K^{-1} g_0$
La largeur de la bande de gain	$\Delta\Omega' = K^{-1/2} \Delta\Omega$
Le temps	$T' = K^{1/2} T$
La largeur spectrale	$\Delta\lambda' = K^{-1/2} \Delta\lambda$
La puissance	$P' = K^{-1} P$
L'énergie	$E' = K^{-1/2} E$

TABLE 3.3 – *Caractéristiques des éléments de la cavité réduite.*

La figure (3.16) représente la variation de la largeur spectrale en fonction de la durée de l'impulsion pour deux valeurs de K ($K = 1$ et $K = 0.25$). Nous remarquons que si la cavité est réduite d'un facteur 4, la dynamique de la respiration spectrale est maintenue, par

contre, les caractéristiques de l'impulsion varient. La largeur spectrale maximale a augmenté de 16.3 nm jusqu'à 32.5 nm et la durée minimale de l'impulsion a été réduite de 170 fs à 90 fs .

Ainsi, la réduction de la dimension permet d'optimiser la dynamique de la respiration spectrale et d'améliorer considérablement les caractéristiques de l'impulsion. Seulement, la réduction de la taille de la cavité rencontre des limites pratiques, des limites en termes de dopage des fibres et en termes des longueurs des fibres utilisées.

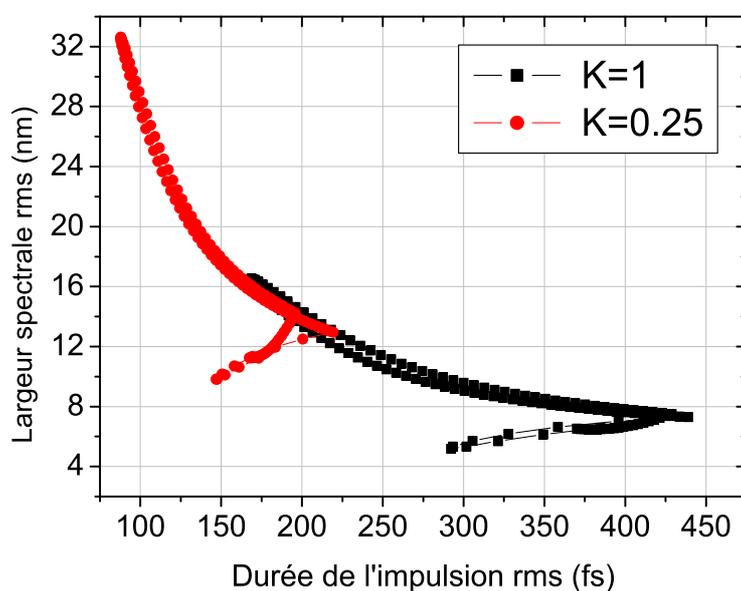


FIGURE 3.16 – Variation de la largeur spectrale en fonction de la durée temporelle pour deux dimensions différentes de la cavité ($K=1$ et $K=0.25$).

3.4 Extraction du signal et optimisation

Extraction du signal

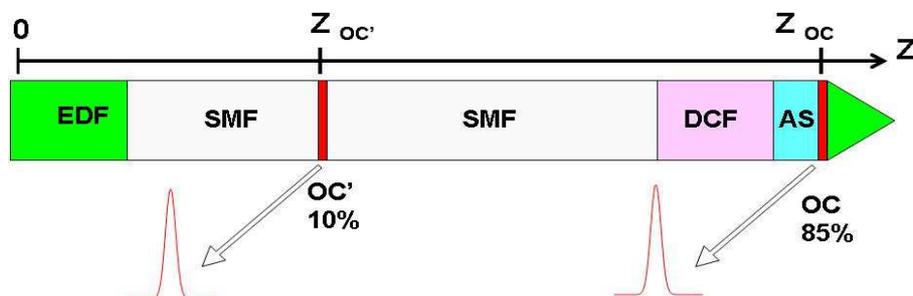


FIGURE 3.17 – Schéma de cavité : introduction du coupleur de sortie OC' .

Dans notre étude précédente, nous avons montré que durant sa propagation dans la cavité, l'impulsion subit un élargissement spectral important accompagné par une compression temporelle. L'optimisation se produit à une position que nous avons notée $Z_{OC'}$ près du milieu de la fibre SMF. Il est donc intéressant d'extraire le signal en introduisant un coupleur de sortie sans perturber la dynamique de la respiration spectrale. L'idée la plus évidente est de déplacer le coupleur de sortie qui se trouve après l'absorbant saturable (voir schéma (3.1)) et de le placer à la position $Z_{OC'}$ où l'élargissement spectral est optimal. Nous avons noté que le déplacement de ce coupleur de sortie provoque la disparition de la dynamique de la respiration spectrale. De ce fait, nous déduisons que l'existence de fortes pertes placées juste avant le milieu amplificateur semble être nécessaire au maintien de la dynamique de respiration spectrale. Ainsi, nous avons maintenu le coupleur de sortie principal (OC) à sa position et nous avons introduit un autre coupleur de sortie (OC') au milieu de la fibre SMF, comme représenté sur la figure (3.17). Ce coupleur de sortie induit des pertes modérées (10%) afin de préserver la dynamique de la respiration spectrale. Il est aussi nécessaire d'augmenter la puissance de pompe qui correspond à l'énergie de saturation E_{sat} pour maintenir l'ampleur de l'élargissement spectral de l'impulsion. La figure (3.18) présente le profil temporel et spectral de l'impulsion extraite du coupleur de sortie OC' (10%) placé à $Z_{OC'}$.

L'évolution de la largeur spectrale de l'impulsion sur un tour de cavité est représentée dans la figure (3.19). Nous remarquons que la largeur spectrale de l'impulsion extraite à OC' est égale à 14.4 nm, pour E_{sat} de 200 pJ et augmente jusqu'à 18.5 nm à 300 pJ,

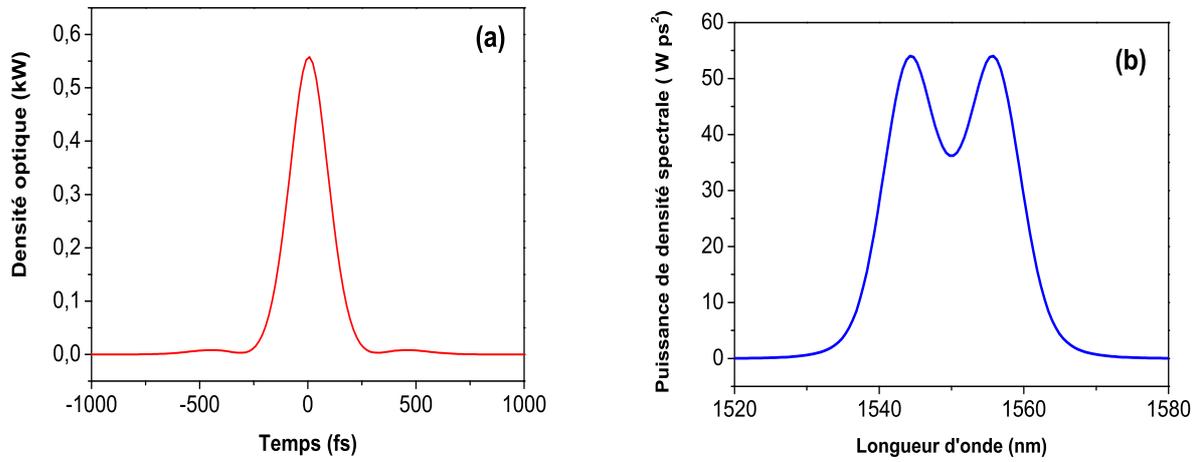


FIGURE 3.18 – Profil temporel (a) et spectral (b) de l'impulsion extraite au coupleur de sortie OC' (10%, $E_{sat} = 200$ pJ).

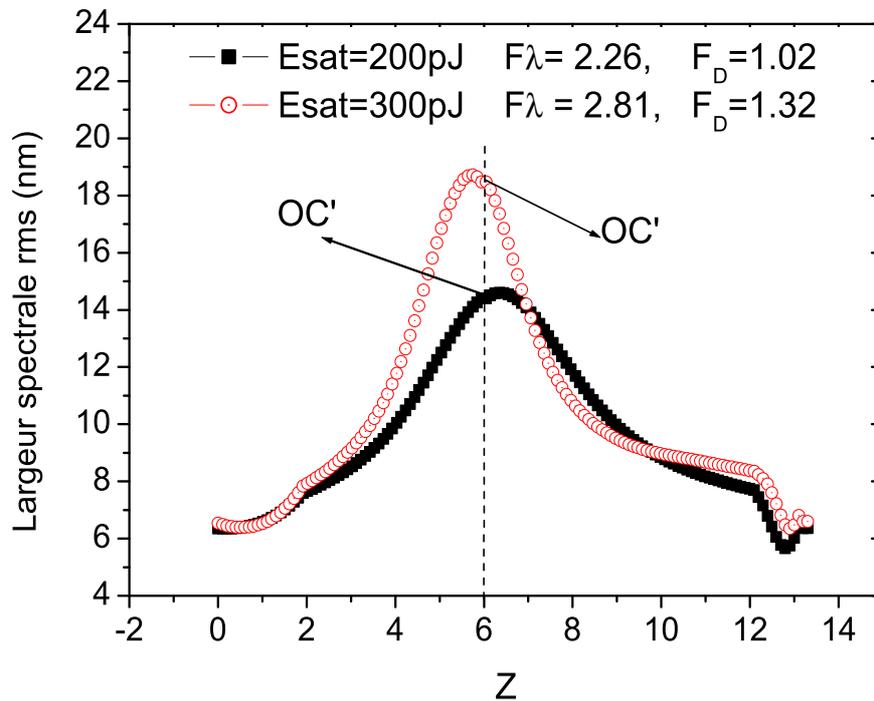


FIGURE 3.19 – Variation de la largeur spectrale sur un tour de cavité pour $E_{sat} = 200$ pJ et $E_{sat} = 300$ pJ.

cette dernière situation correspond à un facteur d'élargissement $F_\lambda = 2.8$ et un facteur de débordement $F_D = 1.33$. Donc, l'augmentation de l'énergie de saturation augmente le facteur F_λ , ce qui est prévisible d'après l'étude précédente.

Optimisation

Il est possible d'extraire une impulsion dont la largeur spectrale a été augmentée d'un facteur 2.8, et en utilisant les résultats précédents, il est possible d'augmenter ce facteur et d'optimiser le signal.

Dans le processus d'optimisation, il faut prendre en considération l'effet d'altération spectrale qui résulte de l'auto modulation de phase SPM. Cet effet peut mener à l'apparition de multi-sommets (pics) sur les côtés en plus de la formation d'un creusement au centre du spectre de l'impulsion. Cette altération spectrale dépend fortement de l'intensité de l'impulsion, aussi bien que du chirp fréquentiel initial [38]. Un autre point, résultant de l'étude précédente, à prendre en considération au cours de l'optimisation est que l'étude a montré que l'augmentation de la puissance de pompe a tendance à éloigner la position du maximum en largeur spectrale ($Z\lambda_{max}$) de la position du minimum en largeur temporelle (Zt_{min}) (voir figure (3.11)). Ainsi, la limitation de l'énergie de saturation est nécessaire pour maintenir le profil spectral plutôt lisse, et obtenir une impulsion à son minimum de durée et maximum de largeur spectrale.

Nous avons vu aussi, que pour optimiser la largeur spectrale du signal, il est utile de réduire la dimension de la cavité. Seulement en pratique, bien que les longueurs de fibre, la concentration d'ions actifs et la conception d'absorbant saturable puissent être changées, la largeur de la bande passante du milieu amplificateur ne peut être modifiée car elle est reliée aux propriétés spectroscopiques du milieu à gain. Par conséquence, pour optimiser notre signal, nous avons réduit la dimension de la cavité d'un facteur K en conservant la largeur du gain $\delta\lambda_g$ fixe et égale à 21.4 nm), puis nous avons ajusté la puissance de pompe (E_{sat}). L'idée est de pouvoir extraire une impulsion avec un coefficient de débordement F_D maximal.

La figure (3.20) présente l'évolution de la largeur spectrale de l'impulsion sur un tour de

cavité obtenue au cours de l'optimisation, à savoir, pour différentes valeurs de K et E_{sat} . Pour $K = 1$, l'impulsion a été élargie d'un facteur de 2.8, le facteur de débordement dans ce cas est égal à 1.32. Dans le cas où la cavité est réduite à 50% ($K = 0.5$) et pour $E_{sat}=500$ pJ, la largeur de l'impulsion est égale à $\delta\lambda$ (rms) = 28.1 nm, elle dépasse la bande passante de l'amplificateur d'un facteur de 2.25. En réduisant davantage la cavité jusqu'à 35% et en augmentant E_{sat} à 600 pJ, la largeur de l'impulsion augmente en conséquence, elle atteint la valeur de 33.9 nm, ce qui correspond à un facteur de débordement F_D de 2.4.

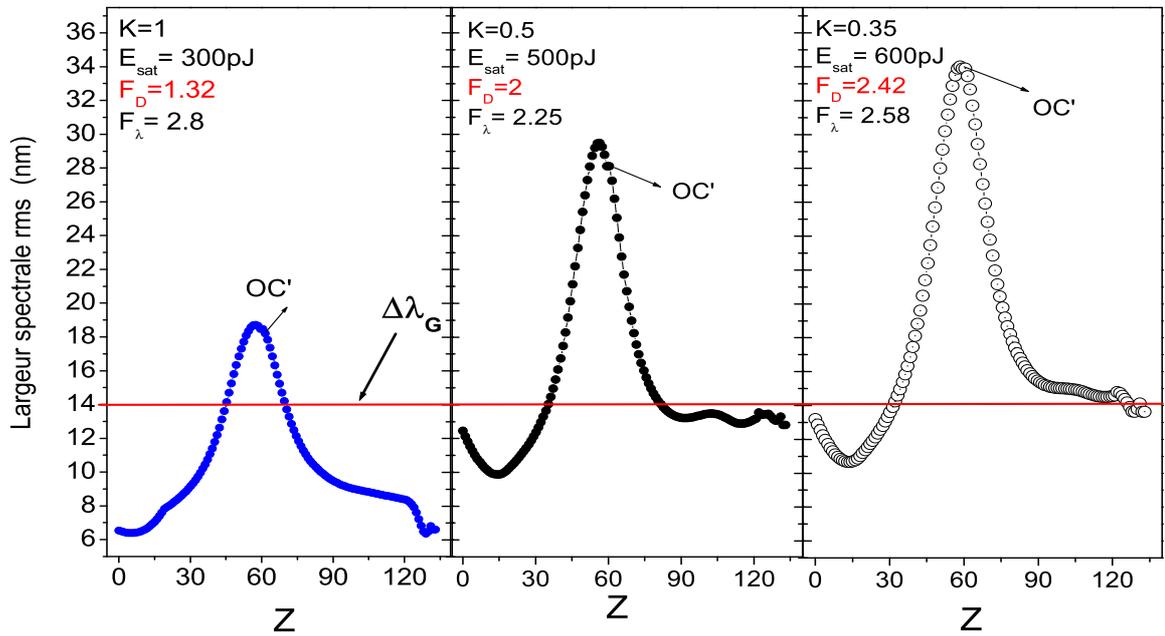


FIGURE 3.20 – *Optimisation de la dynamique de respiration spectrale.*

La forme du profil spectral, ainsi que le profil temporel de l'impulsion extraite au coupleur OC' sont représentés dans la figure (3.21). Pour les différentes valeurs de l'énergie de saturation E_{sat} , la largeur du profil du spectre optique de l'impulsion est plus grande que la bande passante du milieu amplificateur représenté par la courbe en pointillé rouge. De plus, une déformation du profil du spectre en fonction de E_{sat} est bien visible sur cette figure, comme il a été mentionné auparavant. L'augmentation de E_{sat} alimente l'effet de l'auto modulation de phase qui s'est traduit ici par l'apparition de pics sur les côtés et la formation d'un trou au centre du spectre [38].

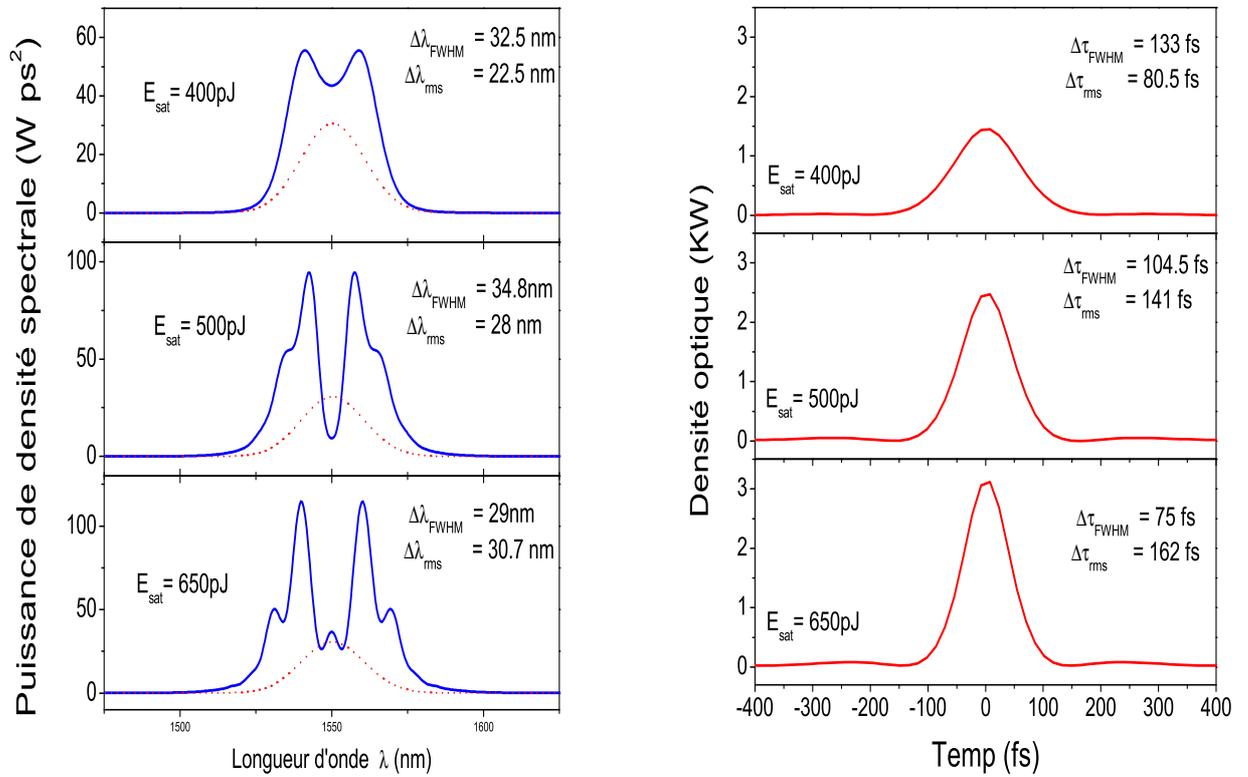


FIGURE 3.21 – *Forme du profil spectral (a) et du profil temporel (b) de l'impulsion optimisée extraite au coupleur de sortie OC'(10%) pour $K = 0.35$.*

3.5 Conclusion

Dans une cavité laser à gestion de dispersion et fonctionnant en régime de blocage de modes, nous avons constaté que l'effet de respiration temporelle, peut être accompagné par un effet de respiration spectrale important. Cet effet se produit dans la partie passive (fibre SMF) de la cavité. Au cours de sa propagation, la largeur spectrale d'une impulsion est presque triplée ($F_\lambda = 2.9$) et peut même *dépasser la largeur de la bande passante du milieu à gain d'un facteur* $F_D = 2.4$. Nous avons étudié l'influence des différents paramètres de la cavité et nous avons trouvé que cette dynamique se manifeste en présence de fortes pertes (plus que 80%). Ces pertes doivent être particulièrement localisées juste avant le milieu amplificateur. Pour maintenir cette dynamique, la cavité doit contenir une fibre passive de dispersion normale (DCF) avant le milieu à gain. L'étude numérique de cette cavité a montré aussi que pour un ensemble de paramètres prédéfinis, il existe des zones de dispersion où aucun fonctionnement impulsionnel ne peut être obtenu.

En plus de cette dynamique spectrale intéressante, nous avons abordé la question de son exploitation pratique. Nous avons étudié la position et le pouvoir d'extraction du coupleur de sortie qui permet d'extraire l'impulsion à sa durée minimale et à sa largeur spectrale maximale en limitant l'effet d'altération spectrale qui augmente en fonction de la puissance de pompe. En fonction des paramètres de cavité, nous avons optimisé encore le signal et obtenu une impulsion dont sa largeur spectrale dépasse la largeur de la bande passante de l'amplificateur d'un facteur de 2.4. Ainsi, nous avons montré qu'il est possible de proposer une cavité qui offre la possibilité de générer des impulsions dont la largeur spectrale dépasse nettement la largeur de la bande passante.

Considérant le grand nombre de degrés de liberté, il est probable que la respiration spectrale puisse être à nouveau optimisée. Il est possible de considérer d'autres valeurs de longueurs de fibre. Il est envisageable d'utiliser des fibres compensatrices avec une non-linéarité plus faible dans le but de réduire l'effet d'altération spectrale, voire d'utiliser des systèmes purement dispersifs comme un jeu de réseaux de dispersion par exemple. Il est aussi possible de trouver de nouveaux schémas de cavité laser à fibre très différents de ceux que nous venons de proposer.

Conclusion et perspectives

Les travaux de recherches menés dans cette thèse ont porté sur l'étude de dynamiques originales des solitons dissipatifs dans une cavité laser. Ils ont été réalisés au Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, équipe "solitons, laser et communications optiques", sous la direction du Pr Ph. Grelu. Une grande partie de cette thèse a été consacrée à l'étude des comportements collectifs d'un ensemble de solitons en présence d'un fond continu, compte tenu de la complexité et de la richesse des dynamiques observées. L'autre partie a été consacrée à l'étude numérique de la dynamique intra-cavité du soliton dissipatif en présence de la gestion de dispersion où nous avons découvert l'importance du potentiel de l'élargissement spectral.

Pour réaliser l'étude expérimentale, nous avons utilisé un laser à fibre dopée Erbium. L'énergie de pompe relativement importante permet, particulièrement en régime de dispersion anormale, de générer de nombreuses impulsions par tour de cavité. Divers segments de fibres compensatrices de dispersion ont été utilisés, afin de changer la dispersion moyenne de la cavité et voir l'influence de la dispersion sur les dynamiques. Le blocage de modes passif du laser repose sur l'évolution non linéaire de la polarisation : cette technique permet de varier facilement les conditions de blocage de modes. Avec ce dispositif, il nous a été possible d'obtenir divers régimes inédits et d'étudier ainsi le comportement collectif des solitons dissipatif, un sujet de recherche encore peu exploré.

En général, le blocage de modes est interprété comme une transition brusque entre régime de fonctionnement quasi-continu et régime de fonctionnement impulsionnel. Cependant,

plusieurs observations indiquent que ce scénario n'est pas forcément respecté [151–153]. Dans notre étude, nous avons montré qu'il peut exister une transition graduelle entre le régime de fonctionnement continu et le régime de fonctionnement impulsionnel et qu'il existe en particulier un état intermédiaire où des solitons et des composantes de fond continu coexistent dans la cavité. Nous nous sommes intéressés à cette situation nouvelle qui a révélé diverses dynamiques originales.

En premier lieu, nous avons étudié la dynamique de "la pluie de solitons", une manifestation complexe et fascinante des interactions entre les impulsions et un fond continu. Elle est constituée de trois composantes de champ : le fond continu, les solitons de dérive et la phase condensée. A partir des fluctuations du fond continu, des solitons naissent et dérivent à une vitesse quasi constante jusqu'à la phase condensée. Ce scénario peut être indéfiniment reproduit d'une façon quasi stationnaire, ce qui en fait une dynamique spectaculaire, en dépit de sa complexité. Le nombre de solitons individuels ainsi que leurs vitesses de dérive peuvent être ajustés par le réglage des paramètres de cavité. La phase condensée par analogie à la phase thermodynamique d'un liquide est formée de quelques dizaines de solitons en agitation et liés en paquets. De façon analogue à l'évaporation d'un liquide, la phase condensée émet une grande quantité de rayonnement. Ce rayonnement forme, avec les modes continus de la cavité, un fond continu inhomogène et fluctuant dans le temps. Lorsque les fluctuations excèdent localement un certain seuil, un nouveau soliton se forme et dérive vers la phase condensée comme une goutte de pluie formée à partir d'un nuage. Du fait de l'analogie avec le cycle d'eau, l'appellation "pluie de solitons" nous a semblé appropriée. Nous avons démontré un contrôle externe de la dynamique, à savoir, qu'en utilisant un laser continu externe injecté de faible puissance, il est possible de contrôler l'apparition et la disparition de la pluie de solitons.

La dynamique de la pluie de solitons apporte des données nouvelles dans le contexte des études de dynamiques dissipatives. Elle témoigne de l'auto-organisation liée à l'existence d'une structure dissipative fortement non linéaire. En effet, la pluie de solitons se manifeste lorsqu'un flux d'énergie circule à travers les trois composantes (phase condensée, solitons de

dérive et fond continu). De plus, le mouvement relatif des solitons de dérive est une caractéristique majeure et une asymétrie temporelle qui distingue cette dynamique des autres. D'autres dynamiques ont été observées et ont contribué à la compréhension de la pluie de solitons, comme le relargage de soliton depuis la phase condensée. Dans cette autre dynamique, les solitons se détachent et s'éloignent de la phase condensée jusqu'à leur dissipation au sein du fond continu. La dynamique de relargages des solitons nous a permis de conclure que l'asymétrie de la dynamique temporelle est étroitement liée à l'asymétrie du spectre optique.

Nous avons présenté d'autres modes d'auto-organisation de grands nombres de solitons en cavité notamment lorsque aucun mouvement relatif n'est observé. Nous avons ainsi retrouvé le fonctionnement de blocage de modes harmonique bien connu parmi les dynamiques observées au sein des lasers à fibre. Nous avons présenté l'observation de molécules de solitons et montré que la taille et le nombre de solitons qui forment la molécule peuvent être modifiés par un ajustement des paramètres de la cavité. Une autre organisation intéressante des solitons a été observée et étudiée : la vobulation du train d'impulsions. Dans cette configuration, les solitons se répartissent dans un train d'impulsions où la distance entre deux solitons voisins augmente en fonction du temps. Le train d'impulsions vobulé se trouve toujours sur un lit de fond continu. Plus le fond continu est important, plus la distance entre les solitons liés est importante. Nous avons montré qu'en fonction des paramètres de la cavité, il est possible de contrôler l'étalement du train d'impulsions vobulé.

La coexistence d'un grand nombre de solitons en présence des composantes du fond continu dans une cavité laser révèle des comportements qui résultent d'une compétition entre différents mécanismes d'interaction. Il existe dans notre cavité des interactions de courte portée, des interactions dues aux ondes dispersives, des interactions dues à l'épuisement et au rétablissement du gain. La variation d'un paramètre de cavité (condition de blocage de modes ou puissance de pompe) favorise un mécanisme par rapport à un autre ; un nouvel équilibre est alors obtenu, qui se manifeste par une auto-organisation différente. Toutes les dynamiques présentées témoignent de la complexité et de la richesse de la dynamique

dissipative des lasers à fibre fonctionnant en régime de blocage de modes passif par évolution non linéaire de la polarisation.

Nous pouvons envisager plusieurs perspectives à ce travail expérimental. Nous avons vu que la pluie de solitons et le relargage de solitons sont étroitement liés à la composition du spectre optique. Dans le but de pouvoir contrôler la dynamique à travers les composantes spectrales, il est possible d'utiliser un façonneur d'impulsions. C'est un système optique constitué de deux réseaux et deux lentilles montés en ligne $4f$, (f est la distance focale de la lentille) voir figure 3.22). Avec ce système il est possible de créer un plan de Fourier sur lequel les composantes spectrales de l'impulsion sont séparées dans l'espace. Le principe de fonctionnement de ce système est simple, chaque composante spectrale est dispersée spatialement par le premier réseau puis le faisceau est collimaté par la première lentille, ainsi, chaque composante spectrale est focalisée dans le plan de Fourier. Elles y sont imagées spatialement. Ensuite, la recombinaison des différentes composantes spectrales en faisceau collimaté est assurée par la deuxième paire (lentille-réseau). Ainsi, le système est à dispersion nulle et l'impulsion à la sortie de la ligne est identique à celle à l'entrée. En plaçant un masque dans le plan de Fourier, le chemin optique et la transmission peuvent être modifiés pour chaque composante spectrale. Il est possible d'utiliser, comme masque, un réseau ou bien un modulateur spatial de la lumière (SLM : spatial light modulator). Selon les masques utilisés, la ligne $4f$ peut permettre le contrôle de la phase [178], ou de la phase et de l'amplitude [179], ou bien de la polarisation [180]. Nous avons réalisée et caractérisée une ligne $4f$ (figure 3.22) formée de deux lentilles avec $f = 25 \text{ cm}$ et deux réseaux de 600 traits/mm . Nous avons réussi à obtenir la dynamique de la pluie de solitons avec la ligne $4f$ insérée dans la cavité. Cependant, en présence d'un masque sur le plan de Fourier, les régimes obtenus sont devenus très instables ce qui a empêché le contrôle adéquat des dynamiques. Dans l'avenir il sera possible d'améliorer le dispositif en minimisant les pertes liées à l'insertion de la ligne $4f$, et chercher les domaines de paramètres où les dynamiques sont plus stables afin de pouvoir réaliser cette expérience.

Il sera intéressant, toujours dans les perspectives expérimentales liées à l'étude de la dynamique de la pluie de solitons, de pouvoir observer la collision entre le soliton de dérive et la phase condensée et comprendre ce qui se passe lors de cette collision, ce qui nous

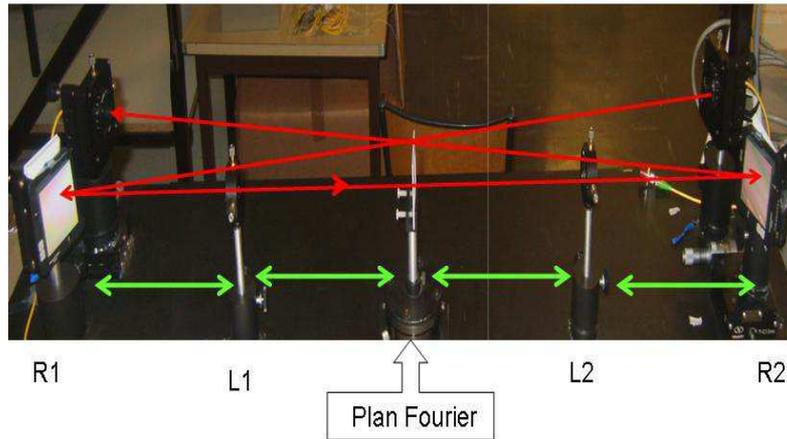


FIGURE 3.22 – Schéma représentant la ligne $4f$.

a été impossible avec les moyens d'acquisition dont nous disposions. Il est aussi possible d'explorer d'autres régimes où les fluctuations du fond continu jouent un rôle déterminant dans la dynamique des solitons dissipatifs.

Nous avons mené plusieurs expériences qui nous ont aidés à comprendre la dynamique de la pluie de solitons et lui donner une description qualitative. Pour donner une description quantitative ou semi-quantitative, il est maintenant important de construire un modèle théorique qui peut expliquer les différents comportements et interactions, comme les interactions solitons-phase condensée, les interactions phase condensée - fond continu, ou bien encore, le mouvement des solitons sur le fond continu. Ces différentes interactions se produisent sur des échelles de temps diverses, de la picoseconde (formation phase condensée) à la seconde (pour la dérive des solitons individuels). Il faut aussi prendre en considération, dans la construction du modèle, des aspects aléatoires observés comme : les fluctuations du fond continu et la naissance des solitons individuels qui est aléatoire dans le temps et dans l'espace. La construction de cet outil d'analyse théorique nécessite plusieurs compétences, des compétences en physique statistique pour décrire les effets aléatoires et des compétences en physique thermodynamique pour décrire les phases thermodynamiques.

Les résultats de l'étude expérimentale de la pluie de solitons, ainsi que les autres dynamiques présentées, ont sollicité l'intérêt des physiciens, particulièrement des théoriciens, car la construction d'un modèle théorique est un projet très ambitieux. En effet, le modèle une fois établi permettrait de décrire une dynamique aussi complexe que la pluie de soli-

tons, mais permettrait aussi de fournir les bases conceptuelle à une nouvelle branche de la physique des solitons en régime dissipatif.

L'autre partie de cette thèse a été consacrée à l'étude numérique de la propagation d'une seule impulsion dans la cavité. Pour la première fois, une importante dynamique de respiration spectrale a été prédite dans une cavité à gestion de la dispersion. Cet effet est obtenu en présence de fortes pertes (plus que 80%) localisées avant le milieu amplificateur et en présence d'une fibre compensatrice de dispersion normale (DCF). Nous avons montré qu'une compression temporelle de l'impulsion est accompagnée d'un élargissement spectral d'un facteur proche de trois dans la partie passive de la cavité (fibre SMF), et que la largeur de l'impulsion peut dépasser ainsi la largeur de la bande passante du milieu amplificateur. Par ailleurs, nous avons mis en évidence la présence de zones où le blocage de modes stable ne peut être obtenu, ces zones sont plus fréquentes et plus larges pour des valeurs d'énergie de pompe plus importantes, traduisant les prémisses du fonctionnement multi-impulsionnel qui apparaît au-delà d'une certaine puissance de pompe.

Notre travail a été motivé par l'idée de pouvoir utiliser la respiration spectrale comme une voie à la génération d'une impulsion avec une largeur spectrale supérieure à la largeur de la bande passante de l'amplificateur. Nous avons abordé de façon réaliste la possibilité d'exploiter l'effet de la respiration spectrale, étudié la position et le pouvoir d'extraction du coupleur de sortie, et optimisé l'élargissement spectral en fonction de certains paramètres de la cavité. Les résultats de cette étude numérique nous ont permis de proposer une cavité qui génère des impulsions dont la largeur spectrale dépasse la largeur de la bande de gain du milieu amplificateur d'un facteur 2.4. Pour réaliser expérimentalement la source laser correspondante, il faudrait prendre en considération certains points : la réalisation de la cavité demande une grande précision sur les longueurs des fibres utilisées et sur la position et le taux d'extraction du coupleur de sortie. Pour pouvoir mesurer expérimentalement la respiration spectrale, il faudrait que la mesure se fasse à l'air libre, impliquant une longueur minimale de fibre après le coupleur de sortie. L'autre perspective est liée à l'optimisation de la respiration spectrale. Considérant le grand nombre de degrés de liberté, la respiration spectrale peut être optimisée au-delà de ce que nous avons entrepris et il serait intéressant

d'étudier la possibilité d'employer d'autres types de fibres avec un maximum de dispersion et un minimum de non-linéarité, ou bien utiliser des systèmes purement dispersifs (systèmes à réseaux). Je retiens de tout ce qui précède, qu'avec un modèle de propagation aussi simple (scalaire), il est possible d'étudier des comportements intéressants et obtenir des résultats prometteurs comme la respiration spectrale ou bien la mise en évidence des gaps de dispersion, ou bien encore étudier l'influence de la dimension de la cavité sur une dynamique.

Bibliographie

- [1] N. AKHMEDIEV et A. ANKIEWICZ, *Dissipative Solitons*,. Springer Berlin-Heidelberg, 2005.
- [2] N. AKHMEDIEV et A. ANKIEWICZ, *Dissipative Solitons : From optics to biology and medicine*. Lecture Notes in Physics, V. 751, Springer, Berlin-Heidelberg, 2008.
- [3] N. AKHMEDIEV et A. ANKIEWICZ, "*Solitons around us : Integrable, Hamiltonian and Dissipative systems*", *Chapter in book : Optical Solitons : Theoretical and Experimental Challenges*,. Springer, Berlin-Heidelberg, 2003.
- [4] P. GRELU, F. BELHACHE, F. GUTTY et J. SOTO-CRESPO, « Phase-locked soliton pairs in a stretched-pulse fiber laser », *Opt. Lett.*, vol. 27, p. 966–968, Jun 2002.
- [5] P. GRELU, J. BÉAL et J. M.SOTO-CRESPO, « Soliton pairs in a fiber laser : from anomalous to normal average dispersion regime », *Opt. Express*, vol. 11, p. 2238–2243, Sep 2003.
- [6] P. GRELU, F. BELHACHE, F. GUTTY et J. M. SOTO-CRESPO, « Relative phase locking of pulses in a passively mode-locked fiber laser », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 20, p. 863–870, May 2003.
- [7] J. M. SOTO-CRESPO, M. GRAPINET, P. GRELU et N. AKHMEDIEV, « Bifurcations and multiple-period soliton pulsations in a passively mode-locked fiber laser », *Phys. Rev. E*, vol. 70, p. 066612, 2004.
- [8] M. GRAPINET et P. GRELU, « Vibrating soliton pairs in a mode-locked laser cavity », *Opt. Lett.*, vol. 31, no. 14, p. 2115–2117, 2006.

- [9] J. M. SOTO-CRESPO, P. GRELU, N. AKHMEDIEV et N. DEVINE, « Soliton complexes in dissipative systems : Vibrating, shaking, and mixed soliton pairs », *Phys. Rev. E*, vol. 75, p. 016613, 2007.
- [10] P. GRELU et N. AKHMEDIEV, « Group interactions of dissipative solitons in a laser cavity : the case of 2+1 », *Opt. Express*, vol. 12, no. 14, p. 3184–3189, 2004.
- [11] P. GRELU et J. M. SOTO-CRESPO, *Temporal soliton molecules in mode-locked lasers : collisions, pulsations and vibrations in Dissipative solitons : from optics to biology and medicine*. N. Akhmediev and A. Ankiewicz, Springer-Verlag, Berlin, 2008.
- [12] A. HABOUCHA, *Interaction d'un grand nombre de solitons dans un laser à fibre : du gaz au cristal de solitons*. thèse de l'université d'Angers, 2008.
- [13] 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 : Lasers and Optics*, vol. 99, p. 107–114, 2010.
- [14] J. P. GORDON, « Interaction forces among solitons in optical fibers », *Opt. Lett.*, vol. 8, p. 596–598, Nov 1983.
- [15] S. KELLY, « Characteristic sideband instability of periodically amplified average soliton », *Electronics Letters*, vol. 28, 1992.
- [16] M. L. DENNIS et I. DULING, « Experimental study of sideband generation in femto-second fiber lasers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 30, p. 1469–1477, 1994.
- [17] J. 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*, vol. 34, p. 1749–1757, 1998.
- [18] A. N. PILIPETSKII, E. A. GOLOVCHENKO et C. R. MENYUK, « Acoustic effect in passively mode-locked fiber ring lasers », *Opt. Lett.*, vol. 20, p. 907–909, Apr 1995.
- [19] R. J. MEARS, L. REEKIE, I. M. JAUNCEY et D. N. PAYNE, « Low-noise erbium-doped fibre amplifier operating at 1.54 μm », *Electron. Lett.*, vol. 23, p. 1026, 1987.

- [20] D. C. HANNA, R. M. PERCIVAL, I. R. PERRY, R. G. SMART, P. J. SUNI, J. E. TOWNSEND et A. C. TROPPER, « Continuous-wave oscillation of a monomode ytterbium-doped fibre laser », *Electron. Lett.*, vol. 24, p. 1111, 1988.
- [21] J. Y. ALLAIN, J. F. BAYON, M. MONERIE, P. BERNAGE et P. NIAY, « Ytterbium-doped silica fiber laser with intracore bragg gratings operating at $1.02 \mu\text{m}$ », *Electron. Lett.*, vol. 29, p. 309, 1993.
- [22] 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 », *Electron. Lett.*, vol. 24, p. 1222, 1988.
- [23] W. L. BARNES et J. E. TOWNSEND, « Highly tunable and efficient diode pumped operation of Tm^{3+} doped fibre lasers », *Electron. Lett.*, vol. 26, p. 746, 1990.
- [24] D. HANNA, R. M. PERCIVAL, R. G. SMART, J. E. TOWNSEND et A. C. TROPPER, « Continuous-wave oscillation of holmium-doped silica fibre laser », *Electron. Lett.*, vol. 25, p. 593, 1989.
- [25] R. DIEHL, *High-power diode lasers. Fundamentals, technology, applications*. Springer-Verlag Telos, 2000.
- [26] S. CHOULI et P. GRELU, « Rains of solitons in a fiber laser », *Opt. Express*, vol. 17, no. 14, p. 11776–11781, 2009.
- [27] G. AGRAWAL, *Nonlinear Fiber Optics 3rd Edition*. New York Academic press, 2001.
- [28] 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 $\lambda = 1550\text{nm}$ », *Electron. Lett.*, vol. 33, p. 1168–1170, 1997.
- [29] A. HASEGAWA et F. TAPPERT, « Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. ii. normal dispersion », *Applied Physics Letters*, vol. 23, no. 4, p. 171–172, 1973.
- [30] A. HASEGAWA et F. TAPPERT, « Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. i. anomalous dispersion », *Applied Physics Letters*, vol. 23, no. 4, p. 142–144, 1973.

- [31] 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*, vol. 193, no. 1-6, p. 253 – 259, 2001.
- [32] W. J. TOMLINSON, R. J. HAWKINS, A. M. WEINER, J. P. HERITAGE et R. N. THURSTON, « Dark optical solitons with finite-width background pulses », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 6, p. 329–334, Mar 1989.
- [33] A. M. WEINER, J. P. HERITAGE, R. J. HAWKINS, R. N. THURSTON, E. M. KIRSCHNER, D. E. LEAIRD et W. J. TOMLINSON, « Experimental observation of the fundamental dark soliton in optical fibers », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 61, p. 2445–2448, Nov 1988.
- [34] X. ZHOU, D. YOSHITOMI, Y. KOBAYASHI et K. TORIZUKA, « Generation of 28-fs pulses from a mode-locked ytterbium fiber oscillator », *Opt. Express*, vol. 16, p. 7055–7059, May 2008.
- [35] B. ORTAÇ, O. SCHMIDT, T. SCHREIBER, J. LIMPERT, A. TÜNNERMANN et A. HIDEUR, « High-energy femtosecond Yb-doped dispersion compensation free fiber laser », *Opt. Express*, vol. 15, p. 10725–10732, Aug 2007.
- [36] B. ORTAÇ, A. HIDEUR, C. CHEDOT, M. BRUNEL, G. MARTEL et J. LIMPERT, « Self-similar low-noise femtosecond ytterbium-doped double-clad fiber laser », *Applied Physics B : Lasers and Optics*, vol. 85, p. 63–67, 2006.
- [37] B. ORTAÇ, A. HIDEUR, T. CHARTIER, M. BRUNEL, C. ÖZKUL et F. SANCHEZ, « 90-fs stretched-pulse ytterbium-doped double-clad fiber laser », *Opt. Lett.*, vol. 28, p. 1305–1307, Aug 2003.
- [38] G. AGRAWAL, *Nonlinear Fiber Optics*. 4 th Edition Academic press Boston, 2007.
- [39] S. LACROIX, M. PARENT, J. BURES et J. LAPIERRE, « Mesure de la biréfringence linéaire des fibres optiques monomodes par une méthode thermique », *Appl. Opt.*, vol. 23, p. 2649–2653, Aug 1984.
- [40] F. TREVINO-MARTÍNEZ, D. TENTROI, C. AYALA-DÍAZ et F. MENDIETA-JIMÉNEZ, « Birefringence assessment of single-mode optical fibers », *Opt. Express*, vol. 13, p. 2556–2563, Apr 2005.

- [41] S. C. RASHLEIGH, « Measurement of fiber birefringence by wavelength scanning : effect of dispersion », *Opt. Lett.*, vol. 8, p. 336–338, Jun 1983.
- [42] R. ULRICH et A. SIMON, « Polarization optics of twisted single-mode fibers », *Appl. Opt.*, vol. 18, p. 2241–2251, Jul 1979.
- [43] T. CHARTIER, A. HIDEUR, C. ÖZKUL, F. SANCHEZ et G. M. STÉPHAN, « Measurement of the elliptical birefringence of single-mode optical fibers », *Appl. Opt.*, vol. 40, p. 5343–5353, Oct 2001.
- [44] K. KIKUCHI et T. OKOSHI, « Wavelength-sweeping technique for measuring the beat length of linearly birefringent optical fibers », *Opt. Lett.*, vol. 8, p. 122–123, Feb 1983.
- [45] K. MOCHIZUKI, Y. NAMIHIRA et Y. EJIRI, « Birefringence variation with temperature in elliptically cladded single-mode fibers », *Appl. Opt.*, vol. 21, p. 4223–4228, Dec 1982.
- [46] A. KOMAROV, H. LEBLOND et F. SANCHEZ, « Multistability and hysteresis phenomena in passively mode-locked fiber lasers », *Phys. Rev. A*, vol. 71, p. 053809, May 2005.
- [47] D. M. F. A. ANDREY KOMAROV¹, Konstantin Komarov¹ et F. SANCHEZ², « Polarization dynamics in nonlinear anisotropic fibers », *Phys. Rev. A*, vol. 82, p. 013813, 2010.
- [48] H. W. MOCKER et R. J. COLLINS, « Mode competition and self-locking effects in a Q-switched ruby laser », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 7, 1965.
- [49] A. J. DEMARIA, D. A. STETSER et H. HEYNAU, « Self mode locking of lasers with saturable absorbers », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 8, 1966.
- [50] S. E. HARRIS et R. TARG, « FM oscillation of the He-Ne laser », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 5, 1964.
- [51] M. FERMAN, A. GALVANAUSKAS, G. SUCHA et D. HARTER, « Fiber-lasers for ultrafast optics », *Applied Physics B : Lasers and Optics*, vol. 65, p. 259–275, 1997.
- [52] L. NELSON, D. JONES, K. TAMURA, H. HAUS et E. IPPEN, « Ultrashort-pulse fiber ring lasers », *Applied Physics B : Lasers and Optics*, vol. 65, p. 277–294, 1997.
- [53] G. AGRAWAL, *application of nonlinear fiber optics*. San Diego, CA : Academic press, 2001.

- [54] U.KELLER, K. WEINGARTEN, F. KARTNER, D.KNOPF, B.BRAUN, I.JUNG, R. FLUCK, C.HONNINGER, N. MATUSCHEK et J. aus der AU, « Semiconductor saturable absorber mirrors (sesams) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron*, vol. 2, p. 435–456, 1996.
- [55] W.H.LOH, M. A. A. D.ATKINSON, P.R.Morkel et D.N.PAYNE, « Passively mode-locked Er³⁺ fibre laser using a semiconductor nonlinear mirror », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 5, p. 35–37, 1993.
- [56] N. J. DORAN et D. WOOD, « Nonlinear-optical loop mirror », *Opt. Lett.*, vol. 13, p. 56–58, Jan 1988.
- [57] M. E. FERMAN, F. HABERL, M. HOFER et H. HOCHREITER, « Nonlinear amplifying loop mirror », *Opt. Lett.*, vol. 15, p. 752–754, Jul 1990.
- [58] M. HOFER, M. H. OBER, F. HABERL et M. E. FERMAN, « Characterization of ultrashort pulse formation in passively mode-locked fiber lasers », *IEEE J. Quantum Electron*, vol. 28, p. 720, 1992.
- [59] Q. BAO, H. ZHANG, Y. WANG, ZHENHUA.NI, Y. YAN, Z. X. SHEN, K. P. LOH et D. Y. TANG, « Atomic-layer graphene as a saturable absorber for ultrafast pulsed lasers », *Advanced Functional Materials*, vol. 19, p. 3077–3083, 2009.
- [60] S. Y. SET, H. YAGUCHI, Y. TANAKA et M. JABLONSKI, « Laser mode locking using a saturable absorber incorporating carbon nanotubes », *J. Lightwave Technol.*, vol. 22, p. 51, Jan 2004.
- [61] S. YAMASHITA, Y. INOUE, S. MARUYAMA, Y. MURAKAMI, H. YAGUCHI, M. JABLONSKI et S. Y. SET, « Saturable absorbers incorporating carbon nanotubes directly synthesized onto substrates and fibers and their application to mode-locked fiber lasers », *Opt. Lett.*, vol. 29, p. 1581–1583, Jul 2004.
- [62] H. HAUS, « Theory of mode locking with a fast saturable absorber », *J. Appl. Phys.*, vol. 46, 1975.
- [63] H. A. HAUS, « Theory of modelocking with a slow saturable absorber », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 11, p. 736–746, 1975, vol. 11, p. 736, 1975.

- [64] M. E. FERMAN, D. HARTER, J. D. MINELLY et G.G.VIENNE, « Cladding-pumped passively mode-locked fiber laser generating femtosecond and picosecond pulses », *Opt. Lett.*, vol. 21, p. 967–969, Jul 1996.
- [65] O. E. MARTINEZ, R. L. FORK et J. P. GORDON, « Theory of passively mode-locked lasers for the case of a nonlinear complex-propagation coefficient », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 2, p. 753–760, May 1985.
- [66] R. L. FORK, B. I. GREENE et C. V. SHANK, « Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode locking », *Appl. Phys. Lett.* 38, vol. 38, p. 92500, 1981.
- [67] T. NORRIS, T. SIZER et G. MOUROU, « Generation of 85-fsec pulses by synchronous pumping of a colliding-pulse mode-locked dye laser », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 2, p. 613–615, Apr 1985.
- [68] W. DIETEL, E. DÖPEL, D. KÜHLKE et B. WILHELMI, « Pulses in the femtosecond range from a cw dye ring laser in the colliding pulse mode-locking (cpm) regime with down-chirp », *Optics Communications*, vol. 43, no. 6, p. 433 – 436, 1982.
- [69] Y. DENG, M. KOCH, F. LU, G. WICKS et W. KNOX, « Colliding-pulse passive harmonic mode-locking in a femtosecond yb-doped fiber laser with a semiconductor saturable absorber », *Opt. Express*, vol. 12, p. 3872–3877, Aug 2004.
- [70] M. HOFER, M. E. FERMAN, M. H. O. F. HABERL AND et A. J. SCHMIDT, « Mode locking with cross-phase and self-phase modulation », *Opt. Lett.*, vol. 16, p. 502–504, Apr 1991.
- [71] S. F. FELDMAN, D. A. WEINBERGER et H. G. WINFUL, « Polarization instability in a twisted birefringent optical fiber », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 10, p. 1191– 1201, Jul 1993.
- [72] H. G. WINFUL, « Self induced polarization changes in birefringent optical fibers », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 47, p. 213–215, 1985.
- [73] R. H. STOLEN, J. BOTINEAU et A. ASHKIN, « Intensity discrimination of optical pulses with birefringent fibers », *Opt. Lett.*, vol. 7, p. 512–514, Oct 1982.

- [74] R. STOLEN, A. ASHKIN, W. PLEIBEL et J. M. DZIEDZIC, « In-line fiber-polarization-rocking rotator and filter », *Opt. Lett.*, vol. 9, p. 300–302, Jul 1984.
- [75] G. MARTEL, C. CHÉDOT, A. HIDEUR et PH.GRELU, « Numerical maps for fiber lasers mode locked with nonlinear polarization evolution : Comparison with semi-analytical models », *Fib. Integr. Opt.*, vol. 27, p. 320, 2008.
- [76] M. E. FERMAN, M. J. ANDREJCO, Y. SILBERBERG et M. L. STOCK, « Passive mode locking by using nonlinear polarization evolution in a polarization-maintaining erbium-doped fiber », *Opt. Lett.*, vol. 18, p. 894–896, Jun 1993.
- [77] V. J. MATSAS, T. P. NEWSON, D. J. RICHARDSON et D.N.PAYNE, « Self-starting passively mode-locked fibre ring soliton laser exploiting nonlinear polarisation rotation », *Electron. Lett.*, vol. 28, p. 1391, 1992.
- [78] G.NICOLIS et PRIGOGINE, *self organization in nonequilibrium systems from dissipative structures to order through fluctuations*. John Wiley and Sons, New York, 1977.
- [79] M. OLIVIER, V. ROY, M. PICHÉ et F. BABIN, « Pulse collisions in the stretched-pulse fiber laser », *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 13, p. 1461–1463, 2004.
- [80] H. A. HAUS, J. G. FUJIMOTO et E. P. IPPEN, « Structures for additive pulse mode locking », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 8, p. 2068–2076, Oct 1991.
- [81] H. A. HAUS, J. G. FUJIMOTO et E. P. IPPEN, « Analytic theory of additive pulse and kerr lens mode locking », *IEEE J. Quantum Electron*, vol. 28, p. 2086–2096, 1992.
- [82] J. N. KUTZ, « Mode-locked soliton lasers », *SIAM Review*, vol. 48, p. 629–678, 2006.
- [83] H. HAUS, « Mode-locking of lasers », *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron*, vol. 6, p. 1173–1185, 2000.
- [84] F. X. KÄRTNER et U. KELLER, « Stabilization of solitonlike pulses with a slow saturable absorber », *Opt. Lett.*, vol. 20, p. 16–18, Jan 1995.
- [85] B. COLLINGS, S. TSUDA, S. CUNDIFF, J. N. KUTZ, M. KOCH, W. KNOX et K. BERGMAN, « Short cavity erbium/ytterbium fiber lasers mode-locked with a saturable bragg reflector », *IEEE J. Sel. Top. Quant. Elec*, vol. 3, p. 1065–1075, 1997.

- [86] S. TSUDA, W. H. KNOX, E. A. DESOUSA, W. Y. JAN et J. E. CUNNINGHAM, « Low-loss intracavity alas/algaas saturable bragg reflector for femtosecond mode locking in solid-state lasers », *Opt. Lett.*, vol. 20, p. 1406–1408, Jun 1995.
- [87] J.N.KUTZ, « Mode-locking of fiber lasers via nonlinear mode-coupling », in *Dissipative Solitons* (N. AKHMEDIEV et A. ANKIEWICZ, eds), vol. 661 in *Lecture Notes in Physics*, p. 21–35, Springer Berlin / Heidelberg, 2005.
- [88] J. PROCTOR et J. N. KUTZ, « Nonlinear mode-coupling for passive mode-locking : application of waveguide arrays, dual-core fibers, and/or fiber arrays », *Opt. Express*, vol. 13, p. 8933–8950, Oct 2005.
- [89] K. INTRACHAT et J. N. KUTZ, « Theory and simulation of passive mode-locking dynamics using a long period fiber grating », *IEEE J. Quant. Elec*, vol. 39, p. 1572–1578, 2003.
- [90] J. N. KUTZ, B. J. EGGLETON, J. B. STARK et R. E. SLUSHER, « Nonlinear pulse propagation in long-period fiber gratings : Theory and experiment », *IEEE J. Selec. Top. Quant. Elec*, vol. 3, p. 1232–1245, 1997.
- [91] K. TAMURA, H. A. HAUS et E. P. IPPEN, « Self-starting additive pulse mode-locked erbium fiber ring laser », *Electron. Lett.*, 28, vol. 28, p. 2226–2228, 1992.
- [92] H. A. HAUS, E. P. IPPEN et K. TAMURA, « Additive-pulse mode-locking in fiber lasers », *IEEE J. Quant. Elec*, vol. 30, p. 200–208, 1994.
- [93] D. Y. TANG, W. S. MAN et H. Y. TAM, « Stimulated soliton pulse formation and its mechanism in a passively mode-locked fibre soliton laser », *Optics Communications*, vol. 165, no. 4-6, p. 189 – 194, 1999.
- [94] N. AKHMEDIEV et A. ANKIEWICZ, « Dissipative solitons in the complex ginzburg-landau and swift-hohenberg equations », in *Dissipative Solitons* (N. AKHMEDIEV et A. ANKIEWICZ, eds), vol. 661 in *Lecture Notes in Physics*, p. 17–34, Springer Berlin / Heidelberg, 2005.
- [95] W. V. SAARLOOS et P.C.HOHENBERG, « Pulses and fronts in the complex ginzburg-landau equation near a subcritical bifurcation », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 64, p. 749–752, Feb 1990.

- [96] R. J. DESSLER et H. R. BRAND, « Periodic, quasiperiodic, and chaotic localized solutions of the quintic complex ginzburg-landau equation », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 72, p. 478–481, Jan 1994.
- [97] P. KOLODNER, « Drift, shape, and intrinsic destabilization of pulses of traveling-wave convection », *Phys. Rev. A*, vol. 44, p. 6448–6465, Nov 1991.
- [98] M. DENNIN, G. AHLERS et D. CANNELL, « Chaotic localized states near the onset of electroconvection. », *Phys Rev Lett*, vol. 77, p. 2475–2478, sept. 1996.
- [99] Y. KURAMOTO, *Chemical Oscillations, Waves and Turbulence*,. Y. Kuramoto,, 1984.
- [100] P. A. BÉLANGER, « Coupled-cavity mode locking : a nonlinear model », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 8, p. 2077–2081, Oct 1991.
- [101] J. D. MOORES, « On the ginzburg-landau laser mode-locking model with fifth-order saturable absorber term », *Optics Communications*, vol. 96, no. 1-3, p. 65 – 70, 1993.
- [102] W. J. FIRTH et A. J. SCROGGIE, « Optical bullet holes : Robust controllable localized states of a nonlinear cavity », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 76, p. 1623–1626, Mar 1996.
- [103] J. PEY-SCHUAN, W. E. TORRUELLAS, M. HAELTERMAN, S. TRILLO, U. PESCHEL et F. LEDERER, « Solitons of singly resonant optical parametric oscillators », *Opt. Lett.*, vol. 24, p. 400–402, Mar 1999.
- [104] L. F. MOLLENAUER, J. P. GORDON et S. G. EVANGELIDES, « The sliding-frequency guiding filter : an improved form of soliton jitter control », *Opt. Lett.*, vol. 17, p. 1575–1577, Nov 1992.
- [105] S. FAUVE et O. THUAL, « Solitary waves generated by subcritical instabilities in dissipative systems », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 64, p. 282–284, Jan 1990.
- [106] J. M. SOTO-CRESPO, N. N. AKHMEDIEV, V. V. AFANASJEV et S. WABNITZ, « Pulse solutions of the cubic-quintic complex ginzburg-landau equation in the case of normal dispersion », *Phys. Rev. E*, vol. 55, p. 4783–4796, Apr 1997.
- [107] N. N. AKHMEDIEV, A. ANKIEWICZ et J. M. SOTO-CRESPO, « Stable soliton pairs in optical transmission lines and fiber lasers », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 15, p. 515–523, Feb 1998.

- [108] A. KAMAGATE, P. GRELU, P. TCHOFO-DINDA, J. M. SOTO-CRESPO et N. AKHME-DIEV, « Stationary and pulsating dissipative light bullets from a collective variable approach », *Phys. Rev. E*, vol. 79, p. 026609, Feb 2009.
- [109] C. PO-JUI, Y. CHU-SHENG, WU.CHIN-LUNG, T. CHUN-HAO et C. HUNG-CHUN, « Application of pseudospectral methods to optical waveguide mode solvers », in *Integrated Photonics Research and Applications/Nanophotonics for Information Systems*, p. IMG4, Optical Society of America, 2005.
- [110] V. M. PÉREZ-GARCÍA et L. XIAO-YAN, « Numerical methods for the simulation of trapped nonlinear schrödinger systems », *Applied Mathematics and Computation*, vol. 144, no. 2-3, p. 215 – 235, 2003.
- [111] L. LEFORT, J. H. V. PRICE, D. J. RICHARDSON, G. J. SPÜLER, R. PASCHOTTA, U. KELLER, A. R. FRY et J. WESTON, « Practical low-noise stretched-pulse yb3+-doped fiber laser », *Opt. Lett.*, vol. 27, p. 291–293, Mar 2002.
- [112] K. S. ABEDIN, J. T. GOPINATH, L. A. JIANG, M. E. GREIN, H. A. HAUS et E. P. IP-PEN, « Self-stabilized passive, harmonically mode-locked stretched-pulse erbium fiber ring laser », *Opt. Lett.*, vol. 27, p. 1758–1760, Oct 2002.
- [113] M. J. GUY, D. U. NOSKE et J. R. TAYLOR, « Generation of femtosecond soliton pulses by passive mode locking of an ytterbium-erbium figure-of-eight fiber laser », *Opt. Lett.*, vol. 18, p. 1447–1449, Sep 1993.
- [114] A. B. GRUDININ et S. GRAY, « Passive harmonic mode locking in soliton fiber lasers », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 14, p. 144–154, Jan 1997.
- [115] A. HABOUCHA, A. KOMAROV, H. LEBLOND, F. SANCHEZ et G. MARTEL, « Mechanism of multiple pulse formation in the normal dispersion regime of passively mode-locked fiber ring lasers », *Optical Fiber Technology*, vol. 14, no. 4, p. 262 – 267, 2008.
- [116] D. Y. TANG, L. M. ZHAO, B. ZHAO et A. Q. LIU, « Mechanism of multisoliton formation and soliton energy quantization in passively mode-locked fiber lasers », *Phys. Rev. A*, vol. 72, p. 043816, Oct 2005.

- [117] Y. LING-ZHEN, W. YUN-CAI, C. GUO-FU, W. YI-SHAN et Z. WEI, « Ytterbium-doped fiber ring laser in multi-pulse operation », *Optoelectronics Letters*, vol. 3, p. 401–403, 2007.
- [118] L. ZHAO, D. TANG, T. CHENG, C. LU, H. TAM, X. FU et S. WEN, « Passive harmonic mode locking of soliton bunches in a fiber ring laser », *Optical and Quantum Electronics*, vol. 40, p. 1053–1064, 2008.
- [119] D. J. RICHARDSON, R. I. LAMING, D. N. PAYNE, M. W. PHILIPS et V. J. MATSAS, « 320 fs soliton generation with passively mode-locked erbium fibre laser. », *Electron. Lett.*, vol. 27, p. 730–732, 1991.
- [120] F. GUTTY, P. GRELU, N. HUOT, G. VIENNE et G. MILLOT, « Stabilisation of modelocking in fiber ring laser through pulse bunching », *Electron Lett*, p. 745, 2001.
- [121] M. LAI, J. NICHOLSON et W. RUDOLPH, « Multiple pulse operation of a femtosecond Ti : sapphire laser », *Optics Communications*, vol. 142, no. 1-3, p. 45 – 49, 1997.
- [122] M. J. LEDERER, B. LUTHER-DAVIES, H. H. TAN, C. JAGADISH, N. AKHMEDIEV et J. M. SOTO-CRESPO, « Multipulse operation of a Ti : sapphire laser mode locked by an ion-implanted semiconductor saturable-absorber mirror », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 16, p. 895–904, Jun 1999.
- [123] J. M. SOTO-CRESPO, N. AKHMEDIEV, P. GRELU et F. BELHACHE, « Quantized separations of phase-locked soliton pairs in fiber lasers », *Opt. Lett.*, vol. 28, no. 19, p. 1757–1759, 2003.
- [124] V. ROY, M. OLIVIER, F. m. c. BABIN et M. PICHÉ, « Dynamics of periodic pulse collisions in a strongly dissipative-dispersive system », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 94, p. 203903, May 2005.
- [125] V. ROY, M. OLIVIER et M. PICHE, « Pulse interactions in the stretched pulse fiber laser », *Opt. Express*, vol. 13, no. 23, p. 9217–9223, 2005.
- [126] N. AKHMEDIEV, J. SOTO-CRESPO, M. GRAPINET et P. GRELU, « Dissipative soliton interactions inside a fiber laser cavity », *Optical Fiber Technology*, vol. 11, no. 3, p. 209 – 228, 2005.

- [127] B. A. MALOMED, « Collision-induced radiative dynamics and kinetics of driven nonlinear schrödinger solitons », *Phys. Rev. A*, vol. 41, p. 4538–4540, Apr 1990.
- [128] I. M. UZUNOV, R. MUSCHALL, M. GÖLLES, F. LEDERER et S. WABNITZ, « Effect of nonlinear gain and filtering on soliton interaction », *Optics Communications*, vol. 118, no. 5-6, p. 577 – 580, 1995.
- [129] A. SCHWACHE et F. MITSCHKE, « Properties of an optical soliton gas », *Phys. Rev. E*, vol. 55, p. 7720–7725, Jun 1997.
- [130] V. J. MATSAS, D. J. RICHARDSON, T. P. NEWSON et D. N. PAYNE, « Characterization of a self-starting, passively mode-locked fiber ring laser that exploits nonlinear polarization evolution », *Opt. Lett.*, vol. 18, p. 358–360, Mar 1993.
- [131] D. Y. TANG, B. ZHAO, L. M. ZHAO et H. Y. TAM, « Soliton interaction in a fiber ring laser », *Phys. Rev. E*, vol. 72, p. 016616, Jul 2005.
- [132] Z. CHEN et I. BLAKE, « Interacting solitons in erbium fibre laser », *electron. Lett.*, vol. 27, p. 1257–1259, 1991.
- [133] A. GRUDININ, D. RICHARDSON et D. PAYNE., « Passive harmonic mode- locking of a fibre soliton ring laser. », *Electronics Letters*, vol. 29, p. 1860–1861, 1993.
- [134] B. ORTAÇ, A. HIDEUR et M. BRUNEL, « Passive harmonic mode locking with a high-power ytterbium-doped double-cladfiber laser », *Opt. Lett.*, vol. 29, p. 1995–1997, Sep 2004.
- [135] F. AMRANI, A. HABOUCCHA, M. SALHI, H. LEBLOND, A. KOMAROV, PH.GRELU et F. SANCHEZ, « Passively mode-locked erbium-doped double-clad fiber laser operating at the 322nd harmonic », *Opt. Lett.*, vol. 34, p. 2120–2122, Jul 2009.
- [136] A. HABOUCCHA, H. LEBLOND, M. SALHI et a. F. S. ANDREY. KOMAROV, « Coherent soliton pattern formation in a fiber laser », *Opt. Lett.*, vol. 33, p. 524–526, Mar 2008.
- [137] A. HABOUCCHA, H. LEBLOND, M. SALHI, A. KOMAROV et F. SANCHEZ, « Analysis of soliton pattern formation in passively mode-locked fiber lasers », *Phys. Rev. A*, vol. 78, p. 043806, 2008.
- [138] S. RUTZ et F. MITSCHKE, « Towards thermodynamics of solitons : cooling », *J. Opt. B : Quantum Semiclass. Opt.*, vol. 2, 2000.

- [139] S. CHOULI et P. GRELU, « Soliton rains in a fiber laser : An experimental study », *Phys. Rev. A*, vol. 81, p. 063829, Jun 2010.
- [140] F. M. MITSCHKE et L. F. MOLLENAUER, « Experimental observation of interaction forces between solitons in optical fibers », *Opt. Lett.*, vol. 12, p. 355–357, May 1987.
- [141] B. A. MALOMED, « Bound solitons in the nonlinear schrödinger–ginzburg-landau equation », *Phys. Rev. A*, vol. 44, p. 6954–6957, Nov 1991.
- [142] B. A. MALOMED, « Bound solitons in coupled nonlinear schrödinger equations », *Phys. Rev. A*, vol. 45, p. R8321–R8323, Jun 1992.
- [143] B. A. MALOMED, « Bound states of envelope solitons », *Phys. Rev. E*, vol. 47, p. 2874–2880, Apr 1993.
- [144] N. AKHMEDIEV et A. ANKIEWICZ, « Generation of a train of solitons with arbitrary phase difference between neighboring solitons », *Opt. Lett.*, vol. 19, p. 545–547, Apr 1994.
- [145] V. V. AFANASJEV et N. AKHMEDIEV, « Soliton interaction and bound states in amplified-damped fiber systems », *Opt. Lett.*, vol. 20, p. 1970–1972, Oct 1995.
- [146] O. GAT, « Noise induced pulse interaction : The Casimir effect in mode locked lasers », *SIAM Conference on Nonlinear Waves and Coherent Structures philadelphia USA*, 2010.
- [147] O. GAT, « Noise-induced pulse interaction in mode-locked lasers », in *PIERS 2011 Marrakesh*, 2011.
- [148] P. GRELU et J. M. SOTO-CRESPO, « Multisoliton states and pulse fragmentation in a passively mode locked fibre laser », *Journal of optics. B, Quantum and semiclassical optics*, vol. 6, p. 271, 2004.
- [149] S. WABNITZ, « Control of soliton train transmission, storage, and clock recovery by cw light injection », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 13, p. 2739–2749, Dec 1996.
- [150] A. B. GRUDININ, D. J. RICHARDSON et D. N. PAYNE, « Energy quantization in figure eight fibre laser », *Electron. Lett.*, vol. 28, p. 67–68, 1992.

- [151] M. HOROWITZ, Y. BARAD et Y. SILBERBERG, « Noiselike pulses with a broadband spectrum generated from an erbium-doped fiber laser », *Opt. Lett.*, vol. 22, no. 11, p. 799–801, 1997.
- [152] J. P. GORDON, « Dispersive perturbations of solitons of the nonlinear schrödinger equation », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 9, no. 1, p. 91–97, 1992.
- [153] J. M. SOTO-CRESPO, N. AKHMEDIEV et G. TOWN, « Continuous-wave versus pulse regime in a passively mode-locked laser with a fast saturable absorber », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 19, no. 2, p. 234–242, 2002.
- [154] M. L. DENNIS et I. DULING, « Experimental study of sideband generation in femto-second fiber lasers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 30, p. 1469–1477, 1994.
- [155] N. P.C.BECKER et J.R.SIMPSON, *Erbium Doped Fiber Amplifiers fundamentals and technology*. p147 chapter 5-4, 1999.
- [156] M. HOROWITZ, C. MENYUK, T. CARRUTHERS et I. DULING, « Theoretical and experimental study of harmonically modelocked fiber lasers for optical communication systems », *J. Lightwave Technol.*, vol. 18, p. 1565, 2000.
- [157] E. G. SERGEI K. TURITSYN, and, SHAPIRO, S. , M. P. FEDORUK et V. K. MEZENTSEV, « Physics and mathematics of dispersion-managed optical solitons », *C. R. Physique*, vol. 4, p. 145–161, 2003.
- [158] P. V. MAMYSHEV et N. A. MAMYSHEVA, « Pulse-overlapped dispersion-managed data transmission and intrachannel four-wave mixing », *Opt. Lett.*, vol. 24, p. 1454–1456, Nov 1999.
- [159] G. BENTO, F. NEDDAM et S. WABNITZ, « Role of adjacent-pulse overlap in the interaction between dispersion-managed solitons », *Opt. Lett.*, vol. 25, p. 144–146, Feb 2000.
- [160] C. LIN, H. KOGELNIK et L. G. COHEN, « Optical-pulse equalization of low-dispersion transmission in single-mode fibers in the 1.3 1.7- μm spectral region », *Opt. Lett.*, vol. 5, p. 476–478, Nov 1980.

- [161] N. J. SMITH, N. J. DORAN, F. M. KNOX et W. FORYSIAK, « Energy-scaling characteristics of solitons in strongly dispersion-managed fibers », *Opt. Lett.*, vol. 21, p. 1981–1983, Dec 1996.
- [162] M. SUZUKI, I. MORITA, N. EDAGAWA, S. YAMAMOTO, H. TAGA et S. AKIBA, « Reduction of gordon-haus timing jitter by periodic dispersion compensation in soliton transmission », *Electron. Lett.*, vol. 31, p. 2027–2029, 1995.
- [163] M. E. FERMAN, M. J. ANDREJCO, Y. SILBERBERG et A. M. WEINER, « Generation of pulses shorter than 200 fs from a passively mode-locked er fiber laser », *Opt. Lett.*, vol. 18, p. 48–50, Jan 1993.
- [164] R. L. FORK, O. E. MARTINEZ et J. P. GORDON, « Negative dispersion using pairs of prisms », *Opt. Lett.*, vol. 9, p. 150–152, May 1984.
- [165] D. Y. TANG et L. M. ZHAO, « Generation of 47-fs pulses directly from an erbium-doped fiber laser », *Opt. Lett.*, vol. 32, p. 41–43, Jan 2007.
- [166] D. DENG, L. ZHAN, Z. GU, Y. GU et Y. XIA, « 55-fs pulse generation without wave-breaking from an all-fiber erbium-doped ring laser », *Opt. Express*, vol. 17, p. 4284–4288, Mar 2009.
- [167] L. E. NELSON, S. B. FLEISCHER, G. LENZ et E. P. IPPEN, « Efficient frequency doubling of a femtosecond fiber laser », *Opt. Lett.*, vol. 21, p. 1759–1761, Nov 1996.
- [168] A. ALBERT, V. COUDERC, L. LEFORT et A. BARTHEMELY, « High-energy femtosecond pulses from an ytterbium doped fiber laser with a new cavity design », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, p. 416–418, 2004.
- [169] F. ILDAY, J. BUCKLEY, L. KUZNETSOVA et F. WISE, « Generation of 36-femtosecond pulses from a ytterbium fiber laser », *Opt. Express*, vol. 11, p. 3550–3554, Dec 2003.
- [170] H. A. HAUS, K. TAMURA, L. E. NELSON et E. P. IPPEN, « Stretched-pulse additive pulse mode-locking in fiber ring lasers : theory and experiments », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 31, p. 591–598, 1995.
- [171] I. GABITOV, E. G. SHAPIRO et S. K. TURITSYN, « Optical pulse dynamics in fiber links with dispersion compensation », *Optics Communications*, vol. 134, no. 1-6, p. 317 – 329, 1997.

- [172] B. G. BALE, S. BOSCOLO, J. N. KUTZ et S. K. TURITSYN, « Intracavity dynamics in high-power mode-locked fiber lasers », *Phys. Rev. A*, vol. 81, p. 033828, Mar 2010.
- [173] W. CHANG, A. ANKIEWICZ, J. M. SOTO-CRESPO et N. AKHMEDIEV, « Dissipative soliton resonances in laser models with parameter management », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 25, p. 1972–1977, Dec 2008.
- [174] *simulations done using nonlinear propagation code of FiberDesk www.fiberdesk.com.*
- [175] K. C. CHAN et H. F. LIU, « Short pulse generation by higher order soliton-effect compression : effects of optical fiber characteristics », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 31, p. 2226–2235, 1995.
- [176] J. C. DIELS et W. RUDOLPH, *Ultrashort laser pulse phenomena : fundamentals, techniques, and applications on a femtosecond time scale*. Academic press, 2006.
- [177] S. CHOULI, J. M. SOTO-CRESPO et P. GRELU, « Optical spectra beyond the amplifier bandwidth limitation in dispersion-managed mode-locked fiber lasers », *Opt. Express*, vol. 19, p. 2959–2964, Feb 2011.
- [178] A. M. WEINER, « Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators », *Review of Scientific Instruments*, vol. 71, 2000.
- [179] A. M. WEINER, J. P. HERITAGE et E. M. KIRSCHNER, « High-resolution femtosecond pulse shaping », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 5, p. 1563–1572, Aug 1988.
- [180] T. BRIXNER et G. GERBER, « Femtosecond polarization pulse shaping », *Opt. Lett.*, vol. 26, p. 557–559, Apr 2001.