



HAL
open science

Similaritons dans les amplificateurs Raman à fibre optique

Christophe Finot

► **To cite this version:**

Christophe Finot. Similaritons dans les amplificateurs Raman à fibre optique. Physique [physics]. Université de Bourgogne, 2005. Français. NNT : . tel-00011124

HAL Id: tel-00011124

<https://theses.hal.science/tel-00011124v1>

Submitted on 27 Nov 2005

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

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

Thèse

*présentée pour obtenir le grade de
Docteur en Physique*

par **Christophe FINOT**

Doctorant au Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne
Bourse de Docteur Ingénieur CNRS cofinancée par la Région Bourgogne

Similaritons dans les amplificateurs Raman à fibre optique

Thèse soutenue le mardi 4 Octobre 2005, devant la commission d'examen composée de :

Alain BARTHELEMY	Directeur de Recherche CNRS, Université de Limoges	<i>Rapporteur</i>
John DUDLEY	Professeur, Université de Franche-Comté	<i>Examineur</i>
Patrick GEORGES	Directeur de Recherche CNRS, Institut d'Optique, Paris	<i>Rapporteur</i>
Marc HAELTERMAN	Professeur, Université Libre de Bruxelles	<i>Président du jury</i>
Guy MILLOT	Professeur, Université de Bourgogne	<i>Directeur de thèse</i>
Stefan WABNITZ	Professeur, Université de Bourgogne	<i>Examineur</i>

Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne (LPUB), UMR CNRS 5027

Equipe Solitons et Communications Optiques

www.u-bourgogne.fr/LPUB/

Faculté des Sciences Mirande, 9 avenue Alain Savary, BP 47870, 21078 Dijon, France



Thèse

*présentée pour obtenir le grade de
Docteur en Physique*

par **Christophe FINOT**

Doctorant au Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne
Bourse de Docteur Ingénieur CNRS cofinancée par la Région Bourgogne

Similaritons dans les amplificateurs Raman à fibre optique

Thèse soutenue le mardi 4 Octobre 2005, devant la commission d'examen composée de :

Alain BARTHELEMY	Directeur de Recherche CNRS, Université de Limoges	<i>Rapporteur</i>
John DUDLEY	Professeur, Université de Franche-Comté	<i>Examineur</i>
Patrick GEORGES	Directeur de Recherche CNRS, Institut d'Optique, Paris	<i>Rapporteur</i>
Marc HAELTERMAN	Professeur, Université Libre de Bruxelles	<i>Président du jury</i>
Guy MILLOT	Professeur, Université de Bourgogne	<i>Directeur de thèse</i>
Stefan WABNITZ	Professeur, Université de Bourgogne	<i>Examineur</i>

Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne (LPUB), UMR CNRS 5027

Equipe Solitons et Communications Optiques

www.u-bourgogne.fr/LPUB/

Faculté des Sciences Mirande, 9 avenue Alain Savary, BP 47870, 21078 Dijon, France



*à Céline,
à mes parents,*

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier Messieurs H. Berger et J.-P. Champion, directeurs successifs du Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne pour m'avoir offert l'opportunité de travailler au sein de leur structure. Cette thèse n'aurait pu se dérouler sans le soutien financier du Centre National de la Recherche Scientifique et de la région Bourgogne dans le cadre d'une bourse cofinancée de docteur ingénieur.

Je souhaite ensuite exprimer toute ma gratitude aux différents membres du jury, à commencer par Messieurs A. Barthélémy et P. Georges, rapporteurs de ce travail, pour leur lecture attentive et leurs avis de spécialistes. J'adresse notamment tous mes remerciements à Monsieur M. Haelterman pour avoir accepté de présider le jury et pour ne pas avoir hésité à faire le déplacement de Bruxelles malgré le mouvement social important qui a marqué la journée du 4 octobre. J'ai également pu apprécier les remarques pertinentes de J. Dudley et de S. Wabnitz.

Dans ces remerciements, une place toute particulière revient à mon directeur de thèse, Guy Millot, pour m'avoir intégré dans son équipe. Il m'a proposé un sujet extrêmement stimulant et a su se montrer d'une rare disponibilité, et ce malgré un emploi du temps déjà surchargé. Que ce soit pour discuter d'une nouvelle idée, pour résoudre des problèmes expérimentaux ou théoriques ou bien encore pour évoquer des sujets non optiques, il a toujours réussi à trouver un moment. Après avoir profité en tant qu'étudiant en licence de ses qualités d'enseignant, j'ai pu profiter en tant que doctorant de toutes ses qualités de chercheur et également de ses qualités humaines. Grâce à son enthousiasme communicatif, il a maintenu intacte ma motivation durant ces trois années. Je tiens également à le remercier pour la confiance qu'il a su me témoigner durant cette période en m'accordant une certaine liberté dans l'élaboration de mes travaux.

Ce travail sur les similaritons optiques m'a également donné l'occasion de travailler avec nos voisins physiciens de l'Université de Franche-Comté, notamment John Dudley qui a pu me faire profiter de son expérience incomparable sur le sujet et m'apporter un franc soutien lors de l'élaboration de mon projet post-doctoral. Alors qu'à Dijon, nous nous intéressions expérimentalement aux similaritons générés par amplification Raman, John et son doctorant Cyril Billet étudiaient les propriétés des similaritons générés dans l'erbium. Je remercie Cyril, son travail de DEA ayant constitué l'une des bases de cette première année de thèse. J'ai également pu apprécier les compétences de Thibault Sylvestre et Arnaud Mussot.

Toujours au titre des collaborations, je veux remercier Erwan Pincemin pour nous avoir ouvert les portes de France Telecom à Lannion pendant une semaine pour tester dans des conditions réalistes le principe de la régénération par similaritons. Même si les résultats ne furent pas forcément ceux escomptés, ce séjour breton a été extrêmement enrichissant.

Pour revenir en Bourgogne et au Laboratoire de Physique, il y a beaucoup de personnes que je ne peux pas oublier. A commencer par Stéphane Pitois que je n'ai jamais hésité à venir déranger pour avoir un élément de réponse à mes questions les plus pointues, aussi bien

expérimentales qu'informatiques ou théoriques. Ses conseils étaient toujours extrêmement avisés et j'ai pu également remarquer sa très grande efficacité de travail. Autre personne de l'équipe, qui a pu être promu de doctorant à ingénieur de recherches, Julien Fatome. Au cours de ces trois années, j'ai partagé avec lui différents bureaux, toujours dans une ambiance agréable. Une pensée également pour tous les autres membres permanents de l'équipe solitons et communications optiques, Patrice Tchofo-Dinda, Philippe Grelu, Stefano Wabnitz, Christophe Moulin et le dernier venu, Antonio Picozzi. Je ne voudrais pas non plus oublier tous les différents thésards, post-doctorants et autres stagiaires que j'ai pu croiser dans l'équipe. Un mot également pour souligner la compétence indéniable de la responsable administrative du laboratoire, Claudine Jonon, toujours prompte à trouver les solutions les plus rapides pour que l'avancement des travaux de recherche ne soit pas entravé par des questions administratives.

Je voudrais également remercier l'école doctorale Carnot pour les différentes subventions dont j'ai pu bénéficier pour prendre part à des conférences internationales. Durant ces trois années de thèse, j'ai également pu découvrir les joies de l'enseignement, principalement au sein de l'ESIREM. Merci à Patrick Marquié pour m'avoir confié des domaines où je pouvais prendre beaucoup de plaisir à enseigner. Une autre expérience aussi agréable qu'enrichissante a été ma participation à l'Expérimentarium dont le succès doit beaucoup au travail de Lionel Maillot.

Sur un plan plus personnel, j'aimerais ici saluer plus particulièrement quelques doctorants avec lesquels j'ai partagé trois années, à savoir Alexandre, Guillaume et Mélanie. Je leur souhaite bon courage pour la fin de la rédaction, pour la soutenance, et surtout pour toute la suite ! J'aimerai également saluer mes amis, principalement Julie, Natalia et Sébastien, avec qui, même s'ils ont choisi la vie parisienne, j'ai pu garder un lien fort.

Je tiens également à adresser toute ma reconnaissance à mon frère aîné Éric, qui m'a offert la possibilité d'entrer, à à peine 20 ans, dans l'univers d'un laboratoire de recherche universitaire. Ses conseils ont toujours été très pertinents et son aide précieuse. Merci également à son épouse Nadia qui s'occupe si bien de mes deux merveilleux neveux.

Je dédie ce mémoire à mes parents qui m'ont constamment encouragé et soutenu dans mes études et dans mes choix. Ils ont su m'apporter le sens du travail et du sérieux et ont toujours fait de leur mieux pour m'aider à minimiser les problèmes du quotidien.

Je ne peux pas terminer ces remerciements sans évoquer la personne sans doute la plus importante pour moi, Céline. Sa douceur et son sourire bienveillant ont illuminé ces mois de travail. Je la remercie pour toute la patience, toute la disponibilité et la rare compréhension dont elle a pu faire preuve à mon égard.

SOMMAIRE

Introduction	1
Propagation dans une Fibre optique	5
1. Les fibres optiques	5
1.1. Principe des fibres optiques	5
1.2. L'atténuation des fibres optiques	6
1.3. La dispersion	6
1.4. La non-linéarité	7
2. Description physique d'une impulsion lumineuse	8
2.1. Contexte	8
2.2. La Puissance	9
2.3. Le Spectre	10
2.4. Phase et chirp	11
2.5. Impulsion en Limite de Fourier	11
3. La propagation d'une impulsion lumineuse	12
3.1. L'Équation de Schrödinger Non-Linéaire	12
3.2. Régime purement dispersif	13
3.3. Régime purement non linéaire	15
3.4. Méthode de la transformée de Fourier à pas divisés	16
3.5. Exemple d'interaction entre dispersion et effets non-linéaires	18
3.6. Régime solitonique	19
3.7. L'impulsion parabolique	25
4. Conclusion	27
L'Amplification dans les Fibres Optiques Les Similaritons Optiques	29
1. L'amplification optique	29
1.1. Introduction	29
1.2. Méthodes physiques pour amplifier les impulsions	30
2. Amplification d'une impulsion ultra-courte	33
2.1. Introduction	33
2.2. Régime de dispersion anormale	34
2.3. Régime de dispersion normale	34
2.4. Amplification à dérive de fréquence	36
3. Les similaritons optiques	37
3.1. L'auto-similarité	37
3.2. Le Similariton optique	38
3.3. Quelques propriétés	41
3.4. Limites du modèle	41
3.5. Réalisations expérimentales	42
4. Conclusion	44

<i>Similaritons Raman Modélisation et mise en évidence expérimentale</i>	45
1. Introduction	45
2. Paramètres typiques utilisés	45
3. Modélisation numérique	47
3.1. Equation de Schrödinger non-linéaire généralisée	47
3.2. Walk-off et modélisation numérique	48
3.3. Equations couplées	49
3.4. Effets de déplétion de la pompe	50
4. Dispositif expérimental de génération	51
5. Caractérisation d'impulsions en intensité et en phase	52
5.1. Introduction	52
5.2. Montage expérimental de base	53
5.3. Principes des techniques utilisées	54
5.4. Comparaison des différentes méthodes	58
5.5. Conclusion	62
6. Mise en évidence expérimentale des similaritons	62
6.1. Impulsions de sortie	62
6.2. Comparaison avec les simulations numériques	64
7. Conclusion	65
<i>Propriétés des Similaritons Raman</i>	67
1. Introduction	67
2. Influence de l'impulsion initiale	67
2.1. Influence de la forme initiale	67
2.2. Influence de l'énergie initiale	71
3. Influence de l'Amplificateur	73
3.1. Influence de la valeur du gain	74
3.2. Influence de la configuration de pompage	75
4. Similaritons et wave-breaking	82
4.1. Capacité à se propager dans une fibre sans gain	82
4.2. Différence entre wave-breaking et propagation similariton	83
5. Conclusion	85
<i>Interaction et Collision de Similaritons</i>	87
1. Introduction	87
2. Interaction entre similaritons	88
2.1. Introduction	88
2.2. Cas d'un profil de gain constant	88
2.3. Cas d'une amplification Raman	95
2.4. Expériences	96
2.5. Influence de différents paramètres	99
2.6. Conclusion	101
3. Collision de Similaritons optiques	101
3.1. Position du problème	101
3.2. Simulations numériques	104
3.3. Le générateur d'impulsions décalées en fréquence et en temps	108
3.4. Résultats expérimentaux	111
3.5. Conclusion sur la collision de similaritons	114

4. Conclusion	114
<i>Applications des Similaritons Optiques</i>	115
1. Introduction	115
2. Compression de similaritons optiques	115
2.1. Introduction	115
2.2. Résultats analytiques	116
2.3. Méthodes expérimentales	117
2.4. Résultats expérimentaux	118
3. Synthèse d'impulsions par similaritons optiques	119
3.1. Introduction	119
3.2. Différentes techniques de synthèse d'impulsions	120
3.3. Principe de la synthèse à partir de similaritons optiques	124
3.4. Résultats expérimentaux	125
3.5. Influence de l'impulsion initiale	127
3.6. Conclusion	129
4. Régénération optique par similaritons	129
4.1. Introduction	129
4.2. Différentes techniques de régénération tout-optique	129
4.3. Régénération par similaritons	131
4.4. Expérience préliminaire	134
4.5. Test sur un système télécom	140
4.6. Simulations complémentaires	142
4.7. Conclusion sur la régénération par similaritons	144
5. Conclusion	144
<i>Conclusions et Perspectives</i>	147
<i>Travaux réalisés durant cette thèse</i>	151
<i>Notations utilisées</i>	153
<i>Liste des Acronymes</i>	155
<i>Bibliographie</i>	157

INTRODUCTION

En 1845, l'ingénieur écossais J.S. Russell rapporte que le mouvement brusque d'une barge génère une vague de grande amplitude capable de se propager sur une distance inhabituelle tout en conservant sa forme [1]. Une telle observation est reprise par Bazin et Darcy [2], une vingtaine d'années plus tard, en France, dans le canal de Bourgogne, à proximité de Dijon : les ondes hydrodynamiques étudiées montrent une étonnante aptitude à résister aux effets de la dispersion qui induit traditionnellement un étalement de la vague. Une autre illustration, malheureusement à plus grande échelle, de la capacité de ces vagues à parcourir de très longues distances, a tristement marqué les derniers jours de l'année 2004 : un tsunami a alors englouti des dizaines de milliers de victimes sur son passage dans le sud-est de l'Asie. Les effets dévastateurs ont été ressentis à plusieurs milliers de kilomètres de l'épicentre, la vague déferlante ayant conservé son potentiel destructif.

Pour expliquer de telles propriétés, il est indispensable de tenir compte des effets non-linéaires qui interviennent durant la propagation de la vague. La modélisation mathématique de ces effets a alors permis de mettre en évidence un nouveau type d'onde, le soliton. Ce concept ne se restreint pas uniquement à l'étude des ondes hydrodynamiques : il peut être étendu à de nombreux autres domaines de la physique [3], comme la mécanique (*avec l'étude d'une chaîne d'oscillateurs couplés*), l'électronique (*avec l'étude d'une ligne électrique*) ou encore l'optique.

C'est sans nul doute dans ce dernier domaine que le soliton a connu ses plus grands succès. Les effets non-linéaires ont en effet tenu un rôle grandissant dans l'optique de la seconde moitié du vingtième siècle, en particulier grâce à l'apparition du laser [4, 5] qui a rendu possible l'utilisation d'une onde cohérente de forte intensité. Des manifestations, tel l'effet Kerr ou bien l'effet Pockels, de la non-linéarité de certains matériaux excités par de fortes puissances ont alors pu être observées. De manière similaire au soliton hydrodynamique, plusieurs exemples de solitons optiques ont pu être démontrés. Divers types de solitons optiques spatiaux ont ainsi été reportés, pour lesquels la non-linéarité contrebalance la diffraction naturelle d'un faisceau laser [6]. Un support privilégié a permis, quant-à-lui, de mettre en évidence des solitons temporels : il s'agit de la fibre optique, mise au point dans les années 1970 [7] et sans laquelle les réseaux de télécommunications optiques actuels n'existeraient pas. La non-linéarité de la silice constituant la fibre peut alors s'opposer à la dispersion temporelle des impulsions [8, 9]. Les impulsions se propagent alors inchangées sur des dizaines de kilomètres, la seule limite résidant dans l'atténuation des fibres qui diminue progressivement la puissance crête de l'impulsion.

Même si elle est faible (*0.2 dB/km pour les fibres actuelles*), l'atténuation des fibres freinait donc l'amélioration des performances des systèmes de communications optiques, rendant indispensable une reconversion à intervalles réguliers du signal optique en un signal électrique pour une réamplification. Une solution efficace est alors apparue en 1987 [10-12] avec la mise au point des premiers amplificateurs optiques à fibres dopées terres-rares, éléments maintenant standards des télécommunications longues distances. Malheureusement, la phase d'amplification dégrade l'impulsion, en particulier pour des impulsions ultra-courtes (*d'une durée inférieure à la dizaine de*

picosecondes) de forte puissance. En effet, le gain, la dispersion et la non-linéarité interagissent alors pour modifier de manière importante les propriétés de l'impulsion initiale. Suivant le régime de dispersion de la fibre, des comportements très différents seront observés. Dans le cas d'une dispersion anormale, l'impulsion se comprimera avant d'éclater. Dans le cas d'une dispersion normale, l'impulsion, au contraire, s'élargira progressivement et sa forme évoluera asymptotiquement vers un profil d'intensité parabolique avec une dérive de fréquence linéaire de pente positive [13]. L'impulsion optique peut alors être recomprimée temporellement de manière efficace par un dispositif compensant cette dérive de fréquence [14] de façon à obtenir des impulsions ultra-brèves avec des puissances crêtes considérables. Avec de telles performances, les applications dépassent le cadre des télécommunications optiques et il devient dès lors envisageable de substituer aux lasers solides traditionnels des montages totalement fibrés, moins coûteux et bien plus simples d'usage.

Pour mieux comprendre l'évolution d'une impulsion dans une fibre optique, l'équation de Schrödinger non-linéaire est un outil précieux. Cette équation prenant en compte les effets dispersifs et la non-linéarité Kerr avait déjà pu prédire avec précision le comportement des solitons optiques dans une fibre à dispersion anormale [15, 16]. Pour modéliser l'amplification optique, un terme de gain est introduit. L'équation n'a plus alors, sous cette forme, de solutions exactes. Le recours à des techniques d'analyse auto-similaire a alors permis à Fermann *et al.* [14] de proposer en 2000 une expression mathématique de l'impulsion optique s'amplifiant dans une fibre à dispersion normale. Ce nouveau type d'impulsion a la particularité notable de conserver sa forme parabolique inchangée, tout en subissant une croissance simultanée de sa puissance crête et de sa durée temporelle. Un tel comportement est une belle illustration d'une évolution auto-similaire, concept qui a déjà été mis en évidence dans de nombreuses branches des sciences, que ce soit la biologie, les mathématiques ou bien la physique (*les phénomènes fractals sont un exemple d'auto-similarité* [17, 18]). Dans ces conditions, un nom pour qualifier ces impulsions paraboliques s'est naturellement imposé : **le similariton optique**.

Ce mémoire rapporte les travaux effectués au Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne dans le groupe Solitons et Communications Optiques dirigé par le Professeur Guy Millot. Le sujet qui m'a été confié en novembre 2002, à savoir la génération de similaritons optiques dans un amplificateur Raman à fibre optique, a pu voir le jour grâce à une collaboration entre Guy Millot et le Professeur John Dudley du Laboratoire d'Optique P.M. Duffieux (*Institut Femto*) de l'Université de Franche-Comté. Les objectifs initiaux étaient d'une part de générer les premiers similaritons aux longueurs d'ondes des télécommunications optiques, et d'autre part de montrer que l'utilisation de fibre dopées terres-rares n'était pas indispensable. En utilisant comme processus d'amplification l'effet Raman, nous avons pu mettre en évidence la génération de similaritons (*appelés similaritons Raman*) aux longueurs d'ondes des télécommunications optiques dans des fibres conventionnelles à dispersion normale en utilisant uniquement des dispositifs disponibles commercialement [19].

L'utilisation d'un dispositif de caractérisation de type FROG [20] (*Frequency Resolved Optical Gating*) nous a permis d'étudier précisément les propriétés des profils d'intensité et de chirp du similariton Raman. Ces résultats expérimentaux ont alors pu être comparés aux prédictions théoriques basées sur l'intégration numérique de l'équation de Schrödinger non-linéaire généralisée [21]. Une étude approfondie de l'influence des paramètres de l'impulsion et de l'amplificateur nous a permis de vérifier expérimentalement plusieurs propriétés fondamentales des similaritons et de bien cerner la dynamique d'une impulsion isolée. L'étape suivante a alors été l'analyse théorique et expérimentale de l'évolution, dans un amplificateur, de deux impulsions similaritons de fréquences centrales identiques

ou non. Nous avons finalement proposé deux nouvelles applications originales des similaritons optiques, dans les domaines de la mise en forme d'impulsions et de la régénération optique de signaux télécom à haut-débit.

Ce mémoire se divisera en trois grandes parties, chacune composée de 2 chapitres.

La première partie permettra de rappeler les concepts régissant la propagation et l'amplification d'une impulsion dans une fibre optique. Le premier chapitre présentera ainsi les principaux effets auxquels sont soumis des impulsions se propageant dans une fibre optique passive. Après avoir introduit les différentes propriétés caractéristiques d'une impulsion, nous montrerons comment la dispersion et la non-linéarité agissent sur une impulsion. A partir de simulations numériques basées sur l'équation de Schrödinger non-linéaire, nous mettrons notamment en évidence le fait qu'une impulsion se propageant dans une fibre à dispersion normale est profondément altérée par le "wave-breaking optique". Les solitons noirs ou gris, sont alors les seules impulsions capables de se propager sans changement. Nous introduirons également l'impulsion parabolique, qui, malgré la modification de ses paramètres caractéristiques, conserve néanmoins sa forme globale. Le second chapitre abordera le problème de l'amplification optique. Après avoir décrit les différentes techniques d'amplification par fibre optique, nous montrerons comment une impulsion se déforme et acquiert notamment, dans un amplificateur à dispersion normale, une forme parabolique. Cette forme sera précisée analytiquement en utilisant les techniques auto-similaires et les limites du modèle seront discutées.

La seconde partie de ce mémoire présentera le travail théorique et expérimental concernant la génération et la caractérisation de similaritons Raman. Le chapitre 3 évoquera ainsi les résultats expérimentaux obtenus dans un amplificateur Raman basé uniquement sur du matériel disponible commercialement aux longueurs d'ondes télécom. Plusieurs techniques de caractérisation en amplitude et en phase seront comparées et permettront de mettre en évidence les premiers similaritons générés par effet Raman. Ces résultats ont été confrontés avec succès aux prédictions théoriques basées sur l'intégration numérique de l'équation de Schrödinger non-linéaire généralisée. Le chapitre 4 présente une étude détaillée de la dépendance des impulsions similaritons vis-à-vis des propriétés des impulsions initiales (*forme et énergie*) et des paramètres de l'amplificateur (*gain et configuration de pompe*). Cette étude a permis notamment de souligner la différence entre la propagation d'une impulsion similariton et l'évolution d'une impulsion soumise au wave-breaking.

La dernière partie est plus orientée vers les applications des similaritons optiques. Mais avant d'envisager les applications concrètes des similaritons, nous présenterons, dans le chapitre 5, l'évolution d'une paire d'impulsions. Nous avons alors examiné théoriquement et expérimentalement la situation où les deux impulsions initiales ont la même fréquence centrale. Dans ce cas, l'élargissement progressif des similaritons conduit à un recouvrement des deux similaritons. Si les fréquences centrales sont différentes, les deux similaritons ne se propagent pas à la même vitesse et pourront ainsi entrer en collision. Le chapitre 6 clos ce mémoire en présentant les applications des similaritons optiques. En effet, les similaritons ont généré, dès leur mise en évidence expérimentale, un vif intérêt pour leurs applications potentielles dans le domaine de la génération d'impulsions ultracourtes de forte puissance. Comme leurs homologues obtenus par amplification par fibre dopée terre-rare, les similaritons Raman peuvent ainsi être efficacement comprimés. Nous nous sommes également efforcés d'exploiter les particularités des similaritons dans deux autres domaines. Nous avons ainsi pu proposer une technique originale de mise en forme d'impulsions par filtrage spectral de similaritons

optiques. Les résultats expérimentaux montrent alors une grande stabilité de l'impulsion mise en forme vis-à-vis d'un changement des propriétés de l'impulsion initiale. Les similaritons sont également mis à profit concernant la régénération optique d'un signal télécom à haut-débit. Nous avons montré numériquement et expérimentalement qu'en découpant spectralement le spectre élargi des similaritons, nous pouvons éliminer l'un des effets dégradant la qualité des communications à haut-débit, à savoir l'apparition d'impulsions fantômes.

PROPAGATION DANS UNE FIBRE OPTIQUE

Nous introduisons dans cette partie les concepts physiques auxquels répond la propagation d'une impulsion dans une fibre optique. Nous présenterons ainsi les principales propriétés des fibres optiques, les quantités caractéristiques des impulsions optiques, l'influence des effets linéaires et non-linéaires et la façon de modéliser la propagation d'une impulsion dans une fibre optique. Nous verrons comment la forme d'une impulsion se propageant dans une fibre à dispersion normale se dégrade en raison du wave-breaking optique et comment certaines impulsions particulières, appelées solitons optiques, brillants ou sombres, sont capables de se propager sans se déformer. Nous introduirons également les propriétés des impulsions paraboliques.

1. LES FIBRES OPTIQUES

1.1. Principe des fibres optiques

Les fibres optiques, en permettant les communications à très longue distance et à des débits jusqu'alors impossibles, sont l'élément clef de la révolution des télécommunications optiques. Les fibres optiques à saut d'indice sont des guides d'onde dont la section et le profil d'indice sont représentés de façon schématisée Figure 1. Elles sont composées d'un diélectrique de rayon a , d'indice n_c constituant le cœur optique, entouré d'une gaine optique constituée d'un cylindre diélectrique concentrique d'indice n_g et de rayon b [7]. L'ensemble est généralement recouvert d'une gaine plastique de protection.

Le guidage de la lumière dans le cœur est obtenu lorsque son indice est légèrement supérieur à celui de la gaine optique (*une différence d'indice de quelques 10^{-3} est suffisante*). Le matériau employé est un verre de silice fondue, et la différence d'indice entre cœur et gaine est contrôlée par l'adjonction de dopants comme le Germanium.

Les fibres utilisées dans nos travaux sont toutes de symétrie de révolution, si bien qu'elles n'introduisent pas de propriétés de polarisation particulières. Nous utiliserons des fibres à saut d'indice où l'indice, supposé homogène dans le cœur et dans la gaine, varie de façon discontinue au passage de l'un à l'autre. Les dimensions de la fibre, typiquement quelques microns pour le cœur, sont choisies de façon à ce qu'elle soit monomode aux longueurs d'ondes télécom : seul le mode fondamental pourra se propager dans la fibre [21].

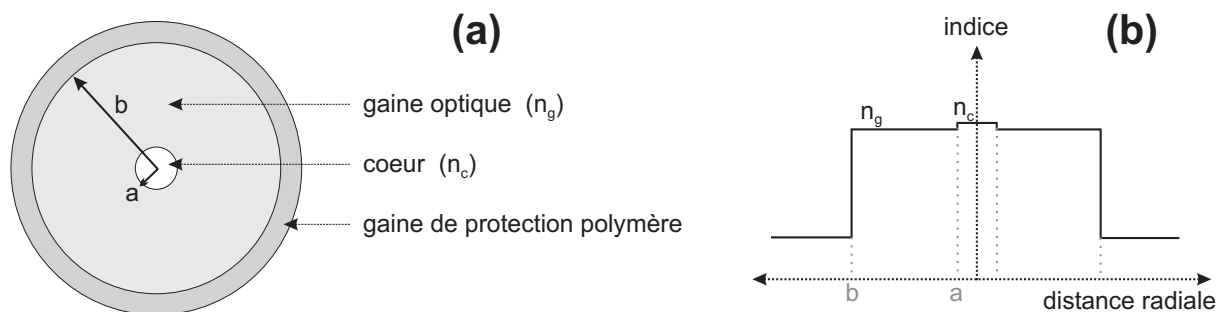


Figure 1 : (a) Coupe d'une fibre optique montrant les différentes régions la composant : cœur, gaine optique et gaine de protection. (b) Profil d'indice de la fibre optique.

1.2. L'atténuation des fibres optiques

Le principal atout des fibres optiques est une atténuation extrêmement faible. Cette atténuation, dépendante de la longueur d'onde, connaît un minimum autour de 1550 nm, ce qui fait de cette plage de longueurs d'ondes la plage privilégiée pour les communications optiques.

Soient P_0 et P_L les puissances à l'entrée et à la sortie d'une fibre de longueur L . L'atténuation linéaire se traduit alors par une décroissance exponentielle de la puissance en fonction de la longueur de fibre : $P_L = P_0 e^{-\alpha L}$ où α est le coefficient d'atténuation linéaire. On utilise souvent le coefficient α_{dB} exprimé en $[dB].[km]^{-1}$ et relié à α par :

$$\alpha_{dB} = -\frac{10}{L} \log\left(\frac{P_L}{P_0}\right) = 4.343 \alpha. \quad (1)$$

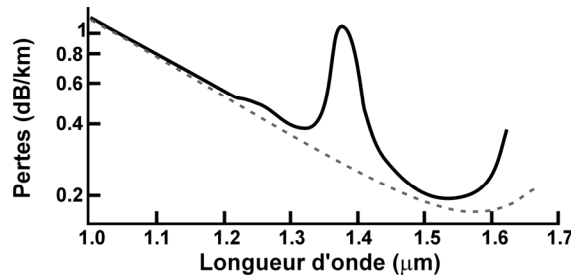


Figure 2 : Evolution de l'atténuation d'une fibre optique en fonction de la longueur d'onde. Les pertes mesurées expérimentalement (ligne continue) sont comparées à la limite théorique imposée par la diffusion Rayleigh (traits pointillés) [22]. Le pic d'absorption observé vers 1.4 μm est caractéristique des ions OH^- présents dans la fibre. Les derniers progrès dans le domaine de la synthèse des verres rendent désormais possible la suppression de ce pic.

De nos jours, la maîtrise des procédés de fabrication des fibres permet d'atteindre une atténuation aussi faible que $\alpha_{dB} = 0.2 \text{ dB.km}^{-1}$ à 1550 nm [21]. Il est à noter que le signal subira des pertes supplémentaires à chaque connexion entre fibres, que ce soit par des traverses ou bien par soudure, cette dernière technique réduisant très fortement ces pertes.

1.3. La dispersion

Lorsqu'une onde électromagnétique se propage dans un milieu diélectrique, sa vitesse de propagation dépend généralement de sa fréquence ω , propriété que l'on appelle dispersion chromatique [23]. L'indice de réfraction n du matériau varie ainsi avec la fréquence : $n = n(\omega)$. Pour caractériser cette dépendance, on utilise généralement le paramètre D , dispersion du matériau en fonction de la longueur d'onde λ , exprimé en $[\text{ps}].[km]^{-1}.[\text{nm}]^{-1}$ et défini par :

$$D(\lambda) = \frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}. \quad (2)$$

La silice amorphe connaît une dispersion nulle à la longueur d'onde de 1.27 μm . Mais les propriétés de guidage d'une fibre influent sur cette valeur et il est possible, en jouant sur le profil de dopage de la fibre, de faire varier les propriétés de dispersion. Ainsi, si la fibre la plus utilisée a une dispersion d'environ $17 \text{ ps.km}^{-1}.\text{nm}^{-1}$ à 1550 nm, des fibres de dispersion négative existent également, comme la DCF où la dispersion peut atteindre $-90 \text{ ps.km}^{-1}.\text{nm}^{-1}$.

La pente de la dispersion S_D , exprimée en $[\text{ps}].[km]^{-1}.[\text{nm}]^{-2}$, caractérise l'évolution de D :

$$S_D(\lambda) = \frac{dD}{d\lambda}. \quad (3)$$

Si l'on peut modifier facilement la valeur de D , il est à noter que, pour la plupart des fibres conventionnelles, S_D a une valeur positive de l'ordre de $0.06 \text{ ps.km}^{-1}.\text{nm}^{-2}$.

En introduisant la constante de propagation β définie par $\beta(\omega) = n \omega / c$ avec c vitesse de la lumière dans le vide, un développement limité en série de Taylor de β autour d'une fréquence centrale ω_0 conduit à :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1 (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_2 (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \beta_3 (\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (4)$$

$$\text{avec } \beta_0 = \beta(\omega_0) \text{ et } \beta_m = \left. \frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right|_{\omega=\omega_0} \quad (m = 1, 2 \dots).$$

β_1 est l'inverse de la vitesse de groupe de l'onde. β_2 traduit le fait que deux fréquences voisines voient une vitesse de groupe différente, effet que l'on dénomme dispersion de vitesse de groupe (DVG). Une fibre présentant une valeur de β_2 positive (ou bien D négatif) est appelée fibre à dispersion normale et une fibre dont β_2 serait négatif (soit D positif) est dite à dispersion anormale.

Les liens entre les quantités β_2 , β_3 et D et S_D sont :

$$\beta_2 = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} D \quad (5)$$

$$\beta_3 = 1000 \left(\frac{\lambda^2}{2\pi c} \right)^2 \left(S_D + \frac{2}{\lambda} D \right). \quad (6)$$

1.4. La non-linéarité

Nous avons vu que l'indice du matériau varie suivant la fréquence ω . Cet indice varie également en fonction de l'intensité lumineuse. En effet, lorsqu'une onde lumineuse se propage dans un milieu diélectrique, le champ électrique incident induit un déplacement de charges et une polarisation P au sein de ce matériau. Lorsque l'amplitude du champ incident devient importante, la réponse du matériau n'est alors plus simplement proportionnelle au champ initial mais fait intervenir différents harmoniques et sera qualifiée de non-linéaire.

En supposant la fibre isotrope et le champ électrique initial E polarisé rectilignement, la polarisation résultant de l'interaction onde-matière peut alors s'exprimer sous la forme d'un développement en série de puissance de E . Cette série est généralement vue comme la somme de deux contributions : un premier terme dit linéaire P_L , car proportionnel au champ incident et un deuxième terme qualifié de non-linéaire P_{NL} , car proportionnel à des ordres supérieurs de E . La polarisation prend finalement la forme suivante :

$$P = P_L + P_{NL} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E + \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} |E|^2 E + \dots, \quad (7)$$

où $\chi^{(1)}$ et $\chi^{(3)}$ sont les susceptibilités d'ordre 1 et 3 de la silice. La susceptibilité d'ordre 2 $\chi^{(2)}$ est absente du développement (7) car la silice amorphe est un matériau centrosymétrique.

L'équation (7) peut se mettre sous la forme :

$$P = \varepsilon_0 \left[\chi^{(1)} + \varepsilon_{NL} \right] E \quad \text{avec} \quad \varepsilon_{NL} = \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} |E|^2. \quad (8)$$

Sachant que la polarisation et l'indice de réfraction sont étroitement liés par la relation de Maxwell $D = n^2 E = \varepsilon_0 E + P$, on en déduit l'expression de l'indice de réfraction n en posant $n_0 = \sqrt{1 + \chi^{(1)}}$:

$$n^2 = 1 + \chi^{(1)} + \varepsilon_{NL} = (n_0 + \Delta n_{NL})^2 \approx n_0^2 + 2 n_0 \Delta n_{NL} \quad (9)$$

d'où

$$n(\omega, |E|^2) = n_0(\omega) + n_2 |E|^2 \quad \text{et} \quad n_2 = \frac{3}{8} \frac{\chi^{(3)}}{n_0}, \quad (10)$$

avec n_2 l'indice de réfraction non-linéaire.

Dans la relation (10), nous pouvons voir clairement que la partie linéaire de la polarisation est responsable de la dépendance de l'indice de réfraction vis-à-vis de la fréquence (*phénomène de dispersion chromatique déjà évoqué paragraphe 1.3*), tandis que la partie non-linéaire engendre une dépendance de l'indice vis-à-vis de l'intensité $|E|^2$, phénomène connu sous le nom d'effet Kerr optique.

Par la suite, nous utiliserons, en particulier dans l'équation de Schrödinger non-linéaire (*cf. partie 3.1*), le coefficient non-linéaire γ qui est relié à n_2 par :

$$\gamma = \frac{2 n_2}{\epsilon_0 c^2 n_0} \frac{\omega_0}{A_{eff}} \quad (11)$$

avec A_{eff} 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 grâce à la distribution $\phi(x,y)$ du mode de propagation :

$$A_{eff} = \frac{\left(\iint_{\mathbb{R}^2} |\phi(x,y)|^2 dx dy \right)^2}{\iint_{\mathbb{R}^2} |\phi(x,y)|^4 dx dy}. \quad (12)$$

Dans la silice, la valeur de l'indice non-linéaire n_2 (*typiquement de l'ordre de $2.2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ dans une fibre standard aux longueurs d'ondes télécom*) est relativement faible, mais le confinement de l'onde est élevé (A_{eff} de l'ordre de $20\text{-}80 \mu\text{m}^2$) et les distances d'interaction importantes (*de quelques mètres à plusieurs milliers de kilomètres*). Les effets de la non-linéarité seront donc loin d'être négligeables. Les fibres optiques sont ainsi devenues l'un des supports privilégiés de l'étude des phénomènes non-linéaires.

Nous n'avons évoqué ici que l'effet Kerr. Mais d'autres effets non-linéaires peuvent intervenir [21, 24], comme les effets Raman et Brillouin qui impliquent les modes de vibration du matériau respectivement associés aux branches optiques et acoustiques de la courbe de dispersion.

Ces modes de vibration, ou phonons, correspondent à des vibrations intra-moléculaires pour l'effet Raman et à des vibrations inter-moléculaires pour l'effet Brillouin. Ainsi, une partie de l'énergie lumineuse incidente à la fréquence ω_0 est convertie aux fréquences $\omega_0 - \Omega$ (*raie Stokes*) et $\omega_0 + \Omega$ (*raie anti-Stokes*). La fréquence Ω est déterminée par le type de mode vibrationnel en jeu. Typiquement, $\Omega_R = 13,2 \text{ THz}$ pour l'effet Raman et $\Omega_B = 10 \text{ GHz}$ pour l'effet Brillouin. Quatre fréquences peuvent ainsi être générées par un processus spontané : $\omega_0 - \Omega_R$, $\omega_0 - \Omega_B$, $\omega_0 + \Omega_R$, $\omega_0 + \Omega_B$. Lorsque l'intensité de l'onde incidente n'est plus négligeable, on peut assister à un processus stimulé, où l'énergie est alors continuellement convertie des hautes aux basses fréquences. La raie Stokes voit alors un gain positif au détriment de la raie anti-Stokes.

2. DESCRIPTION PHYSIQUE D'UNE IMPULSION LUMINEUSE

2.1. Contexte

La propagation de la lumière peut se décrire physiquement à partir de l'évolution des champs électriques et magnétiques la composant, évolution régie par les équations de Maxwell [25]. Considérons une fibre monomode non biréfringente et supposons le champ électrique \vec{E} confiné dans le mode fondamental linéairement polarisé LP₀₁ [21] tel que $\vec{E} = E(x,y,z,t) \vec{e}_\perp$ avec \vec{e}_\perp un vecteur

unitaire perpendiculaire à la direction de propagation \vec{e}_z . Le champ électrique peut alors se mettre sous la forme :

$$\begin{aligned} E'(x, y, z, t) &= E(x, y, z, t) \cos(\beta_0 z - \omega_0 t) \\ &= \frac{1}{2} \left\{ E(x, y, z, t) e^{i(\beta_0 z - \omega_0 t)} + E^*(x, y, z, t) e^{-i(\beta_0 z - \omega_0 t)} \right\}. \end{aligned} \quad (13)$$

$E(x, y, z, t)$ est l'amplitude du champ électrique dans l'hypothèse de l'enveloppe lentement variable. Cette approximation sera toujours valide pour les impulsions que nous allons utiliser et pour lesquelles les évolutions temporelles de l'enveloppe ont une durée nettement supérieure à la période d'un cycle $2\pi/\omega_0$ de la porteuse : à 1550 nm, la fréquence de la porteuse optique étant de 193 THz, une impulsion de 1 ps est ainsi composée de plus de 200 cycles. Le spectre temporel de l'impulsion ainsi que ses nombres d'ondes sont alors respectivement centrés autour de ω_0 et β_0 , ce qui justifie le développement en série de Taylor utilisé dans l'équation (4).

Il est mathématiquement possible de séparer l'évolution longitudinale et temporelle de l'évolution transverse du champ électrique en écrivant $E(x, y, z, t) = \psi(z, t) \phi(x, y)$. ϕ est la distribution transverse du champ électrique qui sera dans le cas d'un mode LP₀₁ très proche d'une forme gaussienne [21]. ψ , enveloppe complexe du champ électrique, est la donnée qui va retenir toute notre attention. En effet, une impulsion lumineuse sera caractérisée par son amplitude complexe $\psi(z, t)$ dont nous étudions numériquement et expérimentalement l'évolution. Cette partie est pour nous l'occasion d'introduire plusieurs quantités liées à l'évolution temporelle $\psi(t)$ (z est alors fixé), quantités que nous utiliserons régulièrement tout au long de ce mémoire.

2.2. La Puissance

Présentons tout d'abord la puissance temporelle $P(t)$ de l'impulsion dont l'unité est le Watt [W]. Pour des durées d'impulsion de l'ordre de la nanoseconde, cette information peut être visualisée directement à l'aide d'une photodiode reliée à un oscilloscope. Quand la durée des impulsions se réduit, le temps de réponse de l'électronique limite la qualité des observations, si bien qu'il devient indispensable de recourir à d'autres techniques pour atteindre cette caractéristique. Nous étudierons en détail ces techniques dans le chapitre 3, partie 5.

Mathématiquement, l'amplitude complexe $\psi(t)$ a été normalisée de façon à ce que :

$$P(t) = \psi^*(t) \psi(t) . \quad (14)$$

Nous représentons Figure 3 trois profils de puissance sur lesquels nous aurons particulièrement l'occasion de revenir au cours de ce travail. Les profils de puissance gaussiens et sécante-hyperboliques sont ainsi fréquemment rencontrés expérimentalement, les lasers traditionnels ou les modulateurs utilisés en télécommunications délivrant des impulsions proches de ces formes. Nous exploiterons un peu plus tard la forme gaussienne pour réaliser quelques calculs analytiques [21]. La sécante hyperbolique correspond, quant à elle, au profil caractéristique des solitons brillants [16]. Nous verrons enfin, par la suite, que la forme parabolique correspond au profil en puissance d'un similariton optique [14].

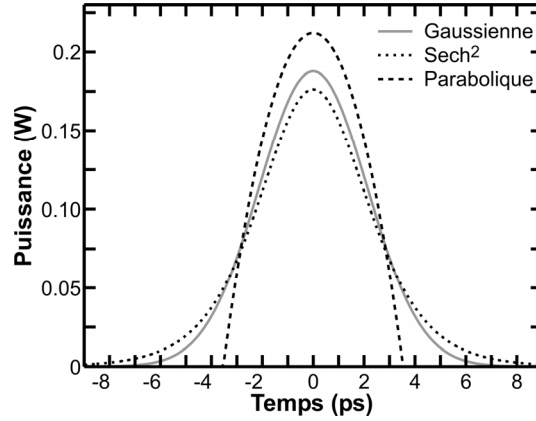


Figure 3 : Profil de puissance de trois impulsions de forme gaussienne, sécante-hyperbolique et parabolique. Les trois impulsions ont la même largeur $T_{FWHM} = 5$ ps et la même énergie $U = 1$ pJ.

Ces trois profils d'intensité sont caractérisés par un paramètre temporel T_C qui peut être relié, à une constante multiplicative k_1 près, à T_{FWHM} , la largeur totale à mi-hauteur de l'impulsion (*Full Width at Half Maximum*) :

$$T_{FWHM} = k_1 T_C . \quad (15)$$

La relation reliant la puissance crête P_C de ces impulsions à leur énergie U est :

$$U = \int_{-\infty}^{\infty} P(t) dt = k_2 P_C T_C . \quad (16)$$

Forme	Gaussienne	Sécante hyperbolique	Parabolique
Expression	$P(t) = P_C \exp \left[-\left(\frac{t}{T_C} \right)^2 \right]$	$P(t) = P_C \operatorname{sech}^2(t/T_C)$	$P(t) = P_C \left[1 - \left(\frac{t}{T_C} \right)^2 \right]$
k_1	$2\sqrt{\ln(2)}$	$2 \ln(1 + \sqrt{2})$	$\sqrt{2}$
k_2	$\sqrt{\pi}$	≈ 2	$4/3$

Tableau 1 : Expression mathématique de différents profils de puissance et de leurs coefficients caractéristiques.

2.3. Le Spectre

Le spectre est une quantité qui présente l'avantage d'être directement visualisable à l'aide d'un analyseur de spectre optique et cela d'autant plus facilement que l'impulsion sera brève.

Mathématiquement, le spectre d'une impulsion est défini par la quantité suivante :

$$S(\omega) \propto \tilde{\psi}^*(\omega) \tilde{\psi}(\omega) \quad (17)$$

où $\tilde{\psi}(\omega)$ représente la transformée de Fourier \mathcal{F} de $\psi(t)$ avec les conventions suivantes :

$$\tilde{\psi}(\omega) = \mathcal{F}(\psi(t)) = \int_{-\infty}^{\infty} \psi(t) e^{i\omega t} dt \quad \text{et} \quad \psi(t) = \mathcal{F}^{-1}(\tilde{\psi}(\omega)) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\psi}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (18)$$

Nous retiendrons cette convention pour toute la suite des travaux présentés dans cette thèse. A noter que $S(\omega) \neq \tilde{P}(\omega)$ où $\tilde{P}(\omega)$ représente la transformée de Fourier de $P(t)$.

2.4. Phase et chirp

$\psi(t)$ et $\tilde{\psi}(\omega)$ sont des quantités complexes et peuvent donc être mises sous la forme :

$$\psi(t) = \sqrt{P(t)} e^{i\varphi(t)} \quad \text{et} \quad \tilde{\psi}(\omega) = \sqrt{S(\omega)} e^{i\varphi(\omega)} \quad (19)$$

avec $\varphi(t)$ et $\varphi(\omega)$ les phases temporelles et spectrales respectivement de l'impulsion.

Considérons le cas d'une phase temporelle dont on pourrait développer l'expression en série de Taylor autour de l'origine :

$$\varphi(t) \approx \varphi_0 + \varphi_1 t + \varphi_2 t^2 + \varphi_3 t^3 + \dots + \varphi_i t^i + \dots, \quad (20)$$

avec φ_i les coefficients du développement à l'ordre i . φ_0 représente la phase absolue de l'impulsion. Vu le nombre élevé de cycles qui composent une impulsion optique dans l'approximation de l'enveloppe lentement variable, l'intérêt de connaître précisément la valeur absolue de la phase est en pratique, pour nous, assez réduit. Quant à la quantité $\varphi_1 t$, elle peut être reliée à un décalage ("*shift*") fréquentiel de l'impulsion.

Pour s'affranchir de φ_0 et $\varphi_1 t$, nous allons considérer préférentiellement la quantité suivante :

$$\delta\omega(t) = -\frac{d\varphi(t)}{dt}. \quad (21)$$

φ_0 sera alors totalement éliminé et le décalage fréquentiel $\varphi_1 t$ se traduit uniquement par un terme constant φ_1 . Mais l'intérêt de $\delta\omega(t)$ réside surtout dans sa signification physique : $\delta\omega(t)$ représente la fréquence instantanée de l'impulsion (sa "*couleur*" instantanée [26]), également appelée "glissement de fréquence" ou plus usuellement "chirp temporel".

Un cas particulier fréquemment rencontré est celui d'un chirp temporel linéaire qui correspond à une phase quadratique de la forme :

$$\varphi(t) = \varphi_0 - \frac{C}{2} t^2. \quad (22)$$

On appelle alors "coefficient de chirp" la constante C (qui correspond à la pente constante du chirp). Dans ces conditions, la fréquence instantanée varie linéairement le long de l'impulsion. Nous verrons, dans la partie 3.2.2, l'exemple du chirp linéaire qui apparaît, en raison de la dispersion, lors de la propagation d'une impulsion gaussienne : pour une dispersion normale, la fréquence instantanée croît ainsi linéairement avec t , faisant que les basses fréquences se situent en tête de l'impulsion et les hautes fréquences sur le front descendant de l'impulsion.

La notion de "chirp temporel" a son équivalent dans le domaine spectral, avec le "chirp spectral" $\delta t(\omega)$ défini par :

$$\delta t(\omega) = \frac{d\varphi(\omega)}{d\omega}. \quad (23)$$

2.5. Impulsion en Limite de Fourier

Le terme d'impulsion en "Limite de Fourier" est fréquemment employé. Ce qualificatif désigne l'impulsion la plus brève qu'il soit possible de générer à partir d'un profil d'intensité spectral donné [27]. Cela correspond à un produit de la largeur temporelle T_{FWHM} par la largeur fréquentielle F_{FWHM} qui est minimum. Ainsi, une impulsion en limite de Fourier sera généralement synonyme d'une impulsion de qualité dont les profils temporel et spectral n'ont pas été affectés par la dispersion, la non-linéarité ou bien tout autre effet perturbatif.

Il est possible de montrer mathématiquement [28] que cette condition correspond à une impulsion dont toutes les composantes spectrales sont en phase, i.e. une impulsion dont le chirp

spectral $\delta\hat{t}(\omega)$ est nul. Dans le cas d'une impulsion de spectre symétrique, cela équivaut à un profil temporel de chirp $\delta\omega(t)$ nul.

La valeur du produit $T_{FWHM} \times F_{FWHM}$ d'une impulsion en limite de Fourier dépend de la forme de l'impulsion. Le Tableau 2 regroupe les valeurs pour différentes impulsions usuelles. Comme $T_{FWHM} \times F_{FWHM}$ est fixé par type d'impulsion, la largeur temporelle est inversement proportionnelle à la largeur spectrale. Par conséquent, plus le spectre de l'impulsion sera large, plus l'impulsion en limite de Fourier sera brève. Une telle propriété ne sera plus de mise pour des impulsions non en limite de Fourier, comme l'impulsion parabolique (cf. 3.7) qui est une impulsion chirpée.

Forme	$T_{FWHM} \times F_{FWHM}$
Gaussienne	0.44
Sécante hyperbolique	0.31
Rectangulaire	0.89
Exponentielle décroissante	0.11
Lorentzienne	0.14

Tableau 2 : Expression du produit $T_{FWHM} \times F_{FWHM}$ pour différentes impulsions usuelles en limite de Fourier

3. LA PROPAGATION D'UNE IMPULSION LUMINEUSE

3.1. L'Équation de Schrödinger Non-Linéaire

L'évolution du champ électrique $\psi(t)$ dans une fibre optique sous l'influence d'effets linéaires et non-linéaires est décrite par l'équation de Schrödinger non-linéaire (ESNL) dont l'expression usuelle est la suivante :

$$i \frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \gamma |\psi|^2 \psi \quad (24)$$

Dans cette équation, t est défini dans un référentiel temporel se déplaçant à la vitesse de groupe $v_g = 1 / \beta_1$ de l'impulsion. Nous ne reviendrons pas dans ce mémoire sur le cheminement qui mène des équations de Maxwell à l'ESNL (on pourra pour cela consulter l'ouvrage d'Agrawal [21]).

La validité des prédictions de l'ESNL a été à de multiples reprises démontrée. C'est, par exemple, dans le cadre de cette équation qu'a été mise en évidence analytiquement la possibilité de propager sans déformation des solitons optiques [16], prédiction confirmée expérimentalement [8]. Cette équation est extrêmement riche et permet d'expliquer à elle-seule de nombreux phénomènes apparaissant dans les fibres comme les conséquences de la dispersion, l'auto-modulation de phase, le "wave-breaking optique" [29, 30], l'instabilité modulationnelle [31, 32]. L'ESNL a donc constitué extrêmement rapidement l'outil de référence pour l'analyse de la propagation d'une impulsion lumineuse, que ce soit dans le domaine académique ou bien dans le domaine industriel où la manipulation de l'ESNL a permis l'élaboration théorique des réseaux de communications par fibres optiques à très hautes performances.

Actuellement, l'ESNL ne peut être résolue que dans quelques cas particuliers ou bien suivant quelques approximations. Il existe néanmoins une méthode de résolution numérique robuste, le split-step Fourier que nous présenterons partie 3.4 et qui permet de connaître précisément l'évolution d'une impulsion quelconque. Cet outil numérique sera d'une aide précieuse pour une meilleure compréhension des phénomènes physiques affectant une impulsion durant sa propagation.

Nous allons, dans cette partie, isoler tout d'abord deux régimes de propagation distincts : le régime de propagation dispersif et le régime de propagation non-linéaire. Pour délimiter les domaines de validité de chacun de ces régimes, nous considérons la propagation d'une impulsion initiale en

limite de Fourier de largeur temporelle T_0 et de puissance crête P_0 et nous définissons les deux quantités L_D et L_{NL} appelées respectivement longueur de dispersion et longueur non-linéaire :

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad \text{et} \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}. \quad (25)$$

Pour illustrer nos conclusions, nous utiliserons dans cette partie des simulations numériques modélisant la propagation d'une impulsion lumineuse de largeur à mi-hauteur 5 ps, de longueur d'onde centrale $\lambda = 1550$ nm, dans deux types de fibres (*fibres A et B à dispersion respectivement normale et anormale*), et dont les paramètres de dispersion et de non-linéarité sont indiqués dans le tableau suivant (*nous ne prendrons pas en compte dans la suite de ce chapitre les effets de l'atténuation ou bien les effets dispersifs ou non-linéaires d'ordre supérieur*) :

Fibre	A	B
dispersion β_2 (ps ² .m ⁻¹)	0.0047	-0.0047
non-linéarité γ (W ⁻¹ .m ⁻¹)	0.002	0.002

Tableau 3 : Paramètres des fibres A et B utilisées dans les simulations numériques de ce chapitre. Toutes les simulations numériques sont effectuées à la longueur d'onde $\lambda = 1550$ nm.

3.2. Régime purement dispersif

3.2.1. Résolution dans le domaine spectral

Considérons la résolution de l'ESNL (24) dans le régime dispersif où l'on peut négliger l'impact de la non-linéarité. Dans ce régime, nous avons $L_D \ll L_{NL}$ et l'équation (24) se réduit alors à une équation différentielle linéaire du second ordre :

$$i \frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}. \quad (26)$$

Cette équation peut être exprimée dans le domaine fréquentiel :

$$i \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial z} = -\frac{\beta_2}{2} \omega^2 \tilde{\psi}. \quad (27)$$

La solution est alors :

$$\tilde{\psi}(z, \omega) = \tilde{\psi}(0, \omega) \exp\left(i \frac{\beta_2}{2} \omega^2 z\right). \quad (28)$$

Cette expression montre que les effets de la dispersion n'affectent pas le spectre S (*on pourra le vérifier Figure 4(b)*) : la dispersion se traduit seulement par l'apparition d'un déphasage spectral $\varphi(\omega)$ parabolique. Autrement dit, quelle que soit l'impulsion initiale, la dispersion introduit un chirp spectral linéaire $\delta t(\omega)$ de valeur $\beta_2 \omega z$.

3.2.2. Exemple de la propagation d'une impulsion gaussienne

Pour mieux comprendre les effets de la dispersion sur l'évolution temporelle d'une impulsion, étudions l'exemple d'une impulsion initiale gaussienne $\psi(0, t)$ non chirpée de largeur caractéristique T_0 . L'évolution dans le domaine temporel de cette impulsion est alors :

$$\psi(z, t) = \frac{T_0}{\sqrt{T_0 - i \beta_2 z}} \exp\left(-\frac{t^2}{2(T_0 - i \beta_2 z)}\right). \quad (29)$$

L'équation (29) montre que l'impulsion conserve sa forme gaussienne mais que sa largeur temporelle et sa phase évoluent (cf. Figure 4(a)). Ainsi, indépendamment du signe de β_2 , la largeur de l'impulsion augmente avec la distance de propagation z suivant (cf. Figure 4(c)) :

$$T_1(z) = T_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z|\beta_2|}{T_0^2}\right)^2} = T_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{L_D}\right)^2}. \quad (30)$$

A une distance $z = L_D$, l'impulsion gaussienne a donc vu sa largeur temporelle T_1 augmenter d'un facteur $\sqrt{2}$ par rapport à T_0 .

Parallèlement, la phase a évolué suivant la forme :

$$\varphi(z,t) = -\frac{\text{sgn}(\beta_2) (z/L_D)}{1 + (z/L_D)^2} \frac{t^2}{T_0^2} + \frac{1}{2} \tan^{-1}\left(\frac{z}{L_D}\right), \quad (31)$$

ce qui correspond à un chirp linéaire donné par :

$$\delta\omega(z,t) = 2 \frac{\text{sgn}(\beta_2) (z/L_D)}{1 + (z/L_D)^2} \frac{t}{T_0^2}. \quad (32)$$

La dispersion d'ordre 2 introduit donc, dans le cas de l'impulsion gaussienne, un chirp parfaitement linéaire dont la pente va dépendre du signe de la dispersion. Dans le régime de dispersion normale, $\delta\omega$ est négatif sur le front montant et augmente le long de l'impulsion. C'est l'opposé pour le régime de dispersion anormale. Il est à noter que, si le chirp $\delta\omega(\omega)$ est rigoureusement linéaire quelle que soit la forme de l'impulsion initiale considérée (cf. équation (28)), la nature du chirp $\delta\omega(t)$ dépendra elle du type d'impulsion utilisée.

Nous avons représenté Figure 4(a) l'évolution du profil d'intensité d'une impulsion gaussienne dans la fibre optique A. La Figure 4(b) montre l'absence de changement dans la forme du spectre et la Figure 4(c) représente l'évolution longitudinale de la largeur temporelle à mi-hauteur.

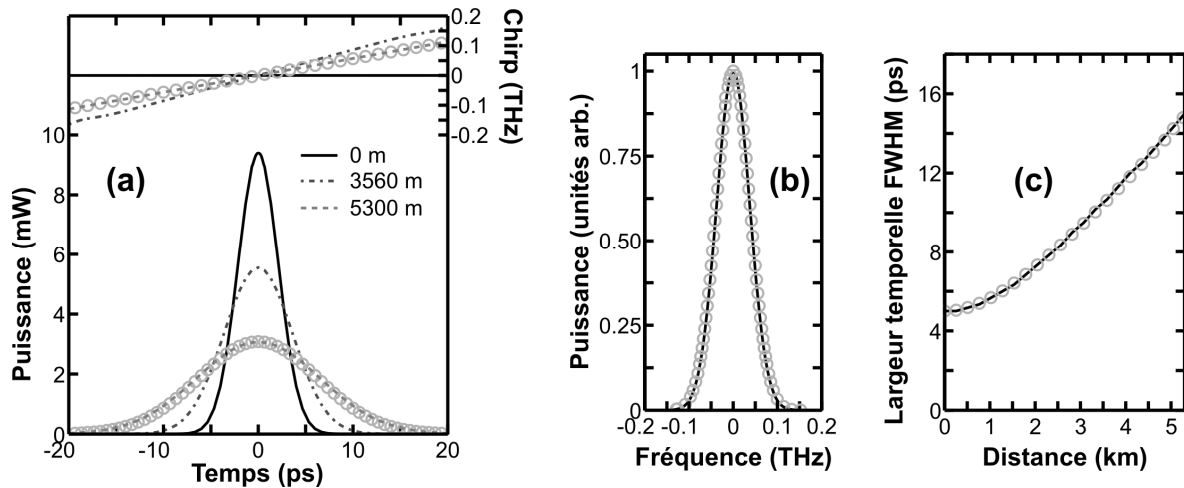


Figure 4 : Propagation dans la fibre A d'une impulsion initiale de forme gaussienne, de largeur à mi-hauteur 5 ps et d'énergie 0.05 pJ. (a) Evolution du profil d'intensité et de chirp pour différentes distances de propagation. Le résultat obtenu par simulation numérique après 5.3 km de propagation est comparé avec les prévisions analytiques (cercles) de l'équation (29). (b) Evolution du spectre de l'impulsion : le spectre initial (cercles) est identique au spectre après 5.3 km de propagation (ligne continue). (c) Evolution de la largeur temporelle des impulsions : résultats numériques (ligne continue) comparés avec les prédictions analytiques de l'équation (30).

L'évolution temporelle de l'impulsion gaussienne initialement non-chirpée peut être rapprochée de l'évolution spatiale d'un faisceau gaussien évoluant à partir de son waist [33]. Ainsi, il est possible de dresser un parallèle entre l'action temporelle de la dispersion et l'action spatiale de la diffraction, les équations gouvernant les différents phénomènes étant de nature similaire. De tels parallèles entre les domaines temporels et spatiaux pourront être effectués concernant les effets non-linéaires de sorte que les solitons temporels admettent des équivalents dans le domaine spatial [6, 34, 35].

L'exemple de l'impulsion gaussienne est le seul facile à traiter analytiquement de manière rigoureuse. Pour d'autres formes d'impulsions, seule l'évolution de l'écart type de la largeur temporelle sera accessible [36]. Il faudra alors avoir recours aux outils de simulation numérique pour prédire précisément l'évolution d'une impulsion de forme quelconque.

3.3. Régime purement non linéaire

Intéressons nous maintenant au cas où les effets dispersifs peuvent être négligés devant les effets non-linéaires. Cela est typiquement le cas quand $L_{NL} \ll L_D$. Dans ces conditions, l'équation (24) se réduit à :

$$i \frac{\partial \psi}{\partial z} = -\gamma |\psi|^2 \psi. \quad (33)$$

La solution de cette équation prend alors la forme :

$$\psi(z,t) = \psi(0,t) \exp(i \gamma |\psi(0,t)|^2 z). \quad (34)$$

Les effets non-linéaires ne modifient pas le profil de puissance $P(t)$: ils vont se traduire par l'apparition d'un déphasage temporel supplémentaire $\phi_{NL}(z,t) = \gamma |\psi(0,t)|^2 z$. Ce phénomène est appelé auto-modulation de phase [37]. Pour $z = L_{NL}$, $\phi_{NL}(L_{NL},0) = 1$: la longueur non-linéaire représente donc physiquement la distance à l'issue de laquelle l'impulsion a acquis un déphasage en son centre égal à 1 rad.

Le déphasage dû à l'auto-modulation de phase correspond à un chirp temporel $\delta\omega_{NL}(z,t)$:

$$\delta\omega_{NL}(z,t) = -\frac{d\phi_{NL}(z,t)}{dt} = -\gamma z \frac{\partial |\psi(0,t)|^2}{\partial t}. \quad (35)$$

Considérons une impulsion gaussienne. $\delta\omega_{NL}^{Gauss}(z,t)$ vaut alors :

$$\delta\omega_{NL}^{Gauss}(z,t) = \frac{2 \gamma z P_0 t}{T_0^2} \exp(-(t/T_0)^2). \quad (36)$$

Au centre de l'impulsion, lorsque $t \ll T_0$, $\exp(-(t/T_0)^2) \approx 1$. Le chirp est donc quasiment linéaire au centre de l'impulsion. Ce n'est, par contre, plus le cas sur les flancs de l'impulsion comme on peut le vérifier Figure 5(a).

La valeur maximale de $\delta\omega_{NL}^{Gauss}(z,t)$ est $\delta\omega_{NL \max}^{Gauss}(z) = \sqrt{2} e^{-1/2} P_0 \gamma z / T_0$. Cette valeur augmente suivant z . Ainsi, au fur et à mesure de la propagation, des photons sont générés à de nouvelles fréquences par le processus non-linéaire [37]. Cela entraîne un élargissement spectral de l'impulsion [38], suivi par l'apparition d'oscillations dans le spectre dues à un phénomène d'interférences (cf. Figure 5(b) et Figure 5(c)).

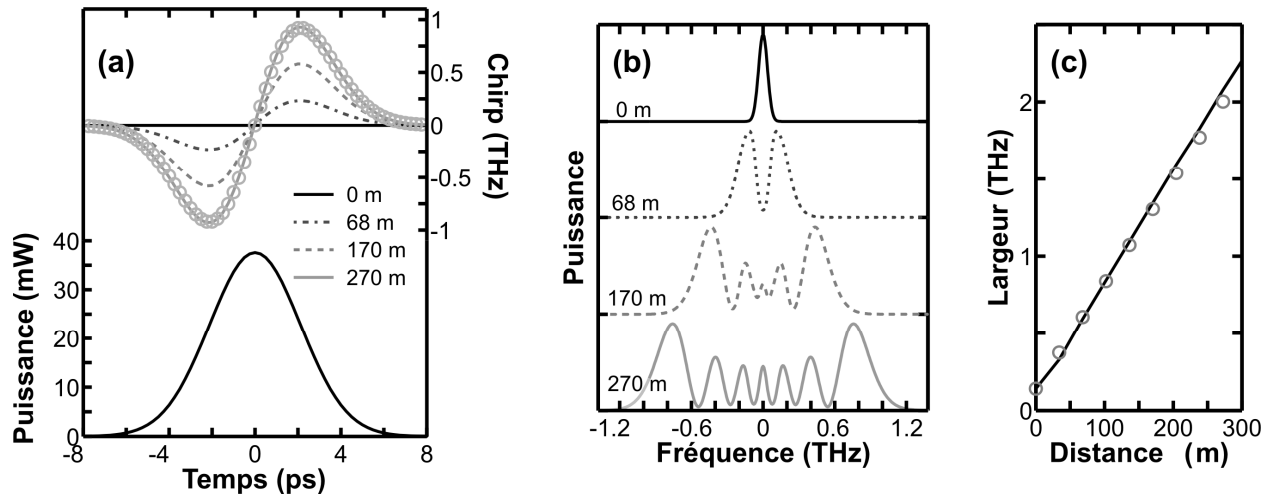


Figure 5 : Propagation dans la fibre A d'une impulsion gaussienne de largeur à mi-hauteur 5 ps et d'énergie 200 pJ. **(a)** Profils de puissance initial (bas) et de chirp (haut) à différentes distances de propagation obtenus par résolution de l'ESNL sans dispersion. Le résultat après 270 m de propagation est comparé avec les prédictions analytiques (cercles) données par l'équation (36). **(b)** Evolution du spectre de l'impulsion suivant la distance de propagation. **(c)** Evolution de la largeur spectrale totale en fonction de la distance de propagation : les résultats des simulations sont comparés avec les prédictions analytiques dans le cas d'une gaussienne.

Une réserve importante doit être apportée aux prédictions basées sur l'équation (34). En effet, l'hypothèse principale supposant les effets dispersifs négligeables devant les effets non-linéaires voit sa validité s'atténuer au fur et à mesure que le spectre s'élargit. Ainsi, après 270 m de propagation, la largeur spectrale de l'impulsion est de 2 THz, ce qui correspondrait à une impulsion gaussienne en limite de Fourier de 0.2 ps. Pour une telle impulsion, la longueur de dispersion associée devient 8.5 m, à comparer avec une longueur de non-linéarité qui est de 14 m. Ainsi, après seulement une centaine de mètres de propagation en régime non-linéaire, les prédictions théoriques basées sur l'équation (34) s'avèrent inadéquates et les différences avec une approche numérique incluant convenablement dispersion et non-linéarité deviennent importantes. Pour se convaincre de cette limite, on pourra comparer les résultats représentés Figure 5 (prédictions basées sur l'équation (34)) et Figure 7 (approche numérique par la méthode du split-step Fourier).

3.4. Méthode de la transformée de Fourier à pas divisés

Dans le cas général, l'ESNL (24) n'est pas une équation différentielle soluble. De plus, pour modéliser convenablement la propagation d'une impulsion de forte puissance crête, les prédictions analytiques basées sur l'approche détaillée partie 3.3 ne sont pas totalement satisfaisantes sur une longue distance. Il est donc indispensable de se tourner vers une approche numérique. La méthode la plus répandue consiste alors à recourir à l'algorithme de la Transformée de Fourier à pas divisés (plus communément appelé méthode du Split-Step Fourier) [21, 39]. Les résultats présentés dans ce mémoire seront tous calculés à partir de cette méthode, implémentée en langage C pour une plus grande rapidité des calculs.

Le principe de la méthode de Fourier à pas divisés est d'étudier la propagation de l'impulsion sur une distance extrêmement faible δz . Sur cette courte distance, l'approximation que les effets dispersifs et non-linéaires peuvent être découplés est réalisée. Nous allons ainsi considérer l'équation (24) sous la forme :

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N}) \psi \quad (37)$$

avec \hat{D} et \hat{N} représentant respectivement les opérateurs linéaires et non-linéaires.

Dans le cas de l'ESNL, ces opérateurs sont :

$$\hat{D} = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \quad \text{et} \quad \hat{N} = i \gamma |\psi|^2. \quad (38)$$

Ce formalisme peut être facilement étendu pour inclure dans \hat{D} les termes de dispersion d'ordres supérieurs ou bien l'atténuation linéaire et dans \hat{N} des effets non-linéaires supplémentaires comme l'effet Raman stimulé, l'auto-raïdissement...

1^{ère} étape :

Dans un premier temps, nous considérerons que seul l'opérateur linéaire \hat{D} agit ($\hat{N} = 0$). De manière similaire à la partie 3.2.1, ce problème peut alors être résolu dans le domaine spectral :

$$\tilde{\psi}'(z + \delta z, \omega) = \tilde{\psi}(z, \omega) \exp(\delta z \tilde{D}) \quad (39)$$

avec \tilde{D} l'opérateur linéaire dans le domaine des fréquences. Comme l'opérateur différentiel $\partial/\partial t$ devient $-i \omega$ dans le domaine fréquentiel, l'expression fréquentielle de \tilde{D} est simple et conduit dans le cas de la dispersion d'ordre 2 à $\tilde{D} = i \beta_2 \omega^2 / 2$ (résultat cohérent avec l'expression donnée équation (28)). Par transformée de Fourier inverse, nous obtenons l'expression temporelle du champ $\psi'(z + \delta z, t)$:

$$\psi'(z + \delta z, t) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \tilde{\psi}(z, \omega) \exp(\delta z \tilde{D}) \right\}. \quad (40)$$

2^{ème} étape :

Considérons, dans un second temps, uniquement l'action de la non-linéarité \hat{N} ($\hat{D} = 0$). De manière similaire à la partie 3.3, nous obtenons alors comme solution après un intervalle δz :

$$\psi(z + \delta z, t) = \psi'(z + \delta z, t) \exp(\hat{N} \delta z) \quad (41)$$

En répétant ces deux étapes un nombre élevé de fois, nous avons accès de proche en proche à l'évolution du champ électrique en fonction de la distance de propagation z .

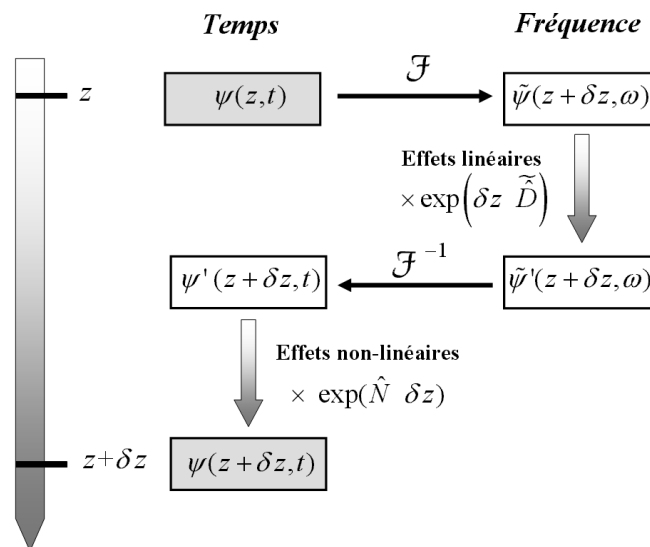


Figure 6 : Principe de la méthode du split-step Fourier.

3.5. Exemple d'interaction entre dispersion et effets non-linéaires

Pour illustrer la propagation d'une impulsion en présence de dispersion et de non-linéarité, nous allons considérer la propagation d'une impulsion dans la fibre A à dispersion normale. L'évolution de la forme temporelle et spectrale est représentée Figure 7.

L'interaction entre dispersion et non-linéarité va se traduire par un changement profond de la forme temporelle de l'impulsion. Dans un premier temps, les effets non-linéaires prédominent avec principalement une auto-modulation de la phase : nous retrouvons Figure 7(b) après 175 m un spectre caractéristique des effets de l'auto-modulation de phase (*du type de celui présenté Figure 5(b)*). Dans le domaine temporel, apparaît un chirp linéaire de pente positive dans la partie centrale. Par contre, comme la Figure 7(a) le montre, après 175 m de propagation, dans les ailes de l'impulsion se développe un chirp avec une pente négative. Pour une plus grande distance de propagation, en raison de la dispersion normale, la partie linéairement chirpée s'étend plus largement (*voir propagation après 326 m*). L'impulsion acquiert alors progressivement un profil temporel en intensité rectangulaire avec un aplatissement marqué de la partie supérieure de l'impulsion et une décroissance rapide des flancs [40].

Mais la superposition temporelle de fréquences optiques instantanées différentes sur les flancs de l'impulsion (*la partie supérieure linéairement chirpée venant recouvrir les ailes de fréquence instantanée différente*) va conduire à un phénomène de wave-breaking, marqué notamment par l'apparition d'oscillations dans le profil d'intensité (*voir Figure 7(a) après 620 m de propagation*). Ce phénomène, mis pour la première fois en évidence dans les fibres optiques numériquement par Tomlison *et al.* [29] et confirmé expérimentalement par Rothenberg *et al.* [30, 41], n'est pas propre aux impulsions lumineuses se propageant dans les fibres : le wave-breaking se manifeste également dans la physique des ondes hydrodynamiques, ou bien dans la physique des plasmas. Les oscillations temporelles ainsi générées vont créer, par mélange à quatre ondes, de nouvelles composantes spectrales : on voit ainsi apparaître Figure 7(b) après 620 m de propagation, des pics à ± 840 GHz.

Pour des distances de propagation plus importantes, les ailes de l'impulsion rectangulaire se développent si bien que le profil d'intensité devient alors plus proche d'une forme trapézoïdale associée à un chirp quasi-linéaire. L'impulsion s'est alors très fortement élargie : après seulement 1180 m de propagation, la largeur temporelle totale de l'impulsion est 80 ps. Cette valeur est bien supérieure à la durée d'une trentaine de picosecondes obtenue dans le cas d'une propagation purement dispersive après 5 300 m de propagation dans la même fibre : en effet, dans le régime de dispersion normale, les chirps induits par les effets dispersifs et non-linéaires sont tous les deux de pente positive au centre de l'impulsion, de telle sorte que l'élargissement dû à la dispersion est renforcé par la non-linéarité. Nous aurions observé l'inverse dans une fibre à dispersion anormale [26, 42].

L'examen du spectre représenté Figure 7(b) après 1180 m permet de constater qu'il est désormais constitué au centre d'un plateau important et que les pics précédemment évoqués se sont développés et forment désormais des structures lentement décroissantes de part et d'autre du plateau central.

Nous pouvons donc voir sur cet exemple que la combinaison de la dispersion et de la non-linéarité entraîne, dans le cas de la propagation dans une fibre à dispersion normale, un changement profond et préjudiciable de la forme des impulsions se propageant. Nous reviendrons dans le chapitre IV, parties 2 et 4, plus en détail, sur certaines des caractéristiques du wave-breaking.

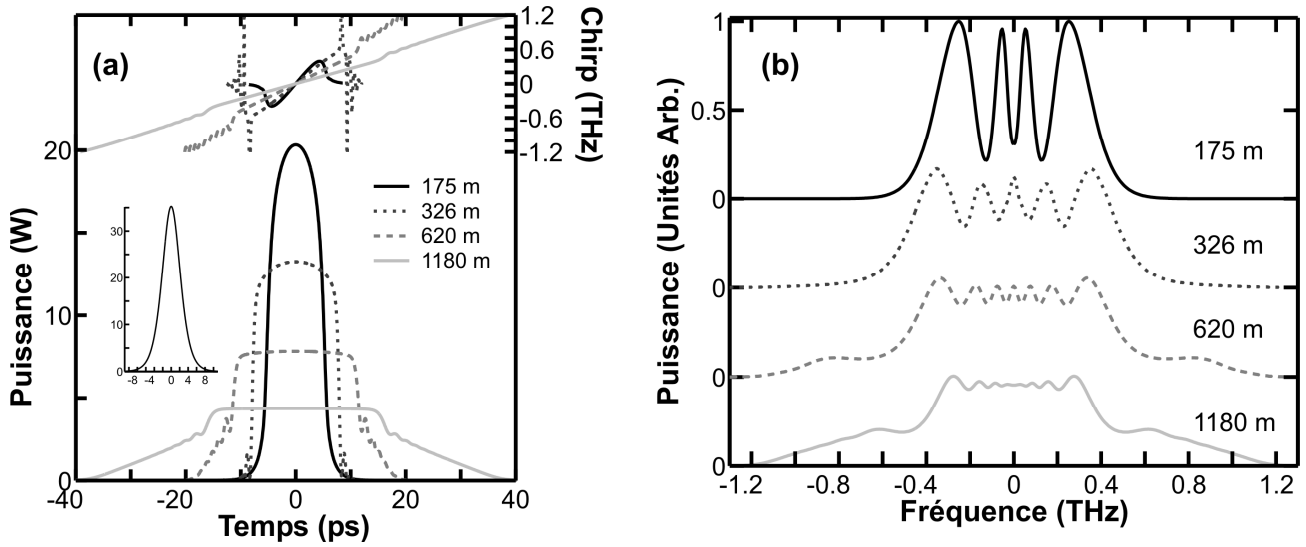


Figure 7 : Evolution dans la fibre A d'une impulsion initiale de forme sech^2 , de largeur à mi-hauteur 5 ps et d'énergie 200 pJ. **(a)** Evolution du profil de puissance et de chirp pour différentes distances de propagation (175, 326, 620 et 1180 m). En encart, le profil initial de l'impulsion. **(b)** Evolution du spectre de l'impulsion.

3.6. Régime solitonique

Dans l'exemple précédent, les effets non-linéaires accentuaient les effets dispersifs. Il existe néanmoins des cas bien particuliers où, pour certaines formes d'impulsions et certaines puissances, les effets non-linéaires compensent exactement les effets linéaires. De telles situations correspondent aux impulsions solitons mises en évidence théoriquement dans les fibres optiques par la transformée de diffusion inverse utilisée par Hasegawa et Tappert [15, 16].

3.6.1. Cas de la dispersion anormale

3.6.1.1. Soliton fondamental

Il est possible d'obtenir un équilibre parfait au sein de la fibre optique entre la non-linéarité liée à l'effet Kerr et la dispersion chromatique d'ordre 2 [43]. Ce phénomène est observable en régime de dispersion anormale si le chirp généré par l'auto-modulation de phase est en tout point contrebalancé par le chirp lié à la dispersion chromatique d'ordre 2. Cela n'est possible que pour une impulsion ψ_S de forme sécante hyperbolique, de durée caractéristique T_S et pour une puissance P_S donnée telle que $L_D = L_{NL}$, c'est à dire :

$$P_S = \frac{|\beta_2|}{\gamma T_S^2}. \quad (42)$$

Dans ces conditions, en l'absence de pertes ou d'effets d'ordre supérieur, l'évolution du champ ψ_S est donnée par [16] :

$$\psi_S(t, z) = P_S \operatorname{sech}\left(\frac{t}{T_S}\right) \exp\left(\frac{i P_S z}{2 \gamma}\right). \quad (43)$$

Seul un déphasage indépendant du temps apparaît. Les profils temporels et spectraux d'intensité et de chirp évoluent donc sans aucune déformation. Nous pouvons le vérifier sur la simulation représentée Figure 8 où les profils d'intensité et de spectre d'un soliton fondamental de largeur à mi-hauteur 5 ps sont identiques avant et après propagation dans 5.3 kilomètres de fibre B.

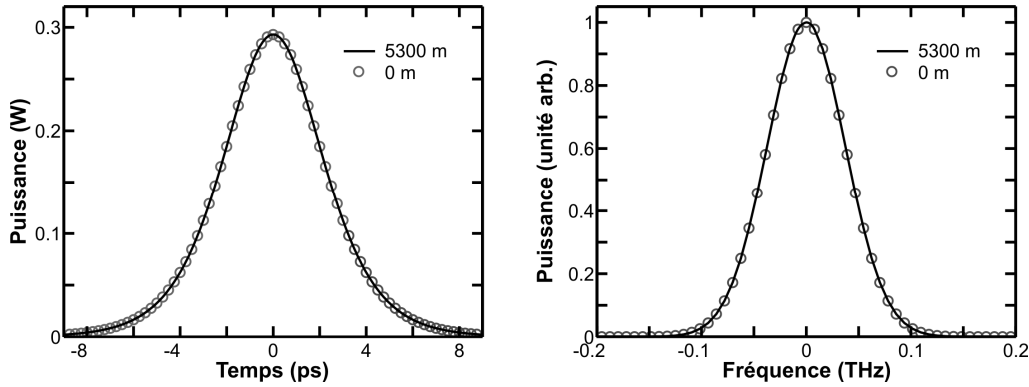


Figure 8 : Propagation dans la fibre B d'un soliton fondamental de largeur à mi-hauteur de 5 ps avec une puissance crête P_S de 293 mW. Comparaison des profils temporels de puissance (a) et des profils spectraux de puissance (b) initiaux (cercles) avec les profils obtenus après 5.3 km de propagation.

Expérimentalement, dès 1980, Mollenauer *et al.* [8] vérifiaient que pour une puissance bien particulière correspondant à P_S , une impulsion se propageait identique à elle-même. Plus récemment, des solitons ont pu être générés et se propager dans une fibre à cristaux photoniques sur près de 500 longueurs non-linéaires [44]. Un phénomène à prendre alors en compte est le glissement fréquentiel du soliton vers les hautes longueurs d'ondes en raison de l'effet Raman intra-pulse [45, 46]. Un autre effet qui influencera l'évolution de l'impulsion sur des distances importantes est l'importance des pertes optiques. En effet, P_S diminuant, pour maintenir la relation (42), la largeur temporelle T_S augmentera et le soliton s'élargira. Signalons néanmoins que l'élargissement observé est inférieur à l'élargissement survenant en régime purement dispersif [47]. Plusieurs méthodes ont été proposées pour remédier à ce problème : l'utilisation de fibres à dispersion lentement décroissante [48], d'une amplification adiabatique [49, 50] ou bien encore d'une réamplification périodique. Des réalisations expérimentales ont alors démontré tout l'intérêt des solitons dans le domaine des télécommunications optiques [51, 52], avec la possibilité de propager des impulsions solitons sur des distances de plusieurs milliers de kilomètres [53, 54].

3.6.1.2. Soliton d'ordre supérieur

Considérons à présent une impulsion de forme initiale $sech^2$ dont la puissance P_{SN} est supérieure à P_S de façon à ce que $P_{SN} = N^2 P_S$. Cette condition initiale conduit à la formation d'un soliton d'ordre N . Ce soliton ne se propagera plus identique à lui-même quel que soit z , mais aura un comportement périodique [55]. Ainsi, il retrouvera une forme identique après une distance de propagation L_S appelée période soliton et définie par :

$$L_S = \frac{\pi}{2} L_D = \frac{\pi}{2} \frac{T_0^2}{|\beta_2|}. \quad (44)$$

Nous avons simulé Figure 9 le comportement sur une période d'un soliton d'ordre 3. Nous constatons dans une première phase une compression temporelle du soliton qui fait passer la puissance crête de 2.63 W à 16 W après 662 mètres de propagation. Puis apparaît un éclatement de l'impulsion en deux impulsions distinctes à $z = L_S / 2$. L'évolution inverse se produit ensuite si bien que les deux impulsions se réassemblent. Après une distance de propagation L_S (2650 m dans notre cas), l'impulsion (ligne continue sur la Figure 9(b)) redevient identique à l'impulsion initiale (cercles).

Cette évolution périodique peut s'interpréter comme un équilibre périodique entre forces attractives (qui poussent le soliton à se reformer) et forces répulsives (qui poussent le soliton à l'éclatement) [56, 57] Cet équilibre peut être rompu en présence de bruit [58] ou bien d'effets linéaires ou non-linéaires d'ordre supérieur [59].

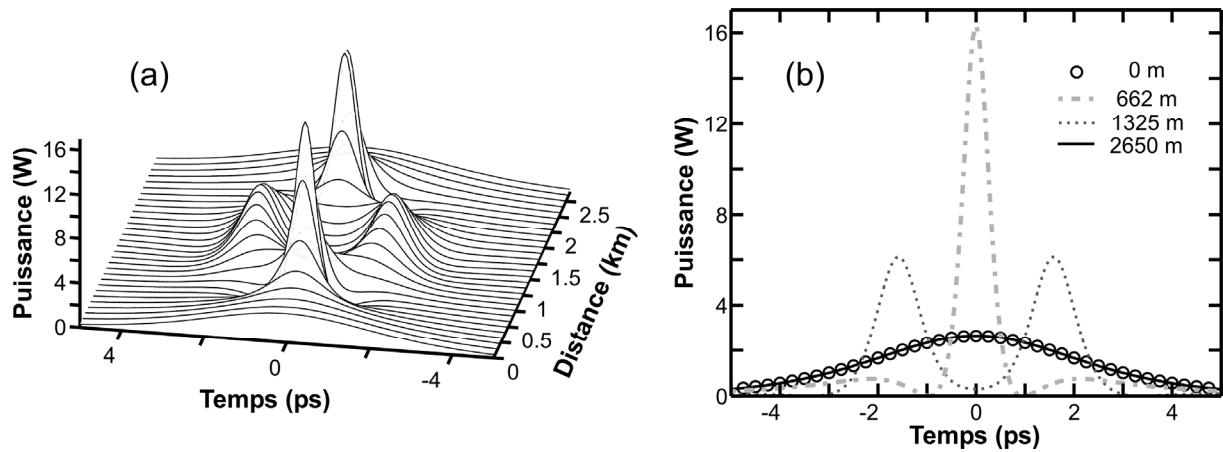


Figure 9 : Propagation dans la fibre B d'un soliton d'ordre 3 de largeur à mi-hauteur initiale de 5 ps et de puissance crête de 2.63 W. **(a)** évolution du profil de puissance sur une période de 2650 m **(b)** profil de puissance de l'impulsion à différentes distances de propagation.

3.6.2. Cas de la dispersion normale

Dans le cas de la dispersion anormale, nous avons vu que le soliton résultait d'une compensation exacte entre le chirp de pente négative introduit par la dispersion et le chirp de pente positive introduit par les effets non-linéaires [43]. Dans le régime de dispersion normale, la compensation entre effets linéaires et non-linéaires requiert un chirp non-linéaire qui soit cette fois-ci de pente globalement négative. Cela ne peut pas être obtenu par l'utilisation d'une impulsion brillante au sens traditionnel. Il va falloir donc recourir à une impulsion "grise", c'est-à-dire un trou de lumière dans un fond continu. On appellera ainsi les solitons dans le domaine normal, solitons gris, par opposition aux solitons brillants observés dans le domaine de dispersion anormale.

3.6.2.1. Expression mathématique des solitons gris

Les solitons gris ont été prédits par les travaux de Hasegawa et Tappert [15] qui ont démontré qu'une impulsion d'expression ψ_D pouvait se propager sans déformation de son profil d'intensité temporel [21] :

$$|\psi_D(t)|^2 = P_D \eta \left\{ 1 - B^2 \operatorname{sech}^2 \left(\eta B \frac{t}{T_D} \right) \right\} \quad (45)$$

avec une phase donnée par :

$$\varphi_D(z, t) = \frac{1}{2} \eta^2 (3 - B^2) \frac{z}{L_D} + \eta \sqrt{1 - B^2} \frac{t}{T_D} + \tan^{-1} \left\{ B \tanh \left(\frac{\eta B t}{T_D} \right) / \sqrt{1 - B^2} \right\}. \quad (46)$$

P_D est la puissance caractéristique définie, comme pour les solitons brillants, de façon à ce que $L_D = L_{NL}$, c'est-à-dire $P_D = \beta_2 / \gamma / T_D^2$. T_D est le temps caractéristique du soliton gris. Nous considérerons dans la suite $\eta = 1$.

B est un paramètre compris entre -1 et 1 et peut être relié à la profondeur du trou de lumière qui est $B^2 P_D$. La puissance minimale est ainsi :

$$P_{D \min} = \min \left\{ |\psi_D(t)|^2 \right\} = P_D \{1 - B^2\}. \quad (47)$$

La Figure 10(a) montre que $|\psi_D(t)|^2$ n'est pas excessivement influencé par la valeur de B : les différences entre les courbes obtenues pour $B = 1$ et $B = 0.99$ restent assez faibles. Ce n'est par contre plus le cas si l'on considère le profil de phase représenté Figure 10(b) où l'on note clairement une différence entre les profils de phase obtenus pour ces deux valeurs : pour $B = 1$, la transition de phase

est bien plus brutale et la valeur du saut de phase $\Delta\varphi_D$ est plus élevée. Il est d'ailleurs possible de relier la valeur de $\Delta\varphi_D$ à B [15, 21] :

$$\Delta\varphi_D = 2 \sin^{-1}(B). \quad (48)$$

$\Delta\varphi_D$ va varier suivant le signe de B : pour B positif, la phase augmente au passage du minimum alors que la phase diminue pour B négatif. Autrement dit, le chirp $\delta\omega$ de l'impulsion sera de signe opposé à B .

Un cas particulier important est le cas où $|B| = 1$. Dans ces conditions, le minimum de l'impulsion est nul et la phase connaît un saut brutal $\Delta\varphi_{DB}$ d'une valeur de π au centre de l'impulsion. On qualifiera alors ce soliton gris de "soliton noir" ψ_{DB} :

$$|\psi_{DB}|^2 = \frac{\beta_2}{\gamma T_{DB}^2} \tanh^2\left(\frac{t}{T_{DB}}\right). \quad (49)$$

La durée totale à mi-hauteur du soliton noir est $1.748 T_{DB}$ et le déphasage de π peut également être vu comme un changement de signe de l'amplitude complexe de ψ_{DB} .

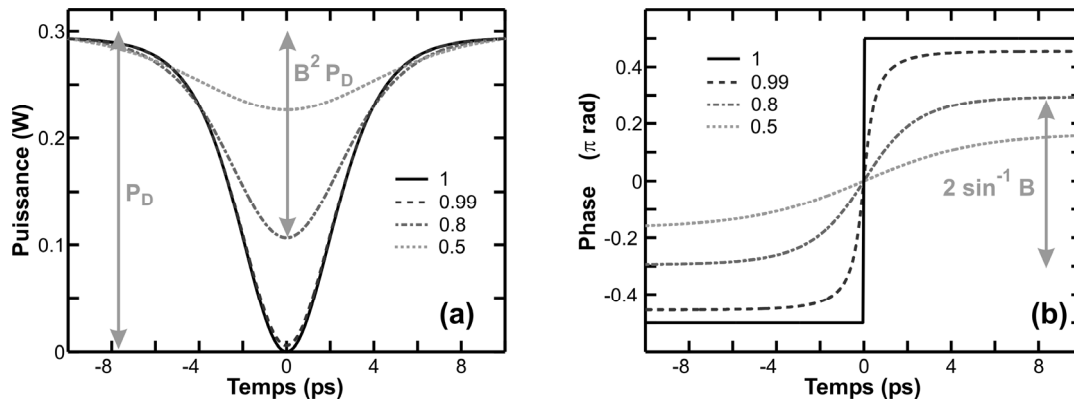


Figure 10 : Profil de puissance (a) et de phase (b) correspondant à des solitons gris dans la fibre A pour des différentes valeurs du paramètre B : 1 (trait continu noir), 0.99 (tirets noirs), 0.8 (trait mixte gris) et 0.5 (pointillés gris). Le paramètre T_D utilisé correspond à une largeur totale à mi-hauteur pour un soliton noir de 5 ps.

3.6.2.2. Propagation de solitons gris

Les solitons gris se propagent sans modification de leur profil d'intensité, propriété vérifiée pour la première fois expérimentalement par Weiner *et al.* [60]. Cette capacité peut, au même titre que les solitons brillants, s'avérer intéressante dans le domaine des télécommunications et des expériences de laboratoire ont déjà montré la propagation de solitons gris sur des distances de plusieurs kilomètres [61]. Pour compenser l'effet des pertes qui tend à élargir leur durée temporelle [62], les solitons gris peuvent être amplifiés [63-65] ou bien être utilisés dans des systèmes à dispersion variable [66].

Par rapport à leurs homologues brillants, les solitons gris possèdent plusieurs atouts supplémentaires : ils s'avèrent moins sensibles à la gigue temporelle de Gordon-Haus due à l'effet Raman [65, 67, 68], et sont plus robustes vis-à-vis des pertes du matériau [62, 64, 69], du bruit [69], et des interactions entre solitons adjacents [70].

Hormis le fait de nécessiter des fibres à dispersion normale moins répandues que les fibres standards SMF, plusieurs obstacles limitent, en pratique, l'utilisation des solitons gris sur le terrain. Tout d'abord, comme les impulsions reposent sur un fond continu lumineux, l'énergie lumineuse du signal pour une transmission par soliton noir est nécessairement beaucoup plus élevée, pouvant poser alors, par exemple, des problèmes au moment de la réamplification du signal. De plus, les techniques de génération, de codage et de détection des solitons noirs semblent plus complexes à mettre en œuvre en pratique [71].

Nous avons considéré Figure 11(a) le cas de deux solitons noirs séparés de $\Delta T_0 = 40$ ps se propageant dans la fibre A. Nous constatons qu'après 5300 m de propagation, le profil temporel de puissance reste totalement inchangé. Avec une séparation ΔT_0 importante devant la largeur à mi-hauteur de 5 ps des impulsions, nous ne sommes pas sensibles aux forces de répulsion entre solitons noirs [70]. Nous étudions de la même manière la propagation de deux solitons gris, de paramètre B caractéristiques $B = -0.8$ et $B = 0.8$. Nous constatons alors que la position centrale t_D des solitons gris évolue linéairement suivant la distance de propagation : les solitons gris ont donc une certaine vitesse relative constante β_R . Les solitons glissent de manière régulière vers les temps négatifs pour B négatif et vers les temps positifs pour B positif. Il est possible de montrer [72] que $|\beta_R|$ est fonction de P_D et de B :

$$|\beta_R| = \frac{dt_D}{dz} \propto \sqrt{P_D} \sqrt{1-B^2} \propto P_{D \min} . \quad (50)$$

Les solitons gris existant également dans le domaine spatial, une vitesse transverse des solitons a pu être mise en évidence de manière analogue [73].

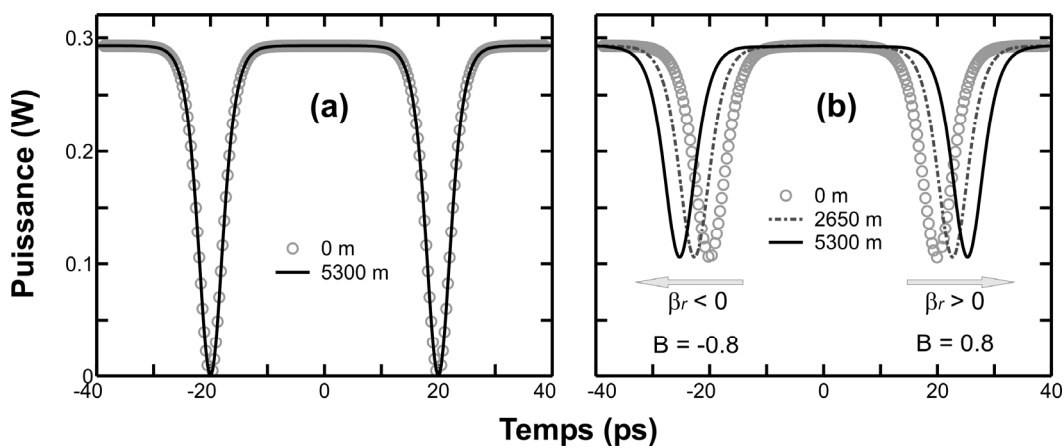


Figure 11 : Propagation de solitons sombres dans la fibre A : (a) solitons noirs initiaux (cercles) et après 5300 m de propagation (ligne continue). (b) solitons gris correspondant à des valeurs de B de -0.8 et 0.8. Profils de puissance à différentes distances : initialement (cercles), après 2650 m de propagation (trait mixte) et en sortie de fibre (trait continu)

3.6.2.3. Génération expérimentale des solitons noirs

Si les solitons gris et brillants ont été prédits de façon théorique simultanément [15, 16], plusieurs années se sont écoulées entre la première démonstration expérimentale des solitons brillants [8] et la première réalisation de solitons gris [74]. En effet, les contraintes expérimentales concernant les solitons sombres sont beaucoup plus dures à surmonter : le soliton noir a, en particulier, une symétrie impaire entraînant un saut de phase de π au minimum de l'impulsion. Générer un soliton noir nécessite donc un contrôle à la fois de l'amplitude de l'impulsion mais aussi et surtout de la phase.

La première mise en évidence expérimentale [74] a été basée sur l'utilisation d'un filtrage fréquentiel passif en amplitude et en phase qui a permis de générer, à partir d'impulsions initiales de 5 ps délivrées par un laser à colorant, des impulsions de 26 ps présentant une dépression de 5 ps dans le profil d'intensité avec un déphasage de π au centre. C'est en employant une méthode de génération similaire qu'a pu être démontrée, de manière convaincante, la capacité du soliton noir à se propager sans se déformer [60]. L'usage de filtres à réseaux de Bragg au design adéquat [75] permet désormais de réaliser les opérations de filtrage fréquentiel sans avoir à recourir à un dispositif complexe à l'air libre.

Les résultats obtenus à partir de la manipulation du spectre d'une impulsion ne permettent de générer un soliton noir que sur un fond de largeur temporelle finie. Pour obtenir un soliton noir sur un

fond continu, l'utilisation d'un modulateur électro-optique a été proposée [65, 76]. Ce dispositif repose sur un interféromètre Mach-Zender en guide d'onde et a conduit à la formation de solitons noirs de 50 ps.

D'autres techniques tout-optique rendent possible la création de trains de solitons noirs avec des taux de répétition plus importants. Ainsi, Mamyshev *et al.* [77] ont montré qu'un battement sinusoïdal évoluait dans une fibre à dispersion normale, en présence de non-linéarité et d'un gain adiabatique vers un train de solitons noirs. Il est possible de s'affranchir de la condition du gain adiabatique en utilisant une fibre à dispersion décroissante [78], ou bien une fibre à profil de dispersion "comblike" [79].

Une dernière méthode que nous souhaitons évoquer est celle proposée par Rothenberg [80-83] qui consiste à faire interagir deux impulsions séparées temporellement d'une durée ΔT_0 et se propageant dans une fibre. Cette méthode peut être divisée en trois étapes. Les deux impulsions initiales évoluent tout d'abord indépendamment l'une de l'autre, s'évalent et, en raison du wave-breaking, acquièrent une forme rectangulaire associée à un chirp linéaire (Figure 12(b1)). Puis, leur élargissement temporel est tel que les impulsions se recouvrent : la superposition des deux chirps linéaires entraîne l'apparition d'un battement sinusoïdal (Figure 12(c1)). Sous l'action de la non linéarité présente dans la fibre, ce battement va évoluer vers un train de solitons gris.

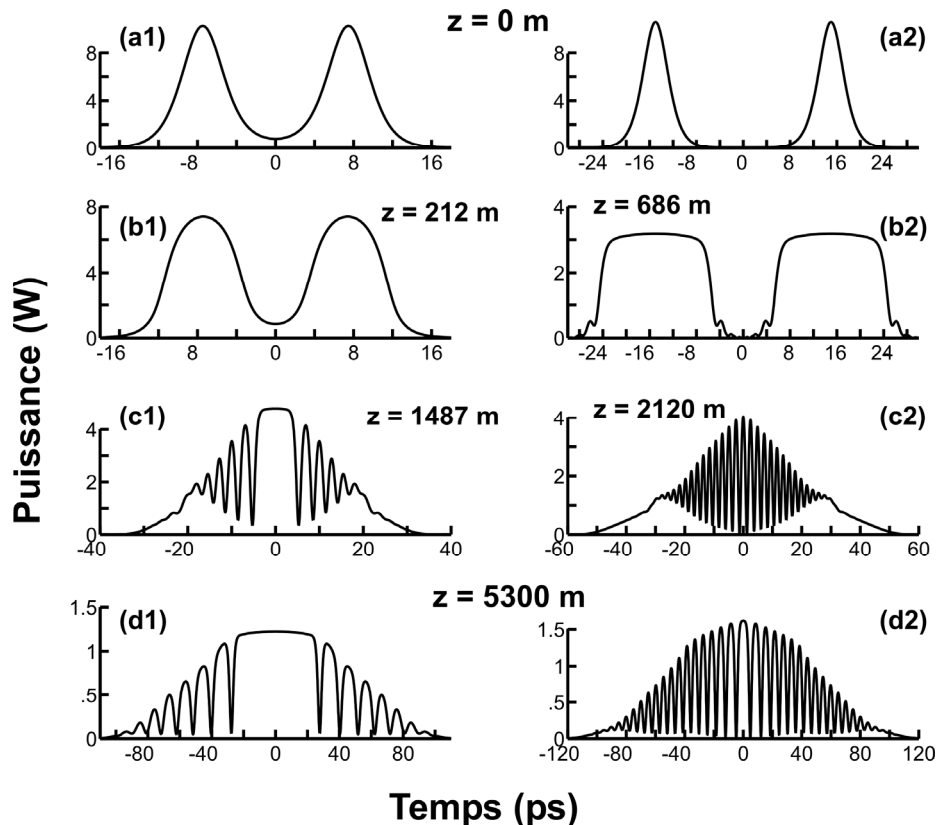


Figure 12 : Formation d'un train de solitons noirs à partir de deux impulsions initiales de forme sech^2 , de largeur à mi-hauteur 5 ps, d'énergie 60 pJ. Les impulsions initiales sont séparées de 15 ps (série 1) ou bien 30 ps (série 2). L'évolution des impulsions est montrée à différents stades : (a) impulsions initiales, (b) impulsions s'étant élargies sont l'effet du wave-breaking optique, (c) recouvrement des deux impulsions entraînant l'apparition d'un battement sinusoïdal, (d) évolution vers un train de solitons gris.

Le train ainsi généré présente l'inconvénient d'avoir un taux de répétition irrégulier : on peut notamment constater Figure 12(d1) l'apparition au centre d'une large zone de puissance constante [80-82]. On peut néanmoins remédier à ce problème en augmentant ΔT_0 [83] : les impulsions développeront alors, avant d'interagir, un chirp d'amplitude plus élevée et de linéarité accentuée. Cela

permettra d'obtenir un taux de répétition plus élevé et plus régulier comme le montre la Figure 12(d2). Reste que le dispositif est sensible à la phase relative des impulsions initiales.

3.7. L'impulsion parabolique

Nous considérons maintenant la propagation, dans une fibre à dispersion normale, d'une impulsion parabolique. Nous appelons impulsion parabolique ψ_p une impulsion possédant un profil d'intensité parabolique tel que défini dans le Tableau 1 combiné avec un chirp parfaitement linéaire de pente C_p positive :

$$\begin{cases} \psi_p(t) = A_p \sqrt{1 - \frac{t^2}{T_p^2}} \exp\left(i\left(\varphi_p - \frac{C_p}{2}t^2\right)\right) & \text{si } |T| \leq T_p \\ \psi_p(t) = 0 & \text{si } |T| > T_p \end{cases} \quad (51)$$

avec T_p la demi-largeur totale de l'impulsion définie telle que $\psi_p(T_p) = 0$
 A_p l'amplitude de l'impulsion parabolique
 φ_p une phase initiale arbitraire
 C_p le coefficient de chirp linéaire de l'impulsion $C_p > 0$

D. Anderson *et al.* [84] ont montré qu'une impulsion parabolique pouvait se propager dans une fibre à dispersion normale en conservant sa forme parabolique caractéristique. Nous sommes donc en présence d'un type d'impulsion qui est capable de résister aux effets du wave-breaking (*voir paragraphe 3.5*). Notons bien là qu'il ne s'agit pas d'une impulsion comme le soliton qui se propage identique à elle-même : comme nous pouvons le constater Figure 13, l'impulsion parabolique verra ses coefficients caractéristiques varier (C_p , A_p , T_p , φ_p) sans toutefois perdre ses profils d'intensité parabolique et de chirp linéaire.

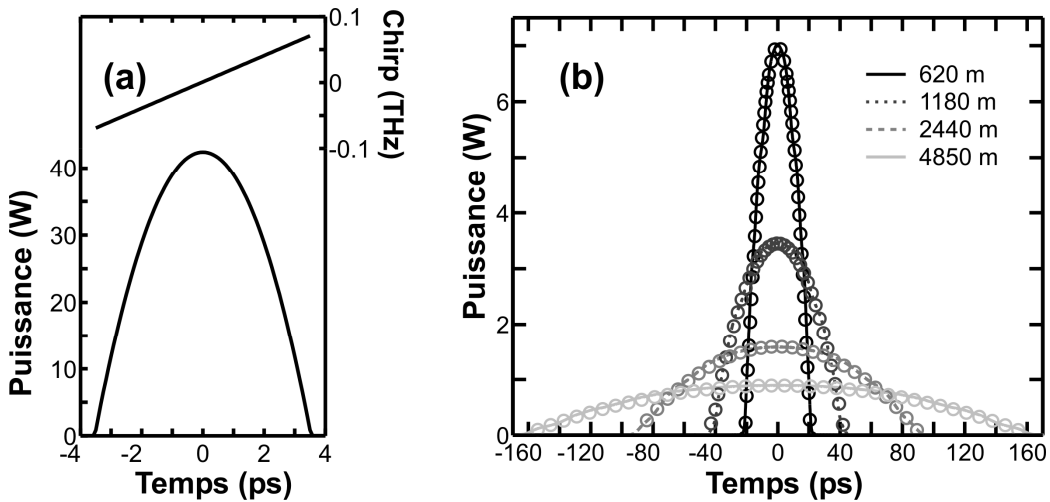


Figure 13 : (a) Impulsion initiale parabolique de largeur à mi-hauteur 5 ps et d'énergie 200 pJ. L'impulsion est initialement chirpée avec un coefficient $C_p = 20$ GHz/ps. (b) Profils d'intensité pour différentes distances de propagation (lignes) comparés avec des ajustements par un profil parabolique (cercles)

Les résultats d'Anderson ne sont valables que dans le domaine des impulsions de forte intensité, c'est-à-dire lorsque $(\partial^2\psi_p/\partial t^2)/\psi_p$ est faible devant $|\psi_p|^2$. Puisque l'impulsion parabolique voit sa puissance crête A_p^2 diminuer au fur et à mesure de sa propagation, cette hypothèse ne sera plus vérifiée à partir d'une certaine distance de propagation et interviendra alors une propagation linéaire avec notamment l'apparition d'ailes dans les profils temporels.

Pour comprendre qualitativement l'action des effets linéaires et non-linéaires sur une impulsion parabolique, nous proposons ici [85] un raisonnement similaire à celui utilisé pour la résolution par la méthode de la transformée de Fourier à pas divisé (*cf. partie 3.4*).

Considérons tout d'abord l'action des effets linéaires seuls qui se traduisent par un chirp spectral supplémentaire (*cf. équation (28)*) :

$$\tilde{\psi}'_p(z + \delta z, \omega) = \tilde{\psi}_p(z, \omega) \exp\left(i \frac{\beta_2}{2} \omega^2 \delta z\right) \quad (52)$$

avec la transformée de Fourier d'une impulsion parabolique correspondant dans le domaine fréquentiel également à une impulsion parabolique [28] (*la relation donnée ici est une approximation valide dans le domaine de propagation d'impulsions de forte intensité qui conduit à des valeurs de C_p importantes*) :

$$\tilde{\psi}_p(\omega) \approx \tilde{A}_p \sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\omega_p^2}} \exp\left(i \left(\tilde{\varphi}_p + \frac{\tilde{C}_p}{2} \omega^2\right)\right) \quad (53)$$

avec

$$\tilde{A}_p = A_p \sqrt{\frac{2\pi}{C_p}}, \quad \omega_p = C_p T_p, \quad \tilde{C}_p = 1 / C_p \quad \text{et} \quad \tilde{\varphi}_p = \varphi_p + \frac{\pi}{4}. \quad (54)$$

Nous avons donc :

$$\begin{aligned} \tilde{\psi}'_p(z + \delta z, \omega) &\approx \tilde{A}_p \sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\omega_p^2}} \exp\left(i \left(\tilde{\varphi}_p + \frac{\tilde{C}_p}{2} \omega^2\right)\right) \exp\left(i \frac{\beta_2}{2} \omega^2 \delta z\right) \\ &\approx \tilde{A}_p \sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\omega_p^2}} \exp\left(i \left(\tilde{\varphi}_p + \frac{\tilde{C}_p + \beta_2 \delta z}{2} \omega^2\right)\right). \end{aligned} \quad (55)$$

Soit, en repassant dans le domaine temporel :

$$\psi'_p(z + \delta z, t) = \mathcal{F}^{-1}\{\tilde{\psi}'_p(z + \delta z, \omega)\} = A'_p \sqrt{1 - \frac{t^2}{T_p'^2}} \exp\left(i \left(\varphi_p - \frac{C'_p}{2} t^2\right)\right) \quad (56)$$

avec :

$$A'_p = \frac{A_p}{\sqrt{1 + \beta_2 C_p \delta z}}, \quad T_p' = (1 + \beta_2 C_p \delta z) T_p \quad \text{et} \quad C'_p = \frac{C_p}{\sqrt{1 + \beta_2 C_p \delta z}}. \quad (57)$$

Nous constatons à ce stade que les effets linéaires n'ont pas altéré la nature parabolique de l'impulsion mais ont conduit simplement à un étalement de cette dernière. Voyons l'effet du déphasage (*cf. équation (34)*) introduit par l'auto-modulation de phase :

$$\begin{aligned} \psi''_p(z + \delta z, t) &= \psi'_p(z + \delta z, t) \exp(i \gamma |\psi'_p(z + \delta z, t)|^2 \delta z) \\ &= \psi'_p(z + \delta z, t) \exp(i \gamma A_p'^2 (1 - t^2/T_p'^2) \delta z) \\ &= A'_p \sqrt{1 - \frac{t^2}{T_p''^2}} \exp\left(i \left(\varphi_p - \frac{C'_p}{2} t^2\right)\right) \end{aligned} \quad (58)$$

avec

$$C''_p = C'_p + \gamma \delta z A_p'^2 / T_p'^2 \quad \text{et} \quad \varphi''_p = \varphi_p + \gamma A_p'^2 \delta z. \quad (59)$$

Nous retrouvons toujours la forme caractéristique d'une impulsion parabolique. Cette analyse qualitative sur une distance infiniment faible δz montre donc qu'une impulsion de profil parabolique et de chirp linéaire de pente positive peut se propager dans une fibre à dispersion normale sans connaître les effets du wave-breaking optique.

4. CONCLUSION

Nous avons introduit dans ce chapitre diverses quantités permettant de caractériser une impulsion lumineuse et les principaux effets qui gouvernent sa propagation dans une fibre optique. Pour prédire l'évolution d'une impulsion, le modèle le plus simple, mais néanmoins extrêmement efficace, est l'équation de Schrödinger non-linéaire qui prend en compte la dispersion d'ordre deux et la non-linéarité subies par une impulsion lors de sa propagation. Cette équation, soluble analytiquement uniquement dans quelques cas spéciaux comme les solitons, est souvent résolue numériquement par la méthode du split-step Fourier.

Nous avons concentré dans ce chapitre notre attention tout particulièrement sur la propagation d'impulsions dans une fibre à dispersion normale. Nous avons vu le rôle particulier tenu par les solitons gris, seules impulsions capables de se propager sans modification de leur profil temporel. Dans le cas de la propagation d'une impulsion quelconque, la combinaison de la dispersion et de la non-linéarité se traduira par l'effet de wave-breaking qui va dégrader de manière très importante la forme de l'impulsion. Un cas particulier est l'impulsion parabolique qui a la propriété de résister, de part sa forme, à une telle dégradation et ainsi de pouvoir se propager en gardant une forme globalement identique. Ce type de comportement est appelé auto-similaire. Nous détaillerons ce concept dans le chapitre à venir. Les impulsions paraboliques vont constituer le cœur de ce mémoire. Le similariton optique, objet de cette thèse, a en effet pour expression une impulsion parabolique.

L'AMPLIFICATION DANS LES FIBRES OPTIQUES

LES SIMILARITONS OPTIQUES

Nous présentons dans cette partie les mécanismes d'amplification optique par fibre. Nous verrons comment, lors de l'amplification d'impulsions ultra-courtes de forte puissance, la forme de l'impulsion peut être considérablement modifiée. En particulier, dans le régime de dispersion normale, les impulsions tendent à évoluer vers un profil d'intensité parabolique associé à un chirp linéaire. Nous présenterons les propriétés de ce nouveau type d'impulsions appelées Similaritons optiques ainsi que les premiers exemples de génération dans des fibres dopées par des terres-rares.

1. L'AMPLIFICATION OPTIQUE

1.1. Introduction

Même si elle est très faible (*aussi faible que 0.2 dB/km dans les fibres standards à 1550 nm*), l'atténuation dans les fibres optiques n'est pas pour autant négligeable. En effet, sur une distance de 100 kilomètres, l'atténuation atteint 20 dB si bien qu'il ne reste plus alors qu'un pourcent de l'énergie initialement envoyée. Il est donc indispensable, pour réaliser des communications optiques sur des distances trans-océaniques, de réamplifier périodiquement le signal [49, 53]. Pour cela, plusieurs méthodes optiques ayant comme support des fibres optiques existent : l'amplification par fibres dopées terres-rares [11, 12], l'amplification Raman [49, 86, 87] et l'amplification paramétrique [88, 89]. Toutes ces approches reposent sur un échange d'énergie entre une onde dite "*pompe*" et l'onde à amplifier dite "*signal*".

Une autre situation où l'amplification optique d'impulsions est nécessaire concerne le domaine des impulsions de très haute énergie. En effet, malgré des progrès importants ces dernières années, les oscillateurs fibrés ont en général une puissance de sortie limitée [90, 91] si bien qu'il est indispensable, pour obtenir des impulsions très puissantes, de les amplifier en dehors de la cavité [92, 93]. Les performances obtenues par les systèmes à fibres dopées terres-rares en fonctionnement continu approchent désormais les puissances délivrées par les lasers de type plus conventionnel, ce qui les rend tout à fait compatibles vis-à-vis des applications industrielles telles que la soudure, le découpage ou bien la découpe des céramiques ou bien de métaux [94, 95]. Les dispositifs fibrés ont, en outre, l'avantage de présenter une stabilité, une compacité et une facilité d'utilisation beaucoup plus importantes. Ils bénéficient également d'une qualité de faisceau optique supérieure et l'utilisation d'une configuration fibrée facilite la dissipation thermique [95, 96].

Malgré toutes leurs qualités, les processus d'amplification optiques restent assujettis à diverses contraintes. La première est liée à la largeur fréquentielle finie de la bande de gain, qui pourra limiter principalement l'amplification d'impulsions ultra-courtes. Ce paramètre variera beaucoup d'un processus amplificateur à l'autre, les gains présentant la plus large bande passante étant ceux obtenus par amplification Raman ou bien par amplification paramétrique avec des bandes passantes supérieures à 100 nm de largeur. Un phénomène lié sera également la non-platitude du gain qui fera, qu'au sein d'une même impulsion ultracourte, certaines fréquences optiques subiront un gain supérieur à d'autres. La largeur de bande finie et la non-platitude du gain seront deux éléments à prendre attentivement en compte dans les télécommunications optiques multiplexées en longueur d'onde [97].

Une autre limite constitue la valeur finie du gain disponible dans la fibre. En effet, ce gain sera tout d'abord fonction de la puissance de la pompe disponible dans le système. Les phénomènes de saturation et de déplétion de la pompe pourront ainsi avoir des effets notables comme nous le verrons dans le chapitre suivant, partie 3.4. Des phénomènes de saturation [98] pourront également apparaître lorsque la puissance du signal à amplifier devient du même ordre de grandeur que la puissance de la pompe.

Enfin, il est à noter que les méthodes d'amplification introduisent du bruit dans le signal à amplifier. En effet, quelle que soit la méthode, l'amplification s'accompagne toujours d'une émission spontanée qui va dégrader les performances des systèmes de télécommunications par exemple. Il sera donc essentiel d'optimiser les performances de l'amplification pour réduire la dégradation du rapport signal sur bruit. Il est possible, pour cela, d'avoir recours à des méthodes numériques et des logiciels spécialisés [99, 100].

Nous verrons dans la partie 2 que l'action combinée des effets linéaires et non-linéaires lors de l'amplification constitue une autre contrainte de l'utilisation de fibres optiques.

1.2. Méthodes physiques pour amplifier les impulsions

Nous expliquons brièvement, dans cette partie, les trois principales méthodes optiques employées pour amplifier une impulsion de manière fibrée.

1.2.1. Amplification dopée terre-rare

L'amplification dopée terre-rare est la méthode physique qui a joué le rôle le plus important dans le développement des télécommunications optiques actuelles [10-12]. En effet, la mise au point des amplificateurs optiques fibrés dopés erbium a permis la mise en place des liaisons trans-océaniques. Nous présenterons dans cette partie le fonctionnement des amplificateurs dopés erbium. D'autres dopants terres-rares peuvent être employés, comme l'Ytterbium [92, 101] ou le Thullium [102], le Néodyme et le Praséodyme dont les transitions permettent une amplification respectivement autour de 1.06 μm , de 1.50 μm et de 1.3 μm pour les deux derniers éléments. Une combinaison des différents dopants est également possible [102, 103], ainsi que l'utilisation de matrices autres que la silice [104].

Dans les amplificateurs dopés terres-rares, un pompage permet de faire passer les ions dopants vers des niveaux d'énergie plus hauts où ils peuvent alors se relaxer à partir d'un processus stimulé permettant l'amplification [105]. Dans le cas des ions erbium, pour une amplification dans la fenêtre télécom, le pompage peut être à 980 ou bien 1480 nm (*voir Figure 14(a)*).

Le pompage à 1480 nm permet de faire passer l'ion du niveau ${}^4I_{15/2}$ au niveau ${}^4I_{13/2}$. L'émission stimulée se produit également entre ces deux niveaux et sera plus probable que l'absorption pour des longueurs d'ondes légèrement plus grandes. Le gain sera ainsi disponible entre généralement 1530 nm et 1560 nm. Le pompage à 980 nm permet lui la transition entre les niveaux ${}^4I_{15/2}$ et ${}^4I_{11/2}$. La relaxation de phonons favorise ensuite la transition entre les niveaux ${}^4I_{11/2}$ et ${}^4I_{13/2}$. Le temps de vie du niveau ${}^4I_{11/2}$ est bien inférieur à celui du niveau ${}^4I_{13/2}$ si bien que, pour les deux pompages, en première approximation, le fonctionnement de l'amplificateur erbium peut être décrit par un modèle à deux niveaux.

Le niveau de base est ${}^4I_{13/2}$ avec une population N_1 . Le niveau supérieur est ${}^4I_{11/2}$ avec une population N_2 . Les ions du niveau de base peuvent absorber de l'énergie pour devenir des ions du niveau supérieur avec une probabilité pondérée par la section efficace d'absorption $\sigma_a(\lambda)$, paramètre variant avec la longueur d'onde λ . De la même manière, la probabilité pour un ion dans un état excité de revenir à l'état de base par émission stimulée est liée à la section efficace d'émission $\sigma_e(\lambda)$. Les ions dans l'état excité peuvent également revenir à l'état de base en émettant un photon par émission spontanée. La probabilité d'une telle transition est inversement proportionnelle à la durée de vie du niveau.

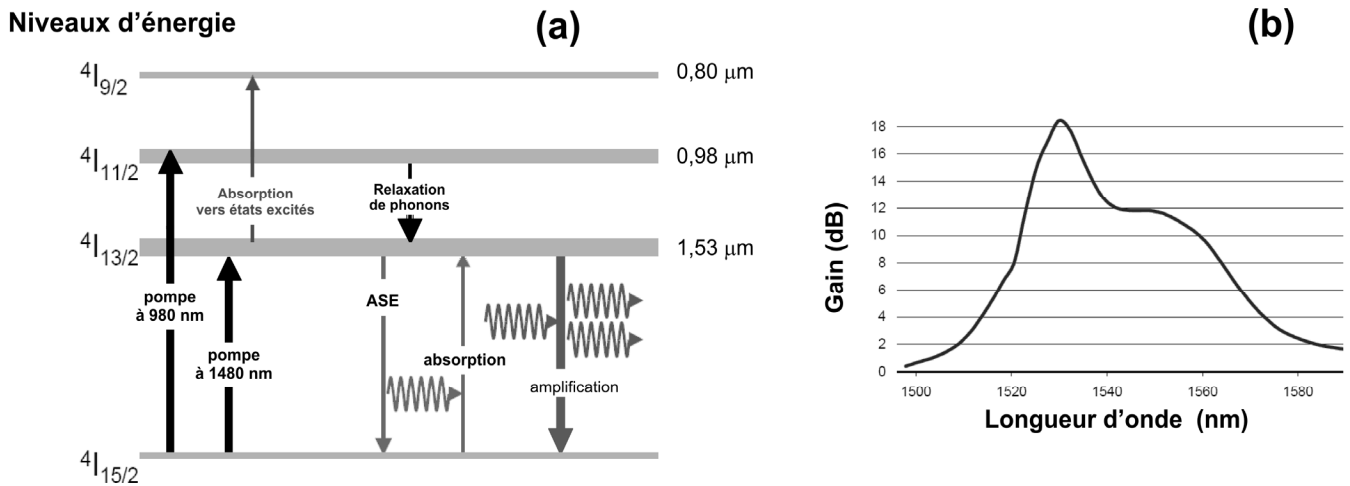


Figure 14 : (a) Diagramme des transitions entre niveaux énergétiques dans une fibre dopée Erbium. (b) Courbe spectrale de gain typique pour un amplificateur erbium.

La dépendance spectrale du gain peut alors être approximée par

$$G_{dB}(\lambda) = 4.343 (\overline{N}_2 \sigma_e(\lambda) + \overline{N}_1 \sigma_a(\lambda)) \Gamma_s L \quad (60)$$

avec \overline{N}_1 et \overline{N}_2 respectivement les valeurs longitudinales moyennes des populations dans l'état de base et dans l'état excité. Γ_s représente le recouvrement effectif entre le signal et les dopants. Une courbe typique de dépendance du gain vis à vis de la longueur d'onde est présentée sur la Figure 14(b). Il est toutefois à noter que le gain et sa forme dépendent de nombreux paramètres de fabrication et peuvent ainsi varier sensiblement d'un amplificateur à l'autre.

Suivant la concentration en dopants dans la fibre, le gain pourra aller de plusieurs dB par mètre pour les fibres fortement dopées [11, 101] à quelques dB par kilomètre pour des concentrations de dopants très faibles [106].

1.2.2. Amplification Raman

Un amplificateur Raman n'a pas recours à des ions terres-rares mais utilise les propriétés intrinsèques de la silice pour obtenir une amplification.

L'amplification Raman se déroule quand une pompe suffisamment puissante est injectée dans une fibre et permet un processus d'émission Raman stimulée. Le transfert d'énergie se passe quand les photons de pompe libèrent leur énergie sous la forme d'un nouveau photon à la même longueur d'onde que le signal, auquel s'ajoute un peu d'énergie résiduelle qui est absorbée par des phonons sous forme d'énergie vibrationnelle. La Figure 15(a) représente schématiquement ce processus. Le niveau supérieur indiqué sur ce schéma indique simplement un état transitoire où aucune énergie n'est stockée, au contraire d'un système à deux niveaux caractéristique d'un amplificateur dopé terre-rare.

Si la silice entrant dans la composition des fibres optiques était sous forme cristalline, un seul état vibrationnel serait possible. Mais, la silice étant sous forme amorphe, une grande plage d'états vibrationnels est possible au dessus de l'état de base. La plage de gain disponible est par conséquent très large (approximativement 6 THz) [107, 108]. La Figure 15(b) représente l'évolution du gain en fonction de la longueur d'onde pour une longueur de pompe à 1455 nm. Nous constatons que le gain augmente de manière approximativement linéaire avec l'écart de fréquence entre la pompe et le signal pour atteindre une valeur maximale pour un décalage de 13 THz. Le gain chute ensuite assez rapidement.

Au contraire de l'amplification à base de fibre dopée terre-rare, l'amplification Raman ne repose pas sur des transitions entre niveaux énergétiques déterminés par des ions dopants. Il est donc possible de décaler la longueur d'onde centrale du gain simplement en modifiant la longueur d'onde de la pompe. Cela permet d'exploiter le gain Raman pour n'importe quelle longueur d'onde, la seule condition étant de disposer d'une pompe adéquate.

Avec une bande de gain de près de 6 THz, l'amplification Raman présente un atout considérable par rapport à la largeur de bande limitée des amplificateurs dopés terres-rares. En combinant plusieurs pompes à différentes longueurs d'ondes [87, 109-113] ou bien une pompe élargie spectralement [114, 115], il est de plus possible d'élargir et d'aplanir la bande de gain. L'amplification Raman est donc une solution idéale pour l'amplification des signaux télécom multiplexés en longueurs d'ondes.

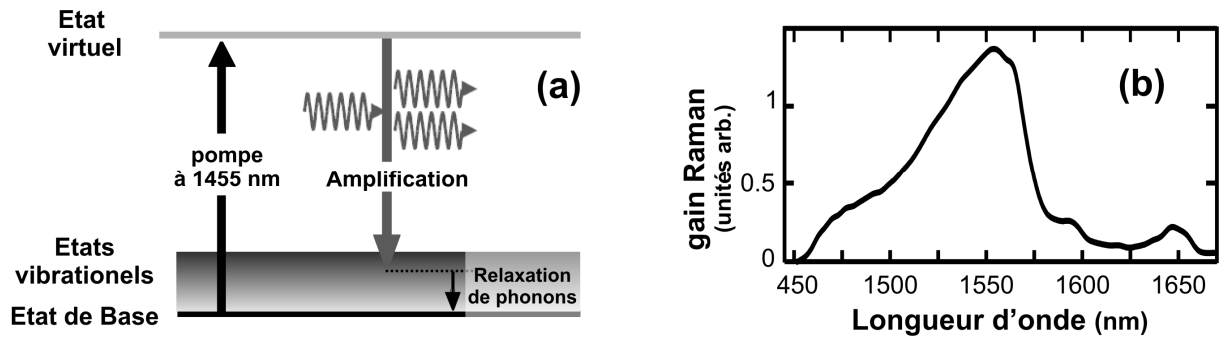


Figure 15 : (a) Diagramme représentant les échanges d'énergie intervenant dans le processus amplificateur Raman. (b) Forme spectrale du gain Raman pour une pompe située à 1455 nm

Un inconvénient de l'amplification Raman reste les puissances de pompe importantes pour réaliser une amplification efficace. Même avec des puissances de pompe de l'ordre du Watt, le gain de ces amplificateurs (quelques dB/km) [116] demeurera ainsi bien inférieur aux gains disponibles à partir des technologies à base de fibres dopées terres-rares. Il sera donc assez difficile de réaliser des amplificateurs Raman compacts, d'autant plus que l'amplification Raman s'appuie généralement sur des fibres monomodes (quelques cas ont été néanmoins reportés dans des fibres multimodes [117] où peut intervenir un phénomène de *beam clean-up* [117]), excluant ainsi l'utilisation de fibres à large cœur employées pour l'amplification de fibres dopées terres-rares [92, 96, 100, 101, 118, 119]. Par contre, le processus Raman se révélera parfaitement adapté pour compenser dans les fibres de transmission les pertes optiques [50, 120]. On parlera alors d'amplification distribuée. A noter que les techniques Raman et Erbium peuvent être combinées pour obtenir une amplification hybride [97, 121].

1.2.3. Amplification paramétrique

Les processus paramétriques dans un milieu Kerr font théoriquement intervenir quatre ondes : le signal à la pulsation ω_s , deux ondes pompes intenses de pulsations ω_{p1} et ω_{p2} et une onde idler, spectralement symétrique du signal par rapport à la pulsation moyenne des deux pompes, i.e. $\omega_l = \omega_{p2} + \omega_{p1} - \omega_s$. En pratique, une seule pompe est généralement mise en jeu, d'où une configuration dite "dégénérée" où $\omega_p = \omega_{p1} = \omega_{p2}$.

L'amplification paramétrique peut-être interprétée comme étant le résultat d'un processus de mélange à quatre ondes. Cela nécessite donc le respect des relations de conservation de l'énergie et l'accord de phase [21] :

$$\begin{cases} 2 \omega_p - \omega_s - \omega_l = 0 \\ 2 \beta_p - \beta_s - \beta_l = 0 \end{cases} \quad (61)$$

avec $\beta_p, \beta_s, \beta_l$ les différentes constantes de propagation des ondes.

L'évolution des champs électriques ψ_P , ψ_I et ψ_S est alors donnée par le système d'équations couplées :

$$\begin{aligned} \frac{d\psi_P}{dz} &= i\gamma \left[\underbrace{\left(|\psi_P|^2 \right)}_{\text{SPM}} + 2 \underbrace{\left(|\psi_S|^2 + |\psi_I|^2 \right)}_{\text{XPM}} \right] \psi_P + 2 \underbrace{\psi_S \psi_I \psi_P^*}_{\text{FWM}} \exp(i \Delta\beta_L z) \\ \frac{d\psi_I}{dz} &= i\gamma \left[\underbrace{\left(|\psi_I|^2 \right)}_{\text{SPM}} + 2 \underbrace{\left(|\psi_S|^2 + |\psi_P|^2 \right)}_{\text{XPM}} \right] \psi_I + \psi_S^* \psi_P^2 \exp(-i \Delta\beta_L z) \\ \frac{d\psi_S}{dz} &= i\gamma \left[\underbrace{\left(|\psi_S|^2 \right)}_{\text{SPM}} + 2 \underbrace{\left(|\psi_I|^2 + |\psi_P|^2 \right)}_{\text{XPM}} \right] \psi_S + \psi_I^* \psi_P^2 \exp(-i \Delta\beta_L z) \end{aligned} \quad (62)$$

avec $\Delta\beta_L$ la différence de phase linéaire entre les ondes telle que $\Delta\beta_L = 2\beta_P - \Delta\beta_S - \Delta\beta_I$. Nous constatons dans le système d'équations (62) qu'interviennent des termes d'auto-modulation de phase (SPM) et de modulation de phase croisée (XPM). Le gain paramétrique est, lui, assuré par le dernier terme de chaque équation.

Si l'on considère que la puissance de pompe reste constante lors de la propagation et que les puissances de l'onde signal et de l'idler sont faibles devant la puissance de pompe, le gain paramétrique g peut être exprimé par :

$$g = \sqrt{\left(\gamma |\psi_P|^2 \right)^2 - \left(\frac{\kappa}{2} \right)^2}, \quad (63)$$

avec $\kappa = \Delta\beta_L + \Delta\beta_{NL}$ l'accord de phase total, somme des désaccords de phase linéaire et non-linéaire.

L'amplification paramétrique présente l'avantage de pouvoir offrir une bande de gain large et relativement plate [88, 122, 123] ce qui la rend particulièrement intéressante dans le domaine des télécommunications optiques multiplexées en longueur d'onde. De plus, le processus de mélange à quatre ondes avec la génération d'une onde idler, permet également d'effectuer une conversion de longueur d'onde du signal [89]. Néanmoins, pour optimiser les performances de l'amplification paramétrique, il est nécessaire de recourir à des pompes de forte intensité combinées avec l'utilisation de fibres hautement non-linéaires [123]. Il est de plus souhaitable de travailler à proximité du zéro de dispersion.

2. AMPLIFICATION D'UNE IMPULSION ULTRA-COURTE

2.1. Introduction

Lors de l'amplification d'une impulsion ultracourte, il est nécessaire de prendre en compte dans l'évolution de l'impulsion la dispersion mais aussi la non-linéarité, la puissance crête croissante favorisant l'apparition de manifestations non-linéaires. Nous nous plaçons ici dans l'approximation d'un gain linéaire g constant, à la fois longitudinalement ($g(z) = c^{te}$) et spectralement (*nous négligeons la bande passante finie de l'amplificateur si bien que $g(\omega) = c^{te}$*). Pour modéliser l'évolution d'une impulsion dans de telles conditions, nous utilisons l'équation de Schrödinger avec un terme de gain :

$$i \frac{\partial \psi}{\partial z} = i \frac{g}{2} \psi + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \gamma |\psi|^2 \psi. \quad (64)$$

Nous allons voir dans les parties 2.2 et 2.3 que l'évolution de l'impulsion va dépendre fortement du régime de dispersion. Pour cela, nous étudierons l'évolution d'une impulsion gaussienne de largeur initiale de 5 ps et d'énergie initiale 3 pJ dans un amplificateur de gain 0.21 dB/m qui sera successivement basé sur la fibre B puis A (*cf. Tableau 3 pour les paramètres de ces fibres*).

2.2. Régime de dispersion anormale

Considérons tout d'abord le régime de dispersion anormale. Nous avons représenté Figure 16 l'évolution du profil d'intensité de l'impulsion pour différentes longueurs d'amplification. Au fur et à mesure de son amplification, l'impulsion subit également une compression. Pour mieux comprendre ce comportement, il est possible d'avancer l'explication qualitative suivante : l'impulsion tente d'adapter sa largeur temporelle pour se rapprocher de la forme d'un soliton, solution de l'ESNL en régime de dispersion normale (*cf. chapitre I, partie 3.6.1.1*). Ainsi, pour vérifier la relation (42), lorsque la puissance crête P_S augmente, il est nécessaire que la largeur temporelle de l'impulsion se réduise. Ce phénomène a été, entre autres, exploité pour générer des trains de solitons à partir d'un battement sinusoïdal, dans une fibre présentant un gain [124, 125]. Mais lorsque la puissance devient trop importante, on se rapproche de la situation de solitons d'ordre supérieur (*cf. chapitre I, partie 3.6.1.2*) [126], avec notamment la fission de l'impulsion initiale et l'apparition de sous-impulsions. Chaque sous-impulsion sera alors amplifiée avant de fissionner elle-même dans de nouvelles impulsions ultra-courtes.

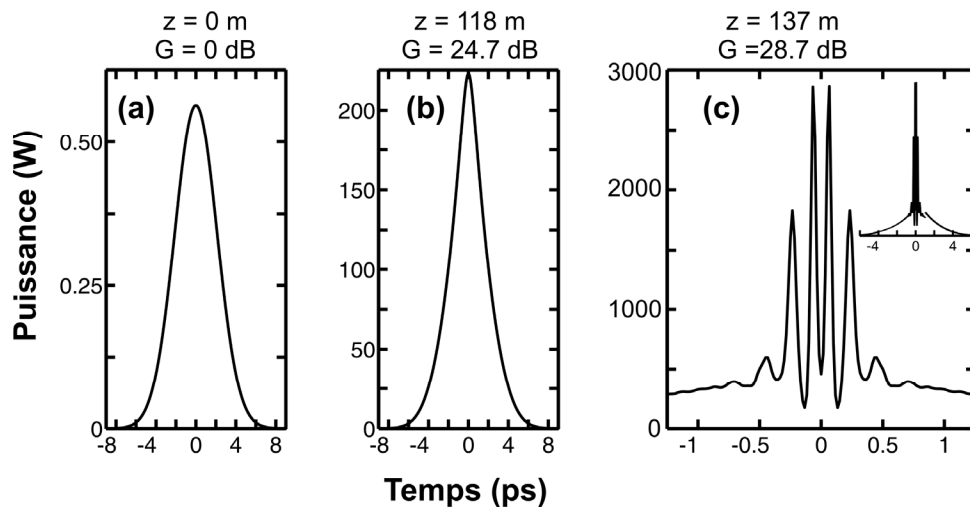


Figure 16 : Amplification d'une impulsion gaussienne de 5 ps de largeur et 3 pJ d'énergie initiale dans une fibre à dispersion anormale. (a) Profil d'intensité initial de l'impulsion, (b) Après une amplification de 24.7 dB (c) après une amplification de 28.7 dB

Finalement, l'impulsion initiale va "exploser" en une multitude de sous impulsions. L'amplification d'impulsions ultra-courtes dans un régime de dispersion anormale ne permet donc pas d'atteindre des énergies conséquentes : sur la simulation représentée Figure 16(c), après une amplification de 28.7 dB, la forme de l'impulsion est ainsi sévèrement dégradée. Rappelons également que l'évolution des solitons d'ordre supérieur est instable vis-à-vis de bruit [58] ou d'effets linéaires ou non-linéaires d'ordre supérieur [59].

Les indications de cette approche qualitative extrêmement simplifiée restent globalement valables lorsqu'une modélisation plus élaborée est introduite, prenant en compte la bande de gain finie et l'énergie de saturation de l'amplificateur erbium par exemple [98, 127, 128]. A noter que si l'on introduit dans l'équation (64) la bande passante finie de l'amplificateur à travers un terme supplémentaire $i K \partial^2 \psi / \partial t^2$, l'équation différentielle devient alors du type Ginzburg-Landau et peut alors admettre, sous certaines conditions, des solutions de type soliton-chirpé [129-131]. Nous ne détaillerons pas dans ce mémoire ce type de solutions.

2.3. Régime de dispersion normale

Considérons maintenant l'amplification dans une fibre dont la dispersion est normale. Nous constatons sur la Figure 17 que l'évolution est radicalement différente. Au lieu de se comprimer,

l'impulsion s'élargit progressivement. Un changement de forme apparaît également, l'impulsion gaussienne acquérant un profil d'intensité parabolique [13]. La Figure 17(c) montre ainsi un bon accord entre l'impulsion amplifiée et un ajustement parabolique.

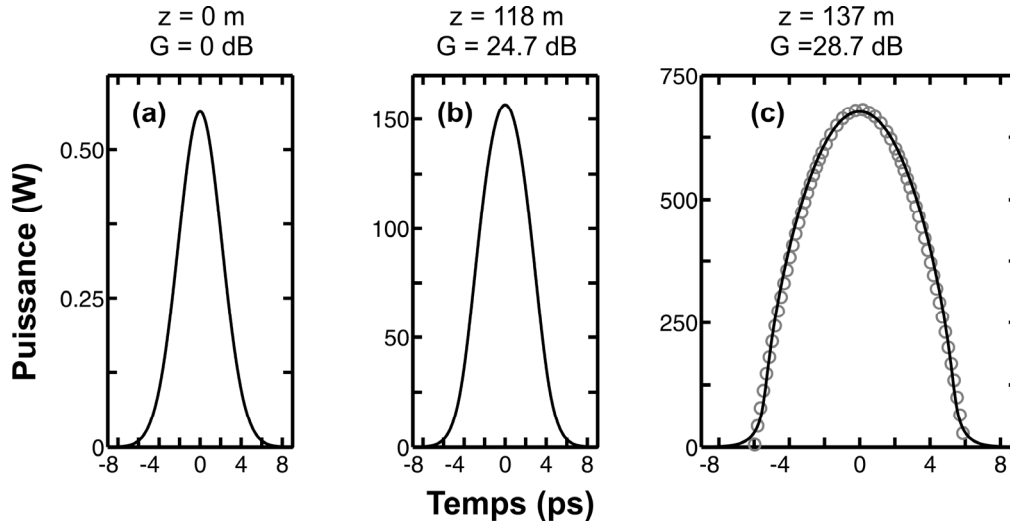


Figure 17 : Amplification d'une impulsion gaussienne de 5 ps de largeur et 3 pJ d'énergie initiale dans une fibre à dispersion normale. (a) Profil d'intensité initial de l'impulsion, (b) Après une amplification de 24.7 dB (c) Après une amplification de 28.7 dB. Comparaison avec un ajustement par une forme parabolique (cercles).

L'impulsion n'éclate pas en une multitude de sous impulsions ce qui va permettre d'atteindre des niveaux d'amplification bien plus importants. La Figure 18(a) permet de constater qu'il est possible d'amplifier l'impulsion d'une quarantaine de dB sans observer d' "explosion" similaire à celle observée dans le régime de dispersion anormale. L'impulsion reste monolithique. Nous constatons également Figure 18(b) qu'une fois la forme parabolique acquise, l'impulsion va conserver ce profil d'intensité. Nous n'observons ainsi pas d'évolution similaire de type "wave-breaking" caractéristique de l'évolution d'une impulsion ultra-courte de forte intensité dans une fibre à dispersion normale (*cf. chapitre I, partie 3.5*). L'impulsion connaîtra une augmentation de sa largeur temporelle et de son intensité crête.

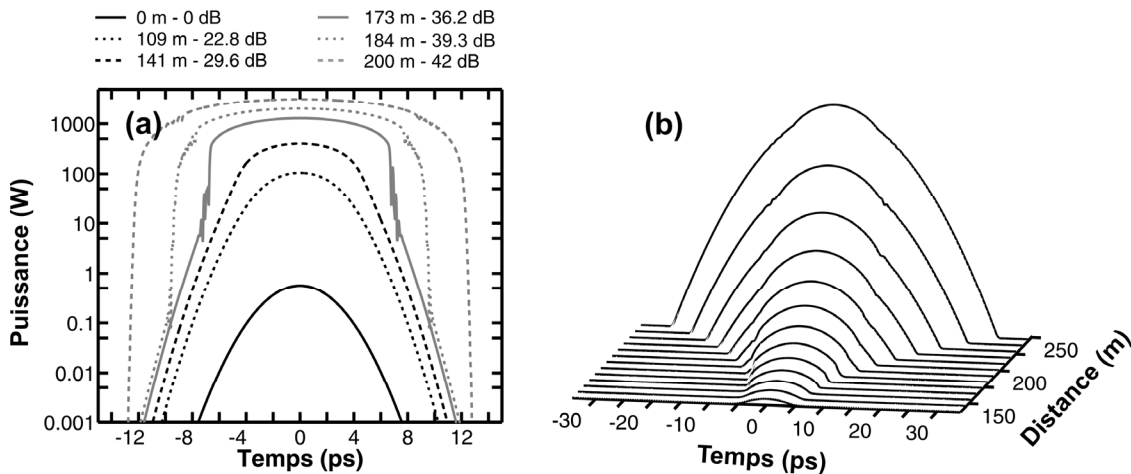


Figure 18 : (a) Profils d'intensité à différentes longueurs de propagation (paramètres identiques à la Figure 17). (b) Evolution du profil d'intensité suivant la distance de propagation.

Nous précisons dans la partie 3 les propriétés de ces impulsions de profil d'intensité parabolique qui apparaissent dans les amplificateurs à dispersion normale. Ce nouveau type d'impulsions, étudié dans le cadre des amplificateurs Raman, constituera en effet le cœur de ce travail de thèse.

2.4. Amplification à dérive de fréquence

Nous avons vu dans les parties 2.2 et 2.3 que la combinaison de l'amplification, de la dispersion et de la non-linéarité conduisait à des modifications importantes de la forme de l'impulsion initiale. Pour éviter de telles dégradations, une solution consiste à minimiser au maximum les effets non-linéaires, que ce soit par l'utilisation de fibres à très grande aire effective [132], ou bien en recourant à la technique de l'amplification à dérive de fréquence (*Chirp Pulse Amplification – CPA*) [118, 133]. Le principe de cette méthode est présenté Figure 19.

L'impulsion à amplifier est tout d'abord étirée d'un facteur A au moyen d'un élément dispersif. Cet élément, qui introduit un chirp spectral linéaire, peut être un réseau de diffraction [134], un prisme ou bien une fibre [93, 98, 116, 135, 136] ou un réseau de Bragg [137, 138]. Des facteurs d'étirement dépassant 1000 peuvent ainsi être atteints [135, 139], faisant passer des impulsions picosecondes dans le domaine nanoseconde. Cela permet de réduire d'autant la puissance crête des impulsions à amplifier, de façon à éviter les effets non-linéaires. Viennent ensuite la phase d'amplification qu'on va supposer linéaire, puis l'étape finale de la recompression qui permet théoriquement de retrouver la largeur temporelle de l'impulsion initiale. Nous reparlerons des systèmes de recompression dans le chapitre VI, partie 2. Nous pouvons citer, à ce stade, les réseaux de diffraction [98, 134, 135], les fibres à réseau de Bragg chirpé [140] éventuellement à large cœur [137] et plus récemment les fibres à cristaux photoniques à cœur creux [116, 136, 141, 142].

Il est essentiel dans cette phase de recompression d'une impulsion fortement énergétique que l'élément assurant cette fonction introduise le minimum de non-linéarité. Si l'ensemble du montage étireur + amplificateur + recompresseur n'est pas sensible à la non-linéarité et si la dispersion introduite initialement est totalement compensée en sortie, l'impulsion recomprimée sera identique à l'impulsion initiale. En pratique, il y a toujours de la non-linéarité résiduelle, que ce soit dans la phase d'amplification ou bien de recompression, ce qui provoque en général un élargissement spectral de l'impulsion (*mais une compression spectrale peut également se produire* [98, 143]). L'impulsion obtenue après recompression pourra donc être de durée différente de l'impulsion initiale [144-146] : soit plus brève [141, 144] si la phase de recompression compense de manière adéquate les effets non-linéaires introduits, soit plus longue si la compensation est incomplète ou bien s'il demeure de la dispersion d'ordre supérieur [135, 146].

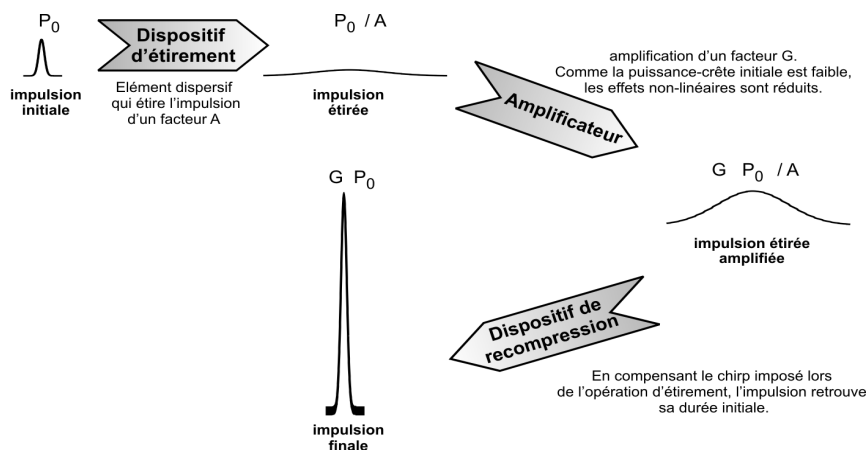


Figure 19 : Principe de l'amplification à dérive de fréquence.

L'utilisation de l'amplification à dérive de fréquence a permis de réaliser des amplificateurs capables d'amplifier des impulsions de durée inférieure à la picoseconde avec plus de 50 dB de gain. Des énergies considérables supérieures à 100 μJ ont ainsi pu être atteintes [118, 147] pour des impulsions recomprimées de quelques centaines de femtosecondes. Les puissances crêtes obtenues approchent [141, 147] ou dépassent [135, 148] alors le MégaWatt. L'utilisation d'éléments fibrés a

également permis d'aboutir à la conception de dispositifs compacts [136-138, 140-142] et le concept d'amplification à dérive de fréquence a également pu être exploité dans des cavités laser [149].

L'utilisation de l'amplification à dérive de fréquence n'est pas restreinte à l'amplification fibrée: des exemples dans des amplificateurs optiques à semi-conducteur [150] ont été développés et la CPA est surtout devenue la technique la plus répandue pour l'amplification d'impulsions ultra-courtes de très forte énergie (*amplification dans des cristaux*) [151-154]. Cette technique, en abaissant les puissances crêtes mises en jeu bien en dessous des seuils de dommage des matériaux, évite également les risques de détérioration des milieux amplificateurs et facilite l'extraction d'une énergie plus importante [153].

3. LES SIMILARITONS OPTIQUES

Nous avons vu dans la partie 2.3 que les impulsions, durant l'amplification en régime de dispersion normale, semblaient acquérir un profil parabolique. Nous allons préciser maintenant analytiquement les propriétés de cette forme d'impulsion. L'équation (64) n'étant pas intégrable par la méthode de la diffusion inverse (*méthode qui a conduit à la prédiction des solitons*), des techniques de réduction de symétrie seront employées pour trouver une solution devant obéir à des lois d'échelle simples. Cette solution, dénommée similariton, montrera ainsi un comportement auto-similaire.

Nous présenterons tout d'abord quelques illustrations du concept d'auto-similarité avant de présenter la forme analytique et les propriétés du similariton optique. Les différentes réalisations expérimentales seront également évoquées.

3.1. L'auto-similarité

L'auto-similarité est la répétition identique d'un motif à différentes échelles dans le temps ou l'espace. De nombreux systèmes présentent une telle propriété, que ce soit en physique, en biologie ou en mathématiques. L'auto-similarité est ainsi un concept clef dans l'étude des phénomènes fractals [17, 18] qui ont généré à la fin du siècle dernier un intérêt considérable et ont permis des explications extrêmement fructueuses de phénomènes très divers comme l'agrégation de particules métalliques ou bien de bactéries, la formation de cristaux, la croissance biologique de cellules cancéreuses, etc...

Des phénomènes auto-similaires ont également été mis en évidence dans le domaine de l'optique, concernant par exemple la diffusion Raman stimulée [155, 156]. Plus récemment, il a été proposé une technique pour générer un motif fractal de type Cantor dans une fibre optique en exploitant les propriétés des solitons optiques [157-159]. D'autres effets, comme la lentille temporelle [160-162], peuvent être vus comme des exemples d'auto-similarité. Nous pouvons également citer l'inscription d'un réseau ou d'un guide d'ondes [163, 164].

Modéliser ces phénomènes auto-similaires se révèle extrêmement intéressant. En effet, l'intérêt de ces solutions réside dans la possibilité de réduire alors le nombre de degrés de liberté d'un système [155, 156]. L'analyse théorique des phénomènes intervenant est alors très nettement simplifiée et permet de déboucher sur des solutions analytiques. L'exemple d'une impulsion dans un amplificateur à dispersion normale que nous allons traiter est un très bel exemple de la puissance de ces techniques auto-similaires qui ont permis de prédire une solution asymptotique pertinente.

Les mêmes techniques ont permis de montrer que toute impulsion ayant un chirp linéaire pouvait subir des phases d'élargissement ou de compression temporels tout en conservant sa forme dans une fibre optique avec une dispersion ou un gain variable (*mais sans non-linéarité*) [165]. Les concepts d'auto-similarité ont également été employés pour proposer de nouvelles formes de solutions à l'ESNL avec des coefficients variables [166-169].

3.2. Le Similariton optique

Nous allons maintenant évoquer les grandes lignes du calcul analytique qui a permis à Kruglov *et al.* de prédire analytiquement le profil parabolique linéairement chirpé des similaritons optiques. [14, 28, 170]. Cette approche a été reprise depuis pour traiter d'autres problèmes analogues intervenant dans les fibres [165-167].

Développons tout d'abord le champ complexe $\psi(t)$ sous la forme, avec $A(z,t) = \sqrt{P(t)}$:

$$\psi(z,t) = A(z,t) \exp(i \varphi(z,t)). \quad (65)$$

Substituer (65) dans l'équation (64) permet d'obtenir le système d'équations couplées suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial A}{\partial z} = \beta_2 \frac{\partial A}{\partial t} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{\beta_2}{2} A \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + \frac{g}{2} A \\ \left\{ \frac{\beta_2}{2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)^2 - \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right\} A = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \gamma A^3 \end{cases} \quad (66)$$

Nous allons alors rechercher une solution linéairement chirpée de la forme :

$$\begin{cases} A(z,t) = f(z) F(z,t) = f(z) F(\nu) \\ \varphi(z,t) = \varphi_p(z) - \frac{C_p(z)}{2} t^2 \end{cases} \quad (67)$$

avec ν variable auto-similaire d'expression

$$\nu = f^2(z) \exp(-g z) t. \quad (68)$$

A noter que le choix des expressions (67) et (68) n'est pas forcément trivial et nécessite une compréhension avancée des phénomènes physiques intervenant, d'où le grand mérite de Kruglov *et al.* d'avoir su les proposer. Dans l'expression de l'amplitude de l'impulsion, f a la même dimension que A et décrit l'évolution de l'amplitude crête de l'impulsion avec la distance de propagation. $F(\nu)$ est la fonction normalisée, sans dimension, qui décrit l'évolution du profil temporel. φ_p et C_p sont des termes d'offset de phase et de chirp, tous les deux dépendant a priori de la distance de propagation.

En exploitant la transformation (67), les équations couplées (66) peuvent être réécrites en fonction de $f(z)$, $F(\nu)$, $\varphi_p(z)$ et $C_p(z)$:

$$\begin{cases} \frac{df}{dz} = -\frac{\beta_2}{2} C_p f + \frac{g}{2} f \\ \left(\frac{\beta_2}{2} C_p^2 + \frac{1}{2} \frac{dC_p}{dz} \right) \frac{1}{f^6} \exp(2 g z) \nu^2 - \frac{1}{f^2} \frac{d\varphi_p}{dz} = \frac{\beta_2}{2} \frac{f^2}{F} \frac{d^2 F}{d\nu^2} \exp(-2 g z) - \gamma F^2 \end{cases} \quad (69)$$

En réduisant le nombre de degrés de liberté, nous sommes passés d'un système d'équations différentielles partielles à un système faisant intervenir des dérivées simples.

Étudions maintenant la limite asymptotique, c'est à dire quand $z \rightarrow \infty$. Dans ces conditions, la quantité $(d^2 F / d\nu^2) / F$ devient négligeable devant les autres termes de la seconde équation du système (69) (cette approximation correspond au domaine de validité des résultats d'Anderson *et al.* [84], cf. chapitre 1, partie 3.7). Cette simplification permet d'obtenir la forme de $F(\nu)$:

$$\begin{cases} F(\nu) = \sqrt{1 - a \nu^2} & \text{si } |\nu| \leq 1/\sqrt{a} \\ F(\nu) = 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (70)$$

ainsi qu'un système d'équations couplées pour f , φ_p et C_p :

$$\begin{cases} \frac{1}{f^2} \frac{d\varphi_p}{dz} = \gamma \\ \left(\frac{\beta_2}{2} C_p^2 + \frac{1}{2} \frac{dC_p}{dz} \right) \frac{1}{f^6} \exp(2gz) = a \gamma \end{cases}, \quad (71)$$

avec a une constante dépendant des conditions initiales.

Pour trouver $f(z)$, injectons la première relation du système (69) dans la seconde relation du système (71) pour obtenir :

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{1}{f} \frac{df}{dz} \right) - 2 \left(\frac{1}{f} \frac{df}{dz} - \frac{g}{2} \right)^2 + \beta_2 \gamma a f^6 \exp(-2gz) = 0 \quad (72)$$

qui admet comme solution :

$$f(z) = A_0 \exp\left(\frac{g}{3} z\right), \quad (73)$$

avec A_0 l'amplitude crête de la solution analytique à $z = 0$, telle que :

$$a = \frac{g^2}{18 \beta_2 \gamma A_0^6}. \quad (74)$$

En combinant la forme de f donnée par l'équation (73) avec l'équation (68), nous obtenons la forme explicite de la variable auto-similaire ν :

$$\nu = A_0^2 \exp\left(-\frac{g}{3} z\right) t. \quad (75)$$

Nous connaissons maintenant complètement l'expression asymptotique de l'amplitude $A(z,t)$:

$$\begin{cases} A(z,t) = A_0 \exp\left(\frac{g}{3} z\right) \sqrt{1 - \frac{t^2}{T_p^2}} & \text{si } |t| \leq T_p \\ A(z,t) = 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (76)$$

$A(z)$ correspond donc à un profil d'intensité parabolique (cf chapitre I parties 2.2 et 3.7) avec T_p représentant la largeur effective de l'impulsion :

$$T_p(z) = \exp\left(\frac{g}{3} z\right) \frac{6 \sqrt{\beta_2 \gamma / 2} A_0}{g} \quad (77)$$

La constante A_0 est alors donnée par :

$$A_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{g U_{ini}}{\sqrt{\beta_2 \gamma / 2}} \right)^{1/3}. \quad (78)$$

Reste à déterminer φ_p et C_p . En insérant la relation (73) dans la première équation du système (69), nous obtenons l'expression de C_p :

$$C_p(z) = \frac{g}{3 \beta_2}. \quad (79)$$

A partir de la première relation du système (71), nous déduisons finalement l'expression de φ_p :

$$\varphi_p(z) = \varphi_0 + \exp\left(\frac{2}{3} g z\right) \frac{3 \gamma A_0^2}{2 g}. \quad (80)$$

La solution asymptotique analytique complète est donc de la forme :

$$\begin{cases} \psi_p(z,t) = A_p(z) \sqrt{1 - \frac{t^2}{T_p^2(z)}} \exp\left\{i\left(\varphi_p(z) - \frac{C_p}{2} t^2\right)\right\} & \text{si } |t| \leq T_p \\ \psi_p(z,t) = 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (81)$$

avec

$$\begin{cases} A_p(z) = A_0 \exp\left(\frac{g}{3} z\right) = \frac{1}{2} \left(\frac{g U_{ini}}{\sqrt{\beta_2} \gamma / 2}\right)^{1/3} \exp\left(\frac{g}{3} z\right) \\ T_p(z) = \exp\left(\frac{g}{3} z\right) \frac{6 \sqrt{\beta_2} \gamma / 2 A_0}{g} \\ C_p = \frac{g}{3 \beta_2} \\ \varphi_p(z) = \varphi_0 + \exp\left(\frac{2}{3} g z\right) \frac{3 \gamma A_0^2}{2 g} \end{cases} \quad (82)$$

Cette forme correspond, rappelons-le, à une solution asymptotique de l'équation (64) supposant $(d^2F/dv^2) / F$ négligeable. Il a été démontré théoriquement et plus récemment expérimentalement, que, dans un régime intermédiaire, la solution n'était plus compacte comme la solution (81) mais présentait des ailes avec une décroissance exponentielle [28, 170-172]. L'importance de ces ailes, qui font le lien entre la forme initialement quelconque et la forme finale parabolique, décroît progressivement au fur et au mesure de l'augmentation de la puissance crête. La Figure 18(a) illustre ce phénomène. Après 109, 141, 173 m de propagation, on distingue encore nettement en échelle logarithmique les ailes de l'impulsions qui sont alors seulement à -20 dB de la puissance crête. Après 187 m de propagation, même si elles restent toujours visibles, leur niveau est néanmoins repoussé à -50 dB par rapport à la puissance crête. Après 200 m, les ailes à décroissance exponentielle ne sont plus du tout visibles et il est possible de considérer que l'impulsion est totalement entrée dans le régime de propagation asymptotique.

L'expression de la solution asymptotique (81) dans le domaine spectral correspond à un profil d'intensité parabolique avec un chirp linéaire de pente positive (cf. chapitre 1, partie 3.7) :

$$\begin{cases} \widetilde{\psi}_p(z,\omega) \approx \widetilde{A}_p(z) \sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\omega_p^2(z)}} \exp\left\{i\left(\widetilde{\varphi}_p(z) + \frac{\widetilde{C}_p}{2} \omega^2\right)\right\} & \text{si } |\omega| \leq \omega_p \\ \widetilde{\psi}_p(z,\omega) = 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (83)$$

avec

$$\begin{cases} \widetilde{A}_p(z) = A_p(z) \sqrt{\frac{2 \pi}{C_p}} = A_0 \exp\left(\frac{g}{3} z\right) \sqrt{\frac{2 \pi}{C_p}} \\ \omega_p(z) = C_p T_p(z) = \exp\left(\frac{g}{3} z\right) \sqrt{\frac{2 \gamma}{\beta_2}} A_0 \\ \widetilde{C}_p = 1 / C_p = \frac{3 \beta_2}{g} \\ \widetilde{\varphi}_p(z) = \varphi_p(z) + \frac{\pi}{4} \end{cases} \quad (84)$$

Cette expression montre, entre autres, que la largeur spectrale ω_p augmente longitudinalement de manière exponentielle. L'impulsion finale amplifiée aura donc une largeur spectrale supérieure à celle de l'impulsion initiale. Après recompression de l'impulsion amplifiée pour éliminer le chirp linéaire, nous aboutirons donc à une impulsion temporellement nettement plus courte que l'impulsion initiale. Cela contraste avec la technique de l'amplification à dérive de fréquence où l'impulsion amplifiée retrouve, en théorie, après recompression, sa largeur initiale. L'évolution de type similariton présente donc un grand intérêt dans le domaine de la génération d'impulsions ultra-courtes. Nous reviendrons plus en détail sur ce point dans le chapitre VI, partie 2.

3.3. Quelques propriétés

La solution similariton exprimée par les équations (81) et (82) présente des propriétés remarquables.

Remarquons tout d'abord que les largeurs temporelle et spectrale $T_p(z)$, $\omega_p(z)$, et les amplitudes crêtes $A_p(z)$ et $\tilde{A}_p(z)$ ont toutes la même évolution longitudinale selon une loi exponentielle en $\exp(gz/3)$. L'impulsion évolue donc de manière parfaitement homothétique, ce qui constitue là une très belle illustration de l'auto-similarité.

Notons également que si l'impulsion n'avait subi ni les effets de la dispersion, ni les effets de la non-linéarité, ses largeurs temporelle et spectrale n'auraient pas évolué alors que son amplitude crête aurait augmenté suivant une loi en $\exp(gz/2)$. Si une impulsion initialement gaussienne avait seulement subi les effets de la dispersion durant l'amplification, sa largeur temporelle aurait asymptotiquement évolué suivant une loi en z et son amplitude crête A suivant une loi en $\exp(gz/2)/z^{1/2}$ alors que sa largeur spectrale serait restée inchangée. Nous constatons donc que l'évolution asymptotique du similariton résulte bien d'une interaction entre dispersion, non-linéarité et gain, entraînant alors un élargissement temporel accru de l'impulsion.

Si nous nous intéressons en détail aux coefficients caractéristiques de l'impulsion (équations (82) et (84)), nous constatons que l'impulsion initiale n'influence les caractéristiques du similariton généré qu'au travers de son énergie initiale U_{ini} (paramètre intervenant dans la définition de A_0). Autrement dit, à énergie U_{ini} donnée, quelle que soit la forme de l'impulsion initiale, l'impulsion tendra asymptotiquement vers le même similariton optique. Toute l'énergie initiale va donc participer à la formation du similariton optique et aucune onde radiative ne sera observée. Il s'agit là d'un comportement très différent du comportement que l'on peut par exemple observer lors de l'évolution d'un soliton où une partie de l'énergie est rayonnée. Notons également que les coefficients de chirps temporels et spectraux sont quant à eux totalement indépendants des propriétés de l'impulsion initiale : seuls les paramètres de dispersion et de gain vont influencer le chirp. Nous reviendrons plus longuement dans le chapitre IV, parties 2.1 et 2.2 sur l'influence de la forme et de l'énergie initiale sur les propriétés de l'impulsion.

Le similariton étant une impulsion parabolique, il pourra résister aux effets du wave-breaking optique pour se propager dans une fibre à dispersion normale sans perdre sa forme de similariton (cf. chapitre I, partie 3.7). Cette résistance au wave-breaking va permettre notamment d'atteindre des facteurs d'amplification jusque là impossibles à réaliser par les techniques d'amplification ne recourant pas à la méthode de l'amplification par dérive de fréquence.

3.4. Limites du modèle

Même si l'équation de Schrödinger non-linéaire avec un terme de gain constant (64) modélise fidèlement le comportement d'une impulsion dans un grand nombre de situations, il faut néanmoins garder à l'esprit plusieurs limites qui vont restreindre le domaine de validité de la solution asymptotique.

Notons, tout d'abord, que l'équation (64) ne prend pas en compte la nature du processus physique d'amplification mais seulement le gain g résultant. Si cette approche semble a priori adéquate dans le cadre de l'amplification par fibre dopée terre-rare ou bien par effet Raman, sa validité est plus délicate dans le cadre de l'amplification paramétrique. En effet, dans ces conditions, l'évolution du signal est gouvernée par le système d'équations couplées (62) où apparaissent notamment des termes de modulation de phase croisée mettant en jeu la pompe et l'onde idler. Il en résulte un fonctionnement sensible à la phase, et la relation de phase entre le signal et l'idler fait qu'il sera difficile d'observer l'évolution de type similariton.

D'autres restrictions sont liées à l'approximation d'un gain constant. Il est tout d'abord difficile d'obtenir, à moins d'un pompage bidirectionnel, un gain longitudinalement constant. En effet, l'atténuation linéaire de la pompe dans la fibre et la déplétion de la pompe par transfert d'énergie vers le signal vont conduire à une évolution longitudinale de l'intensité de la pompe et donc du gain. Une analyse de l'équation (64) avec un profil de gain longitudinal arbitraire $g(z)$ a montré que l'impulsion tendait toujours asymptotiquement vers une forme de similariton optique [28, 171, 173]. Nous reviendrons plus en détail sur ce point dans le chapitre IV, partie 3.2.

L'équation (64) repose également sur l'approximation d'un gain spectral $g(\omega)$ constant. Or nous avons vu, dans la partie 1 de ce chapitre, que les amplificateurs optiques, en particulier les amplificateurs dopés terres-rares, avaient une bande de gain finie. Étant donné que la largeur spectrale ω_p du similariton augmente exponentiellement (cf. équations (84)), vient un moment où ω_p est comparable à la bande passante de gain. Il a alors été montré que, dans ces conditions, on n'assistait plus à une propagation de type auto-similaire mais plutôt à une propagation de type solitonique sous la forme de solitons chirpés [130, 131, 174].

Notons également que le modèle utilisé néglige les effets linéaires et non-linéaires d'ordres supérieurs. Ainsi, la dispersion du troisième ordre n'est pas prise en compte, ce qui peut sembler une approximation pour des impulsions dont le spectre peut s'étaler sur plusieurs THz. L'inclusion de la dispersion du troisième ordre dans le modèle conduirait à briser les relations de symétries employées pour trouver la forme auto-similaire et compliquerait donc notablement la formulation analytique. Néanmoins, comme le chirp introduit durant l'amplification a pour origine majoritairement les effets non-linéaires, l'impact de la dispersion du troisième ordre devrait rester limité.

L'effet Raman est lui aussi négligé dans le modèle basé sur l'équation (64). Or, si la puissance de l'impulsion amplifiée devient suffisamment importante, le similariton va se comporter comme une pompe, générer une impulsion Raman Stokes et transférer une partie de son énergie vers cette impulsion Stokes [101, 175, 176]. Cet effet va donc lui aussi limiter le domaine de validité de la solution asymptotique.

3.5. Réalisations expérimentales

La première étude expérimentale réalisée dans un amplificateur optique à dispersion normale fut celle de Tamura *et al.* [13]. Ce travail basé sur l'utilisation d'une fibre dopée erbium a permis de vérifier la linéarité du chirp de l'impulsion amplifiée, cette dernière pouvant efficacement être recomprimée par un réseau de diffraction.

L'utilisation d'un dispositif de caractérisation en intensité et en amplitude FROG [20] a permis en 2000 à Fermann *et al.* [14] de valider l'utilisation des concepts d'auto-similarité prédisant l'évolution parabolique d'une impulsion. Ainsi, une impulsion initiale gaussienne de 200 fs de largeur temporelle à 1.06 μm est envoyée dans un amplificateur à fibre dopée ytterbium de 3.6 m de longueur. L'amplification de 30 dB permet d'obtenir en sortie du dispositif des énergies de 12 nJ. Les impulsions en sortie se sont élargies temporellement et spectralement pour atteindre une durée de 2.6 ps et une largeur spectrale de 32 nm. La Figure 20, extraite de la référence [14], montre un accord convaincant

entre le profil d'intensité et de chirp mesurés expérimentalement, les résultats issus des simulations numériques et les résultats issus du modèle analytique.

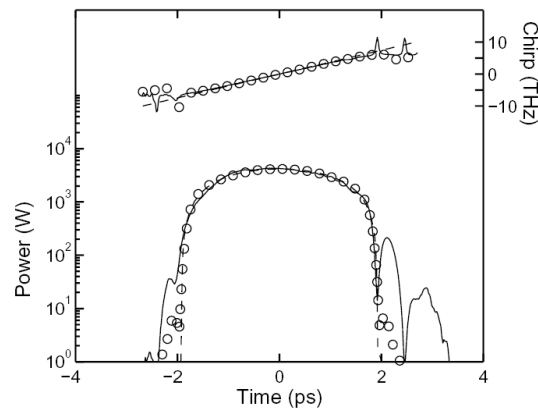


Figure 20 : Intensité (axe gauche) et chirp (axe droit) de l'impulsion issue d'un amplificateur à fibre dopée ytterbium pour un gain de 30 dB. Les résultats expérimentaux (lignes continues) sont comparés aux résultats issus des simulations numériques (cercles) et des prédictions analytiques (pointillés). Résultats extraits de l'article de M.E. Fermann, V.I. Kruglov, B.C. Thomsen, J.M. Dudley et J.D. Harvey, "Self-Similar Propagation and Amplification of Parabolic Pulses in Optical Fibers", *Phys. Rev. Lett.* 84 (26), p 6010-6013 (2000)

Une autre illustration de la génération de similaritons dans une fibre dopée ytterbium a été réalisée par Limpert *et al.* [177] avec la production, après recompression, d'impulsions de 80 fs avec des puissances crêtes dépassant le Méga-Watt. D'autres exemples récents [92, 178] confirment le potentiel important de l'amplification par similaritons pour la génération d'impulsions de très haute énergie (avoisinant ou dépassant $0.5 \mu\text{J}$ par impulsion). Des fibres dopées erbium ont également pu être utilisées dans la fenêtre des télécommunications optiques [172, 179-181].

Une autre méthode pour générer des similaritons a également été proposée par Hirooka *et al.* [182]. Dans la configuration qu'ils proposent, une dispersion lentement décroissante [183] remplace le terme de gain. Il a en effet déjà été montré, par exemple dans le cadre de la compression adiabatique de solitons [184-186], de la compression d'un battement sinusoïdal en un train de solitons [125] ou bien pour maintenir inchangée la forme d'un soliton en présence de pertes [48], qu'un terme de dispersion décroissant avait des effets équivalents à un terme de gain.

Le concept de similariton a également trouvé une application dans le domaine des lasers, notamment au travers des travaux de Ilday, Buckley et Wise [90, 187-194]. Une évolution auto-similaire peut en effet être observée dans un dispositif à cavité [188, 195]. L'impulsion acquiert ainsi un profil d'intensité parabolique linéairement chirpé. La cavité laser utilisée est alors constituée de trois segments : une fibre dopée ytterbium fournissant le gain nécessaire au fonctionnement laser, suivie d'un dispositif de recompression à réseaux de diffraction qui recomprime les impulsions paraboliques avant de les envoyer dans un segment de fibre monomode à dispersion normale. L'utilisation d'un tel schéma de fonctionnement a permis de gagner un ordre de grandeur par rapport aux performances jusque-là réalisables par les lasers fibrés à solitons [196] ou bien les lasers à impulsions étirées [191, 197]. Des impulsions de 50 fs avec des énergies de 5 nJ ont alors pu être obtenues. Des évolutions auto-similaires du même type seraient également observables dans des lasers non fibrés comme un laser titane-saphir [198].

Enfin, de la même manière qu'il est possible de dresser une analogie entre solitons temporels et solitons spatiaux [6, 34, 35], il a également été mis en évidence théoriquement la possibilité de générer des similaritons spatiaux [199].

4. CONCLUSION

Nous avons introduit dans ce chapitre différentes techniques d'amplification optique fibrée. Durant l'amplification d'impulsions courtes, l'interaction entre la dispersion, le gain et la non-linéarité va conduire à un changement important de la forme de l'impulsion à amplifier. Ce problème peut être contourné en utilisant la technique d'amplification à dérive de fréquence. L'approche radicalement opposée, que nous allons développer dans cette thèse, consiste, au contraire, à tirer profit de cette interaction. Si en régime de dispersion anormale, l'impulsion éclate finalement vers des solitons d'ordre supérieur, en régime de dispersion normale, l'impulsion acquiert progressivement un profil d'intensité parabolique linéairement chirpé. L'utilisation de techniques auto-similaires a permis de préciser analytiquement la forme et les propriétés de ce nouveau type d'impulsion appelée similariton optique. Plusieurs réalisations expérimentales dans des fibres dopées terres-rares ont d'ores et déjà confirmé l'apparition des similaritons optiques et ont prouvé tout leur potentiel dans le domaine des amplificateurs à fibre.

SIMILARITONS RAMAN

MODÉLISATION ET MISE EN ÉVIDENCE EXPÉRIMENTALE

Nous détaillons ici le modèle numérique utilisé pour modéliser l'amplification Raman d'une impulsion. Nous décrivons également le dispositif expérimental de génération et de caractérisation d'impulsions de type similariton. Les résultats expérimentaux démontrent que l'impulsion amplifiée a développé un profil d'intensité parabolique associé à un profil de chirp linéaire et positif, en accord avec nos simulations numériques.

1. INTRODUCTION

La quasi-totalité des travaux expérimentaux concernant les similaritons optiques a été effectuée dans le cadre d'une amplification à base de fibres dopées terres-rares, fibres dopées erbium [13] ou bien ytterbium [14, 177], ce qui permet notamment d'atteindre des puissances crêtes très importantes. Mais l'utilisation de tels supports, limités seulement à quelques longueurs d'ondes, n'est pas indispensable. En effet, la génération de similaritons optiques est prévue dans le cadre de l'ESNL avec un terme de gain constant (*Equation (64)*). Or la validité de cette équation n'est en rien liée à un type particulier d'amplification, si bien qu'il est naturel de penser à d'autres types de mécanismes physiques d'amplification optique tel que l'amplification Raman.

Comme le principe de l'amplification Raman n'est pas intrinsèquement confiné à un nombre restreint de longueurs d'ondes, il devient dès lors possible de générer des similaritons à n'importe quelle longueur d'onde, sous réserve de disposer d'une fibre à dispersion normale et d'une pompe adéquate. Les travaux de A.C. Peacock *et al.* [200, 201] ont confirmé numériquement le potentiel de l'amplification Raman, combinée alors avec l'utilisation d'une fibre à cristaux photoniques dont le design a été tout spécialement optimisé. Parallèlement et indépendamment de ces travaux, Cyril Billet, John Dudley et Guy Millot montraient eux-aussi numériquement la possibilité d'utiliser le gain Raman, mais sans nécessiter de fibre exotique [202-204]. Cette méthode, ne recourant qu'à du matériel standard disponible commercialement, présentait de plus l'originalité d'être la première prédiction des similaritons optiques aux longueurs d'ondes des télécommunications optiques.

Mon travail de thèse a commencé sur les bases de ces travaux numériques. J'ai alors approfondi la modélisation numérique de la génération des similaritons dans l'amplificateur Raman. Je détaillerai donc tout d'abord le modèle numérique que nous avons utilisé. Mais l'essentiel de mon travail a été de nature expérimentale avec la première mise en évidence expérimentale de similaritons optiques Raman. Je présenterai ainsi le dispositif expérimental de génération que nous avons mis en place, en détaillant plus particulièrement les différentes techniques de caractérisation d'impulsions que j'ai pu utiliser dans le cadre de cette thèse. Les résultats expérimentaux obtenus seront ensuite comparés aux prédictions numériques.

2. PARAMÈTRES TYPIQUES UTILISÉS

Nous avons utilisé comme base de travail les résultats détaillés par Cyril Billet dans le cadre de son Diplôme d'Etudes Approfondies [203]. Ainsi, nous nous sommes concentrés sur l'amplification d'impulsions de largeur temporelle initiale d'une dizaine de picosecondes pour une énergie de quelques picoJoules, aux longueurs d'ondes des télécommunications optiques (1550 nm). Ce choix de longueur

d'onde a été motivé par l'importance en termes d'applications potentielles à l'industrie des télécommunications. Une autre raison plus pratique a été la disponibilité commerciale pour ces longueurs d'ondes d'une large offre de fibres et de sources fibrées. L'utilisation d'un matériel standardisé fibré (*coupleurs, isolateurs*) permet de plus une mise en place expérimentale facilitée et une stabilité des montages beaucoup plus importante par rapport aux montages optiques conventionnels faisant intervenir des éléments à l'air libre (*objectifs d'injection dans les fibres, lames séparatrices, etc...*).

Le processus amplificateur retenu est le gain Raman. Notons que ce choix était volontaire et n'a pas été dicté par l'absence de fibres optiques dopées terres-rares utilisables à 1550 nm. Des travaux ont ainsi récemment démontré que les fibres dopées erbium constituaient également une solution efficace pour la génération de similaritons optiques [172, 180, 181]. Dans le cadre de l'amplification Raman, une pompe génère une amplification maximale pour un signal décalé vers les basses longueurs d'ondes de 13.2 THz. Cela conduit donc, pour une amplification à 1550 nm, à recourir à une pompe de longueur d'onde voisine de 1450 nm. La puissance typique mise en jeu de cette pompe va varier entre 0.8 et 1.6 W.

Reste le choix de la fibre optique. Plusieurs types de fibre à dispersion normale existent (*voir le Tableau 4*). Les travaux préliminaires de Billet *et al.* ont montré que les fibres de type NZ-DSF étaient tout à fait compatibles avec les contraintes expérimentales que nous venons de décrire. Par la suite, nous avons pu vérifier numériquement que les autres types de fibres étaient moins adaptés. En effet, leur dispersion étant plus élevée, les effets dispersifs vont prédominer, entraînant un étalement plus rapide de l'impulsion et une diminution accélérée de l'amplitude crête. Les effets non-linéaires, indispensables à la génération de similaritons, seront dans ces cas trop réduits.

Type de fibre	Sigle	Dispersion $ps.km^{-1}.nm^{-1}$	Non-linéarité $\times 10^{-3} W^{-1}.m^{-1}$
Fibre à Zéro de Dispersion Décalé	NZ-DSF -	-1 / -4	2
Fibre Compensatrice de Dispersion	DCF	-90	5
Reverse Teraligth	RV-TERALIGHT	-16	4

Tableau 4 : Paramètres de fibres à dispersion normale commerciales

Nous avons donc opté pour l'utilisation d'une fibre à dispersion normale NZ-DSF. Nous disposons d'une fibre dont les paramètres expérimentaux à 1550 nm sont résumés dans le tableau suivant :

Longueur, L (m)	5 300
Dispersion d'ordre 2, β_2 ($ps^2.m^{-1}$)	$4.89 \cdot 10^{-3}$
Dispersion d'ordre 3, β_3 ($ps^3.m^{-1}$)	$1.09 \cdot 10^{-4}$
Zéro de dispersion, λ_0 (nm)	1495
Coefficient non-linéaire, γ ($W^{-1}.m^{-1}$)	$2.23 \cdot 10^{-3}$
Atténuation, α ($dB.km^{-1}$)	0.20

Tableau 5 : Paramètres de la fibre utilisée dans l'amplificateur

Nous choisissons d'étudier tout d'abord un pompage copropagatif, c'est-à-dire un pompage dans lequel impulsion et pompe se propagent dans le même sens. Le cas inverse (*montage contre-propagatif*) sera étudié en détail dans le prochain chapitre, partie 3.2. Comme nous le verrons par la suite, les simulations numériques nous indiquent que plusieurs kilomètres de fibre sont alors nécessaires à la formation de similaritons.

3. MODÉLISATION NUMÉRIQUE

3.1. Equation de Schrödinger non-linéaire généralisée

L'équation de Schrödinger non-linéaire avec un terme de gain constant (64) constitue un outil efficace pour effectuer une première approche des phénomènes intervenant durant l'amplification. Cependant, ce modèle ne prend pas en compte tous les effets influençant l'amplification Raman. Ainsi, l'hypothèse d'un gain longitudinal constant néglige la décroissance de la puissance de la pompe lors de sa propagation. Les pertes linéiques de 0.3 dB/km conduisent dans le cas d'un amplificateur de 5.3 km à une chute de 1.5 dB de la puissance de pompe, c'est-à-dire à une diminution de 30 % du gain le long de la fibre. Comme nous le vérifierons expérimentalement dans la partie 3.2 du chapitre IV, le profil de gain longitudinal dans une fibre a une influence non-négligeable [173]

Pour prendre en compte de manière plus réaliste le processus d'amplification Raman et les évolutions conjointes des puissances de la pompe et du signal, nous avons utilisé l'équation de Schrödinger non-linéaire sous sa forme généralisée :

$$i \frac{\partial \psi}{\partial z} = -i \frac{\alpha}{2} A + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} + i \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 \psi}{\partial t^3} - \gamma \left[1 + \frac{i}{\omega_s} \frac{\partial}{\partial t} \right] \psi(z,t) \int_0^\infty R(t') |\psi(z,t-t')|^2 dt'. \quad (85)$$

Dans cette expression, $\psi(z,t) = \psi_s(z,t) + \psi_r(z,t) \exp(-i \Omega t)$ avec $\psi_s(z,t)$ et $\psi_r(z,t)$ les enveloppes lentement variables des champs signal et pompe oscillant aux fréquences ω_s et ω_r respectivement. $\Omega = \omega_r - \omega_s$ est le désaccord de fréquence entre la pompe et le signal. Ω est choisi pour obtenir une amplification Raman optimale. Nous allons utiliser ici typiquement une impulsion initiale $\psi_s(0,t)$ de profil *sech*² en limite de Fourier dont la largeur temporelle totale à mi-hauteur est de 10 ps et avec une énergie de 3 pJ. Nous allons considérer une pompe continue supposée sans bruit à la longueur d'onde de 1455 nm et avec une puissance de 0.95 W.

L'inclusion de l'opérateur différentiel par rapport au temps $(i/\omega_s)\partial/\partial t$ dans le terme non-linéaire est nécessaire pour s'assurer que le nombre de photons est conservé durant l'amplification (dans le cadre de l'amplification Raman, ce n'est pas l'énergie qui doit être conservée mais le nombre de photons).

La fonction $R(t) = (1 - f_r) \delta(t) + f_r h_r(t)$ inclut la réponse instantanée (terme en δ) ainsi que la contribution Raman $h_r(t)$ retardée avec un poids relatif $f_r = 0.18$. Pour $h_r(t)$, nous utilisons la réponse Raman de la silice telle qu'elle a été mesurée expérimentalement par Stolen *et al* [108].

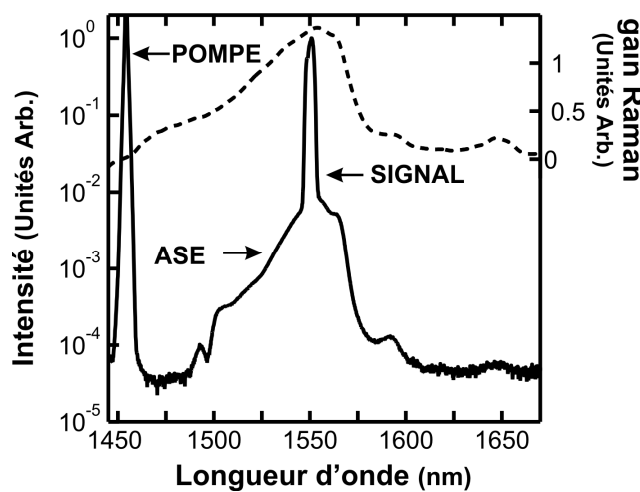


Figure 21 : Comparaison de la réponse Raman avec le spectre typique d'une impulsion amplifiée : spectre expérimental (trait continu, axe de gauche) de l'impulsion après 5.3 km d'amplification dans la fibre NZ-DSF. L'énergie initiale de l'impulsion est de 3 pJ, sa durée temporelle de 10 ps et le gain de 18.8 dB. Partie imaginaire (responsable du gain) de la réponse spectrale Raman h_r due à un pompage à 1455 nm (trait pointillé).

Nous avons représenté Figure 21 la partie imaginaire de $\tilde{h}_r(\omega)$ (réponse spectrale de $h_r(t)$), que nous comparons avec un spectre expérimental typique de l'impulsion après amplification (*nous décrirons plus tard les paramètres utilisés*). Nous constatons tout d'abord que l'émission spontanée amplifiée (ASE) Raman est ici plus de 20 dB plus faible que la valeur du signal : notre approche consistant à négliger dans la modélisation l'émission spontanée Raman est donc tout à fait justifiable.

Nous constatons également que la largeur spectrale de l'impulsion amplifiée est significativement plus étroite que la bande passante de gain Raman. Les effets limitatifs de la largeur finie de la bande passante de gain auront donc une faible influence de sorte que les conditions d'une propagation solitonique démontrées par Peacock *et al.* [174-176] ne seront pas satisfaites.

Une autre limite peut également apparaître, il s'agit de l'apparition de pics Raman auto-stimulés d'ordres supérieurs. Cette limite est plus prompte à intervenir dans notre cas où l'on utilise des longueurs de fibre importantes [176]. Nous vérifions qu'avec les conditions expérimentales utilisées ici, nous ne sommes pas affectés par cette limite : le spectre Figure 21 ne présente aucune nouvelle composante fréquentielle générée. Nous verrons toutefois dans le chapitre suivant, partie 2.2.2, qu'il est nécessaire de garder de telles limitations à l'esprit.

3.2. Walk-off et modélisation numérique

Pour résoudre l'équation (85), nous utilisons la méthode de la transformée de Fourier à pas divisé [21]. Des simulations préliminaires nous ont indiqué qu'avec les paramètres cités plus haut, une distance de plusieurs kilomètres est nécessaire pour atteindre un régime de propagation similariton. Cette distance importante de propagation nous pousse à considérer le phénomène de "walk-off".

Le walk-off est lié à la différence des vitesses de groupe entre la pompe et le signal à amplifier : dans la fibre optique, en raison de la dispersion chromatique et de leur large écart spectral Ω , impulsions signal et pompe vont se propager à des vitesses différentes. Le paramètre caractéristique de walk-off est alors défini par $\delta = \beta_{1r} - \beta_{1s}$ où $\beta_l = d\beta/d\omega$ (avec β la constante de propagation). Les indices s et r sont relatifs au signal et à la pompe Raman respectivement. Pour la fibre considérée, nous avons une valeur $\delta = 1.07 \text{ ps.m}^{-1}$. Pour une distance de propagation de 5.3 km, l'écart temporel entre la pompe et le signal est alors $\Delta T_\delta = L \times \delta = 5.6 \text{ ns}$.

Pour modéliser correctement la propagation conjointe de l'impulsion et de la pompe compte-tenu du walk-off, la fenêtre temporelle considérée dans la méthode de Fourier à pas divisé doit être supérieure à ΔT_δ . Une autre contrainte numérique est liée à la fenêtre spectrale à prendre en compte pour modéliser convenablement l'évolution de la pompe et du signal qui sont initialement séparés de 13.2 THz. Pour effectuer une modélisation correcte, la largeur spectrale doit être au minimum quatre fois plus importante que l'écart spectral Ω , soit 50 THz. En raison des propriétés de la transformée de Fourier, cela revient à considérer un pas de discrétisation temporel qui est inversement proportionnel à cette largeur spectrale. Combiner une fenêtre temporelle large avec une discrétisation temporelle fine conduit à utiliser un nombre de points très important, dans notre cas, 2^{18} points. Un tel nombre de points nécessite un temps de calcul prohibitif. En pratique, le nombre de points doit être limité ce qui conduit à restreindre l'intervalle temporel considéré. Cela conduira inévitablement à des artefacts sur lesquels nous reviendrons par la suite.

3.3. Equations couplées

Pour améliorer l'efficacité des calculs numériques, les évolutions du signal à amplifier ψ_s et de la pompe ψ_r peuvent être modélisées séparément. Cette démarche a conduit à considérer le système de deux équations de Schrödinger non-linéaires couplées suivant [205] :

$$\begin{aligned}
i \frac{\partial \psi_s}{\partial z} &= -i \frac{\alpha_s}{2} \psi_s + \frac{\beta_{s2}}{2} \frac{\partial^2 \psi_s}{\partial t^2} + i \frac{\beta_{s3}}{6} \frac{\partial^3 \psi_s}{\partial t^3} \\
&- \gamma_s \left[1 + \frac{i}{\omega_s} \frac{\partial}{\partial t} \right] \left\{ (1-f_r) \psi_s (|\psi_s|^2 + 2 |\psi_r|^2) \right. \\
&+ f_r \psi_s \int_0^\infty h(t') (|\psi_s(z, t-t')|^2 + |\psi_r(z, t-t')|^2) dt' \\
&\left. + f_r \psi_r \int_0^\infty h(t') \psi_s(z, t-t') \psi_r^*(z, t-t') e^{-i\Omega t'} dt' \right\} \\
i \frac{\partial \psi_r}{\partial z} &= -i \frac{\alpha_r}{2} \psi_r - i \delta \frac{\partial \psi_r}{\partial t} + \frac{\beta_{r2}}{2} \frac{\partial^2 \psi_r}{\partial t^2} + i \frac{\beta_{r3}}{6} \frac{\partial^3 \psi_r}{\partial t^3} \\
&- \gamma_r \left[1 + \frac{i}{\omega_r} \frac{\partial}{\partial t} \right] \left\{ (1-f_r) \psi_r (|\psi_r|^2 + 2 |\psi_s|^2) \right. \\
&+ f_r \psi_r \int_0^\infty h(t') (|\psi_s(z, t-t')|^2 + |\psi_r(z, t-t')|^2) dt' \\
&\left. + f_r \psi_s \int_0^\infty h(t') \psi_r(z, t-t') \psi_s^*(z, t-t') e^{i\Omega t'} dt' \right\}
\end{aligned} \tag{86}$$

$$\begin{aligned}
&- \gamma_r \left[1 + \frac{i}{\omega_r} \frac{\partial}{\partial t} \right] \left\{ (1-f_r) \psi_r (|\psi_r|^2 + 2 |\psi_s|^2) \right. \\
&+ f_r \psi_r \int_0^\infty h(t') (|\psi_s(z, t-t')|^2 + |\psi_r(z, t-t')|^2) dt' \\
&\left. + f_r \psi_s \int_0^\infty h(t') \psi_r(z, t-t') \psi_s^*(z, t-t') e^{i\Omega t'} dt' \right\}
\end{aligned} \tag{87}$$

Ce système est équivalent à l'équation (85) tant qu'aucune nouvelle fréquence optique n'est générée, que ce soit par mélange à quatre ondes ou bien par amplification Raman cascadée. La validité de cette approximation est vérifiée expérimentalement sur le spectre représenté Figure 21 où aucune nouvelle composante spectrale n'est observée. Des simulations numériques résolvant l'équation (85) avec une fenêtre temporelle adaptée ont également montré que l'amplitude des nouvelles composantes harmoniques était tout à fait négligeable (*l'énergie contenue dans ces composantes n'excédait pas -40 dB de l'énergie contenue dans l'impulsion à amplifier*).

Dans le système d'équations (86) et (87), les trois derniers termes du membre de droite correspondent aux termes Raman qui représentent respectivement les effets d'auto-glissement fréquentiel (*self-frequency shift*), de décalage spectral croisé (*cross-frequency shift*) et les termes d'amplification (*et de déplétion*) Raman. Nous avons vérifié numériquement que la non-prise en compte des termes de décalages en fréquence (*self-frequency and cross-frequency shifts*) n'entraînait que des variations de la puissance crête et de la largeur temporelle des impulsions amplifiées inférieures à 4%.

Remarquons que dans le système d'équations précédent, le terme de self-steepening agit indépendamment sur chaque composante spectrale et n'assure donc plus son rôle de conservation du nombre de photons entre la pompe et le signal. Pour remédier à ce problème, nous introduisons numériquement cette correction.

La résolution du système d'équations couplées (86) et (87) ne requiert plus une fenêtre spectrale aussi large que 50 THz. Désormais, la largeur spectrale de la fenêtre de calcul sera imposée par la largeur spectrale de l'impulsion amplifiée en sortie de fibre. Une fenêtre de quelques THz devient alors amplement suffisante. L'inconvénient d'avoir à considérer deux équations au lieu d'une (*c'est à dire doubler le nombre de vecteurs de points à considérer*) est donc largement compensé par la

diminution d'un facteur 10 de la résolution temporelle du signal. Comme le temps de calcul augmente de manière exponentielle avec le nombre de points considéré, le gain en temps de simulations est conséquent (*nous pouvons réduire de plus d'un ordre de grandeur le temps de calcul, passant ainsi d'un temps de calcul de 4 heures à une dizaine de minutes seulement sur un PC Pentium 4 à 2.4 GHz*).

3.4. Effets de déplétion de la pompe

La Figure 22(a) montre les effets de déplétion de l'onde pompe en fonction de la distance de propagation, tel que nous avons pu le calculer par intégration du système d'équations (86) et (87). Nous avons vérifié au préalable que l'intégration numérique de l'équation (85) combinée avec une fenêtre temporelle correcte conduisait bien au même résultat. Par définition du repère propre du système (86), l'impulsion signal se trouve toujours centrée au temps $t = 0$. Nous constatons alors Figure 22(a) que le walk-off entre la pompe et le signal induit un décalage temporel continu de l'onde pompe par rapport à la position temporelle du signal au fur et à mesure de la propagation.

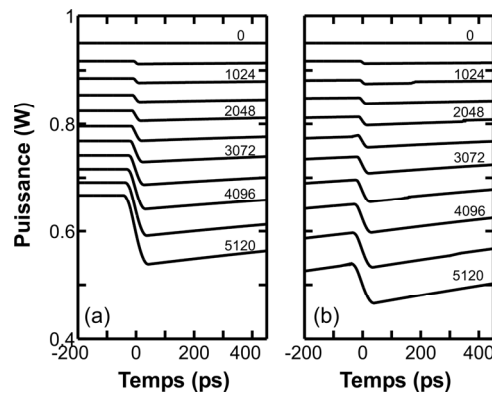


Figure 22 : Evolution du champ pompe et des effets de walk-off durant la propagation dans 5.3 km de fibre NZ-DSF pour une impulsion initiale de 10 ps avec une énergie de 3 pJ (a) Simulations réalisées à partir de la résolution des équations couplées (86) et (87) (b) simulations réalisées à partir de l'équation (85) combinée à une fenêtre temporelle de 500 ps.

Ce décalage régulier va conduire à une régénération constante de la pompe telle qu'elle est vue par l'impulsion. Par rapport au cas où aucun walk-off n'existerait, cela va entraîner une efficacité accrue de l'amplification et donc de la transformation de l'impulsion initiale en similariton. En effet, en l'absence de walk-off, il serait impossible d'amplifier des impulsions à des puissances crêtes supérieures à celle de la pompe. Or, on arrive facilement, grâce au phénomène de walk-off, à obtenir des puissances crêtes plus de quatre fois supérieures à la puissance de pompe. On peut alors considérer que la décroissance de la puissance pompe sur le front montant est à relier uniquement à l'atténuation linéique de la pompe dans la fibre lors de sa propagation. Par contre, notons que le gain va varier sur la durée de l'impulsion, le front descendant subissant un gain plus faible que le front montant.

Nous avons réalisé une analyse similaire en considérant l'équation (85) avec une fenêtre temporelle limitée à 500 ps afin de réduire le temps de calcul. Les résultats numériques correspondants représentés, sur la Figure 22(b), montrent clairement une déplétion non physique de la pompe pour des temps négatifs. Cet effet est un artefact lié à la nature périodique de l'algorithme de calcul de la transformée de Fourier rapide. Une réduction de la fenêtre temporelle conduit donc à une déplétion artificielle excessive de l'onde pompe et donc à une réduction de la puissance de l'impulsion amplifiée.

La Figure 23(a) montre la différence dans le cas d'une impulsion initiale de 3 pJ entre les modélisations par le système d'équations (86) et (87) et par l'équation (85) combinée avec une fenêtre temporelle insuffisante de 500 ps. La Figure 23(b) montre que l'erreur commise avec l'équation (85) et une fenêtre temporelle inadaptée va dépendre de la puissance initiale des impulsions à amplifier. Pour

des impulsions de faible énergie initiale, les puissances atteintes après amplification seront faibles et vont donc conduire à de faibles déplétions de la pompe. Par contre, dans le cas d'une plus grande énergie initiale, les effets de la déplétion artificielle seront beaucoup plus importants et conduiront à une erreur de près de 20 % pour une impulsion initiale de 4 pJ.

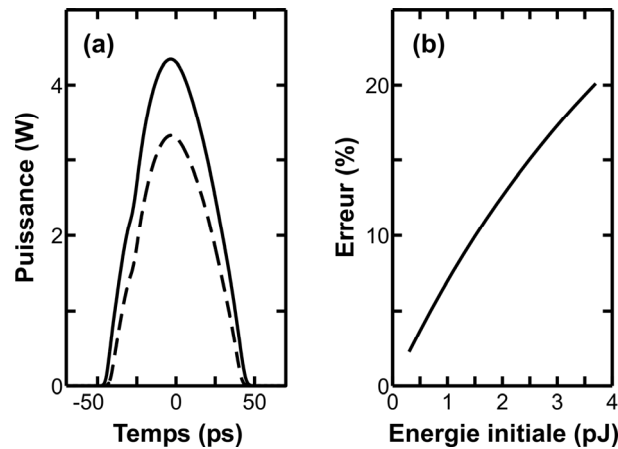


Figure 23 : (a) Comparaison du profil temporel obtenu à partir des simulations numériques basées sur le système d'équations (86) et (87) et sur l'équation (85) combinée à une fenêtre temporelle insuffisante de 500 ps. (b) Evolution de l'écart entre l'énergie prédite à partir de l'intégration du système d'équations (86) et (87) et de l'équation (85) combinée avec une fenêtre temporelle insuffisante de 500 ps.

Sauf indication contraire explicite, dans toute la suite de nos travaux, nous utiliserons l'intégration numérique du système d'équations couplées (86) et (87).

4. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL DE GÉNÉRATION

La Figure 24 représente le schéma du dispositif expérimental de génération de similaritons. Notre montage expérimental présente l'avantage de n'avoir recours qu'à des éléments disponibles commercialement et entièrement fibrés.

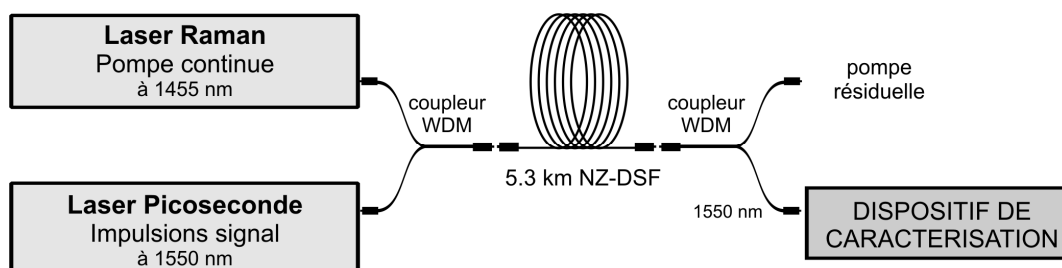


Figure 24 : Principe de l'amplificateur Raman utilisé pour la génération de similaritons.

Les impulsions initiales à 1550 nm sont délivrées par un laser à modes-bloqués passif construit par Pritel. Le taux de répétition de ce laser est de 22 MHz, soit une période de 45 ns, valeur bien supérieure à la durée de walk-off ΔT_δ (5.6 ns) si bien le régime d'amplification sera mono-impulsion : l'écart temporel entre deux impulsions consécutives est trop important pour qu'elles puissent interagir directement ou bien indirectement (par l'intermédiaire de la déplétion de la pompe par exemple).

La largeur temporelle des impulsions peut être ajustée par un contrôle précis du point de fonctionnement du laser ou par modification d'un filtre intra-cavité. L'énergie des impulsions en sortie

de ce laser est de l'ordre de 100 picoJoules par impulsion. L'énergie optimale pour générer les similaritons est plutôt de l'ordre de quelques pJ [203], si bien qu'un atténuateur est inséré dans le montage pour ajuster l'énergie initiale des impulsions injectées dans l'amplificateur Raman. Dans la suite de ce chapitre, nous considérerons principalement des impulsions d'une énergie initiale de 2.16 pJ. Les impulsions en sortie de ce laser sont polarisées rectilignement.

La pompe Raman est fournie par un Laser Raman continu 2W de chez Keopsys. La longueur d'onde centrale est de 1455 nm et la largeur spectrale est de 170 GHz. Cette largeur est suffisante pour éviter la rétrodiffusion Brillouin qui pourrait apparaître dans le cadre de la propagation d'un signal continu monochromatique. Le signal de pompe délivré n'est pas polarisé. La puissance de pompe est fixée dans notre expérience à 1.7 W. En prenant en compte les pertes introduites par les différents connecteurs optiques et par les multiplexeurs en longueur d'onde, la puissance de pompe effectivement injectée dans la fibre DSF est seulement de 1.2 W, ce qui permettra une amplification de 18.7 dB.

La combinaison du signal à amplifier avec l'onde pompe se fait par l'intermédiaire d'un multiplexeur en longueur d'onde (*coupleur WDM*) supportant un flux de plusieurs Watts. Un second coupleur en longueur d'onde placé en sortie du dispositif permet d'isoler l'impulsion amplifiée du résidu de pompe avec un taux de réjection de 21 dB. Toutes les fibres optiques auront des connecteurs FC-APC (*connecteur dont l'extrémité est clivée avec un angle de 8° pour éviter les réflexions de Fresnel parasites dans le montage*).

La fibre optique à dispersion normale décalée a les propriétés indiquées dans le Tableau 5.

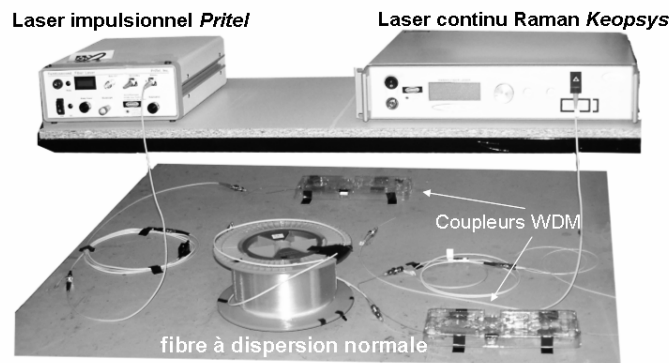


Figure 25 : Photographie du dispositif expérimental.

Le dispositif de caractérisation des impulsions d'entrée et de sortie est constitué d'un autocorrélateur et d'un analyseur de spectre, permettant notamment une caractérisation de type FROG. Nous détaillons dans la partie suivante les méthodes de caractérisation spectro-temporelles que nous avons employées.

5. CARACTÉRISATION D'IMPULSIONS EN INTENSITÉ ET EN PHASE

5.1. Introduction

La technique la plus simple de détection d'impulsions reste à l'heure actuelle les photodétecteurs (*photodiodes, photo-multiplieurs ou photodiodes à avalanche*) qui, couplés à un oscilloscope, permettent une visualisation directe de l'évolution temporelle d'une impulsion. Cependant, ces détecteurs n'étant sensibles qu'à l'énergie véhiculée par les impulsions, seul le profil d'intensité peut être déterminé. De plus, pour des impulsions de durées inférieures à 25 ps, les dispositifs optoélectroniques conventionnels atteignent leurs limites, leur résolution temporelle devenant insuffisante.

Il devient alors nécessaire de recourir à des techniques tout-optique de caractérisation en intensité et en phase. L'objectif de cette partie n'est pas de dresser un inventaire complet des différentes méthodes qui ont été proposées depuis maintenant plus d'une dizaine d'années. Pour une vue complète de ces techniques, le lecteur pourra consulter l'ouvrage de R. Trebino [20] ou bien les états de l'art présentés dans les thèses de J. Fatome [206] ou bien de F. Guty [207].

Notre but est d'exposer et de comparer ici quelques techniques simples qui peuvent être mises en œuvre autour d'un même montage expérimental de base de type auto-/inter- corrélateur. Nous évoquerons ainsi successivement les techniques TIVI, PICASO, FROG, d'intercorrélacion, et XFROG.

5.2. Montage expérimental de base

Le montage expérimental que nous avons mis en place et que nous allons étudier sous différentes versions est basé sur un dispositif auto-/inter- corrélateur. Il est constitué de deux entrées (*Signal 1 et Signal 2*) recevant des impulsions de profils d'intensité $I_1(t)$ et $I_2(t)$. Lorsque les deux entrées reçoivent le même signal avec un profil $I(t)$ (*nous relierons les entrées A et B par un coupleur 50/50*), le montage fonctionne dans sa configuration d'autocorrélateur optique. Lorsque les entrées sont différentes, il fonctionnera en intercorrélacion optique. Rappelons ici l'expression des signaux d'auto- et d'inter- corrélacion en intensité (*respectivement $I_{auto}(\tau)$ et $I_{inter}(\tau)$*) :

$$I_{auto}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t) I(t-\tau) dt \quad (88)$$

$$I_{inter}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I_1(t) I_2(t-\tau) dt \quad (89)$$

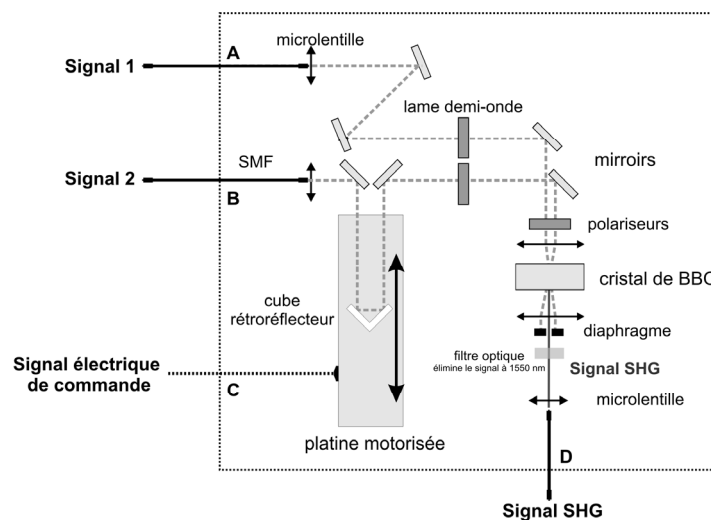


Figure 26 : Montage de base du dispositif de base auto-/inter- corrélacion.

Dans notre montage expérimental à l'air libre, des micro-lentilles permettent de collimater le faisceau en sortie des entrées fibrées. Deux lames demi-ondes permettent de faire tourner la polarisation du faisceau supposé initialement polarisé. Sur l'un des deux bras se trouve une platine motorisée sur laquelle est installé un coin de cube. Cela va permettre de faire varier le délai τ entre les deux impulsions (*ou les deux répliques de la même impulsion*) qui vont ensuite interagir, après focalisation, au sein d'un cristal non-linéaire de BBO convenablement orienté pour permettre un doublage de type I [207]. Le cristal va générer le second harmonique $\psi_{inter}(t, \tau)$ (*ou $\psi_{auto}(t, \tau)$*). Ce signal est proportionnel au produit des deux impulsions (*ou deux répliques*) :

$$\psi_{auto}(t, \tau) \propto \psi(t) \psi(t-\tau) \quad (90)$$

$$\psi_{inter}(t, \tau) \propto \psi_1(t) \psi_2(t - \tau) \quad (91)$$

Le signal de second harmonique est ensuite recollimaté et réinjecté dans une fibre optique pour permettre sa détection. La configuration croisée utilisée est telle que les faisceaux initiaux à 1550 nm ne sont pas réinjectés dans cette dernière fibre mais arrêtés par un diaphragme.

Un photomultiplicateur est placé en sortie de la fibre de détection. Vu le long temps de réponse de ce dispositif, le signal enregistré correspondra à l'intégrale de l'intensité du champ $\psi_{inter}(t, \tau)$ (ou $\psi_{auto}(t, \tau)$), soit, à un facteur multiplicatif près, aux signaux d'autoco- et d'inter- corrélation recherchés. Le photomultiplicateur peut être remplacé par un analyseur de spectre. Dans ce cas, pour chaque délai, nous enregistrons le spectre et l'ensemble des spectres obtenus constitue la trace FROG (ou X-FROG si la configuration intercorrélateur est utilisée).

5.3. Principes des techniques utilisées

5.3.1. Autocorrélation

Le signal d'autocorrélation est directement donné par le montage précédent quand les signaux 1 et 2 sont identiques. Le signal d'autocorrélation a longtemps constitué la seule donnée expérimentale disponible pour caractériser des impulsions ultra-courtes. Malheureusement, il est difficile d'extraire des informations du signal d'autocorrélation seul. En effet, il est, de par sa définition (88), insensible à la phase de l'impulsion (*une variante sensible à la phase consiste à effectuer une autocorrélation interférentielle d'où l'on peut glaner plus d'indications sur les phases des impulsions* [208, 209]). De plus, le signal d'autocorrélation, par nature symétrique, se montre très peu sensible à la forme du profil d'intensité [20] de sorte qu'il est en pratique nécessaire de réaliser certaines hypothèses (*forme a priori de l'impulsion par exemple*) pour déterminer les caractéristiques de l'impulsion.

Le signal d'autocorrélation garde comme avantage d'être visualisé directement à l'oscilloscope sans avoir à subir au préalable un traitement numérique. A partir de sa forme globale, notamment par la présence ou l'absence de piédestaux, il permet d'estimer rapidement la qualité globale d'une impulsion optique (*après un processus d'amplification/recompression par exemple* [98]).

5.3.2. TIVI

Si la connaissance du profil d'autocorrélation et d'un spectre est insuffisante pour remonter aux propriétés (*amplitude et phase*) d'une impulsion, la donnée du profil d'intensité et du spectre est par contre suffisante [20]. Une méthode, appelée TIVI, acronyme de *Temporal Information Via Intensity*, va essayer de contourner cette restriction en proposant un moyen d'extraire le profil d'intensité du signal d'autocorrélation. La solution repose sur les travaux de Fienup *et al.* sur les algorithmes itératifs [210]. Ainsi, à partir de la connaissance du module de la transformée de Fourier d'un objet, il était possible de remonter à la phase et à l'amplitude de l'objet en appliquant des contraintes sur le signal observé. Une contrainte utilisable est le fait que l'intensité est une quantité toujours positive. Un processus itératif permet ensuite de converger vers la solution désirée. Peatross et Rundquist vont alors reprendre cette idée et l'appliquer au signal d'autocorrélation et au spectre d'impulsions optiques [211, 212].

La première étape consiste à déterminer le profil $I(t)$ de l'impulsion, ou alors de manière équivalente $\tilde{I}(\omega)$. Pour cela, raisonnons dans le domaine fréquentiel. Le signal d'autocorrélation est en effet, dans le domaine fréquentiel, égal au module au carré de la transformée de Fourier de $I(t)$:

$$\widetilde{I}_{auto}(\omega) = \left| \tilde{I}(\omega) \right|^2. \quad (92)$$

Nous pouvons donc déterminer, à partir de l'autocorrélation, le module de $\tilde{I}(\omega)$. Mais la phase spectrale de l'intensité $\varphi_I(\omega)$ reste indéterminée, ce qui conduit à une infinité de solutions :

$$\tilde{I}(\omega) = \sqrt{\widetilde{I}_{auto}(\omega)} e^{i\varphi_I(\omega)}. \quad (93)$$

En revenant dans le domaine temporel :

$$I(t) = \mathcal{F}^{-1} \left(\sqrt{\widetilde{I}_{\text{auto}}}(\omega) e^{i \varphi_I(\omega)} \right). \quad (94)$$

Il faut alors imposer la contrainte physique suivant laquelle $I(t)$ se doit d'être réel et positif. Il est possible d'utiliser un algorithme itératif de type réduction d'erreur représenté Figure 27(a) pour déterminer $\varphi_I(\omega)$. A partir d'un profil temporel d'essai initial $I_1(t)$, on calcule tout d'abord la transformée de Fourier $\widetilde{I}_1(\omega)$. On applique alors la contrainte expérimentale liée au signal d'autocorrélation en substituant $|\widetilde{I}_1(\omega)|$ par $\sqrt{\widetilde{I}_{\text{auto}}}(\omega)$, sans modifier la phase $\varphi_I(\omega)$, d'où $\widetilde{I}'_1(\omega)$. Nous revenons ensuite dans le domaine temporel. Le signal obtenu $I'_1(t)$ n'est pas alors forcément positif et réel. Les parties négatives sont alors remplacées par la différence avec l'itération précédente. Un tel processus converge vers une solution $I(t)$ physiquement acceptable.

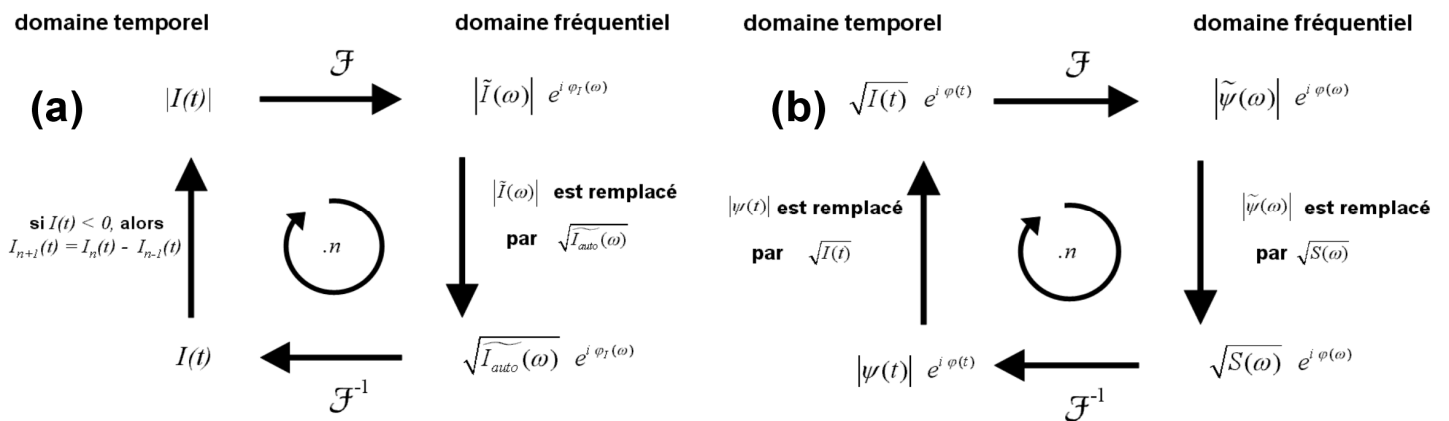


Figure 27 : Algorithmes utilisés dans la méthode TIVI. (a) algorithme utilisé pour retrouver, à partir du signal d'autocorrélation, le profil d'intensité. (b) algorithme de Gerchberg-Saxton permettant de retrouver la phase des impulsions à partir du profil d'intensité et du spectre.

La même idée est appliquée pour trouver la phase temporelle de l'impulsion. Connaissant maintenant $I(t)$, il reste à trouver la phase temporelle de l'impulsion $\varphi(t)$. Nous allons pour cela utiliser deux contraintes : dans le domaine temporel, la connaissance de $I(t)$ et dans le domaine fréquentiel la connaissance de $|S(\omega)|$. En utilisant le principe itératif décrit Figure 27(b), il y a convergence vers la solution de phase adéquate. Cet algorithme itératif de Gerchberg-Saxton a été employé intensivement dans le domaine de la cristallographie pour analyser des images de diffraction de rayons X.

Au final, la méthode TIVI est assez simple à mettre en œuvre, avec une programmation et un temps de calculs réduits. Malheureusement, elle présente des limites assez importantes. Les algorithmes utilisés sont performants dans l'analyse d'une donnée à deux dimensions, mais pour un signal à une seule dimension, les résultats sont, a priori, moins enthousiasmants [210, 213]. Les résultats semblent peu robustes vis-à-vis du bruit expérimental [210, 211] et peuvent dépendre des conditions initiales utilisées [214] : il n'y a donc pas unicité de la solution trouvée. De plus, même dans des conditions favorables, le résultat de la reconstruction ne semble pas fiable sur une dynamique importante [211]. Néanmoins, l'intérêt de TIVI réside dans sa grande rapidité, de telle sorte que ses résultats pourront être utilisés comme première ébauche pour une analyse plus fine (par exemple, utiliser le résultat de TIVI comme solution d'essai initiale pour un algorithme de récupération FROG [211]).

5.3.3. PICASO

Une autre technique, baptisée PICASO (*Phase and Intensity from Cross correlation And Spectrum Only*) [215] exploite conjointement les données issues d'un enregistrement du spectre $S(\omega)$ et du signal d'intercorrélacion en intensité $I_{inter_exp}(\tau)$ entre l'impulsion ψ et l'une de ses répliques ψ_2 qui a été affectée par un élément introduisant une dispersion totale de second ordre $\beta_{2_TOT_PIC}$.

Les deux impulsions ont alors comme expression dans le domaine spectral :

$$\begin{cases} \tilde{\psi}(\omega) = \sqrt{S(\omega)} e^{i\varphi(\omega)} \\ \tilde{\psi}_2(\omega) = \tilde{\psi}(\omega) \exp\left(i \frac{\beta_{2_TOT_PIC}}{2} \omega^2\right) \end{cases} \quad (95)$$

Seule la phase spectrale $\varphi(\omega)$ est inconnue. Pour déterminer cette quantité, nous calculons le signal d'intercorrélacion en intensité $I_{inter_theo}(\tau)$ théorique :

$$I_{inter_theo}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \left| \mathcal{F}^{-1}(\tilde{\psi}(\omega)) \right|^2 \left| \mathcal{F}^{-1}(\tilde{\psi}_2(\omega)) (t - \tau) \right|^2 dt. \quad (96)$$

Cette quantité sera comparée aux données expérimentales I_{inter_exp} . L'utilisation d'un algorithmique d'optimisation comme la méthode du simplexe permet de trouver une valeur de $\varphi(\omega)$ minimisant l'écart entre I_{inter_theo} et I_{inter_exp} . L'expression en intensité et en phase de l'impulsion à caractériser est alors totalement connue.

Le principe de PICASO peut être étendu pour utiliser différents types de dispositifs expérimentaux tels que des corrélacions du troisième ordre ou des corrélacions interférométriques [216]. Si le champ ψ à déterminer est discrétisé par N points, la taille des données manipulées sera alors de $2N$, à comparer à la technique FROG qui exploite une matrice de N^2 points. Le temps de calcul sera donc, a priori, réduit pour la technique PICASO. L'utilisation de PICASO commence ainsi à se répandre dans les laboratoires de recherche [217, 218].

Nous allons utiliser la technique PICASO en se basant sur le montage présenté Figure 26. Pour introduire une dispersion entre les deux entrées, l'impulsion initiale est reliée aux entrées (A) et (B) par l'intermédiaire d'un coupleur 50/50 dont les deux bras de sortie ont des longueurs différentes (*différence de 4 cm*). Notons que la dispersion introduite ici est très faible : le signal I_{inter} sera alors très proche du signal d'autocorrélacion, situation qui n'est pas, a priori, la plus propice à la convergence de l'algorithme [219]. Nous utiliserons pour exploiter les données expérimentales le logiciel mis à disposition par J.Nicholson sur son site internet (<http://www.phys.unm.edu/~jeffn/picaso.html>).

5.3.4. FROG

La technique FROG, acronyme de Frequency Resolved Optical Gating, est sans doute la technique de caractérisation en amplitude et en phase qui a suscité ces dernières années le plus de développements [20], de telle sorte qu'elle est devenue une technique de référence désormais couramment utilisée (*que ce soit sous la forme d'un système FROG conventionnel ou bien d'un système directement dérivé grenouille* [220]). Des impulsions ultracourtes de forme extrêmement complexe ont ainsi pu être analysées [20, 221].

Le principe général de la technique FROG est basé sur l'exploitation du signal suivant (*appelé couramment trace FROG, ou bien encore spectrogramme*) :

$$I_{FROG}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \psi(t) g(t - \tau) e^{i\omega t} dt \right|^2. \quad (97)$$

Pour obtenir expérimentalement cette quantité, le signal à caractériser $\psi(t)$ est corrélé avec une fonction porte g de retard variable τ , puis le spectre résultant de cette corrélacion est enregistré pour chaque retard τ . La nature de la porte g pourra varier suivant le processus physique mis en jeu. Cela pourra être une autre impulsion déterminée préalablement (*on parlera alors de X-FROG, cf. partie*

5.3.6), ou bien l'impulsion initiale modifiée par un processus non-linéaire. Par exemple, dans le cas de l'utilisation d'une porte optique polarisante, g sera égal à $|\psi|^2$ alors que dans un dispositif à génération de troisième harmonique, g sera égal à ψ^2 . Nous concentrerons notre attention plus particulièrement sur le cas où la porte sera identique à l'impulsion elle-même. Cette situation correspond au signal obtenu par autocorrélation. La méthode FROG consistera donc à résoudre spectralement le signal d'autocorrélation [222] :

$$I_{FROG}^{SHG}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \psi_{auto}(t, \tau) e^{i\omega t} dt \right|^2 = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \psi(t) \psi(t-\tau) e^{i\omega t} dt \right|^2. \quad (98)$$

La question est alors de pouvoir extraire de la trace FROG $I_{FROG}^{SHG}(\omega, \tau)$ le champ électrique ψ . Aucune solution analytique directe n'existe pour ce problème, mais plusieurs méthodes ont été proposées : des solutions à base d'algorithmes génétiques, un algorithme itératif matriciel rapide [223] ou bien encore la méthode des projections généralisées [224]. Nous utiliserons principalement cette dernière approche qui est particulièrement robuste et dont nous décrivons ici les grandes lignes (*plus de précisions sur l'implémentation de l'algorithme peuvent être trouvées dans les thèses de J. Fatome [206] ou bien F. Guty [207]*).

Dans la méthode des projections généralisées, on cherche à déterminer la quantité $\psi_{auto}(t, \tau)$. Pour ce faire, deux contraintes de convergence sont employées. La première impose au champ ψ'_{auto} retrouvé de correspondre au signal $I_{FROG}^{SHG \text{ exp}}$ enregistré expérimentalement :

$$\left| \int_{-\infty}^{\infty} \psi'_{auto}(t, \tau) e^{i\omega t} dt \right|^2 = I_{FROG}^{SHG \text{ exp}}(\omega, \tau). \quad (99)$$

La seconde contrainte correspond au processus physique non-linéaire employé, ici la génération d'un signal de second harmonique. Le champ $\psi'_{auto}(t, \tau)$ doit donc pouvoir être généré à partir d'un champ physique $\psi'(t)$ tel que

$$\psi'_{auto}(t, \tau) = \psi'(t) \psi'(t-\tau). \quad (100)$$

Le principe des projections généralisées est illustré sur la Figure 28. Dans l'espace des fonctions ψ_{auto} , celles qui répondent à la contrainte du processus non-linéaire énoncée par l'équation (100) forment un premier ensemble. Quant aux fonctions satisfaisant la contrainte des données expérimentales de l'équation (99), elles forment un second ensemble représenté dans la partie inférieure du schéma. La solution $\psi'_{auto}(t, \tau)$ se trouve à l'intersection de ces deux ensembles. Pour l'obtenir, nous utilisons des projections successives : partant d'un point arbitraire de l'espace, il est projeté sur l'une des contraintes en déterminant le point de cet ensemble le plus proche. Cette première itération effectuée, le nouveau point est ensuite projeté sur l'ensemble correspondant à la deuxième contrainte. Le processus se répète et converge normalement vers la solution recherchée. [207]

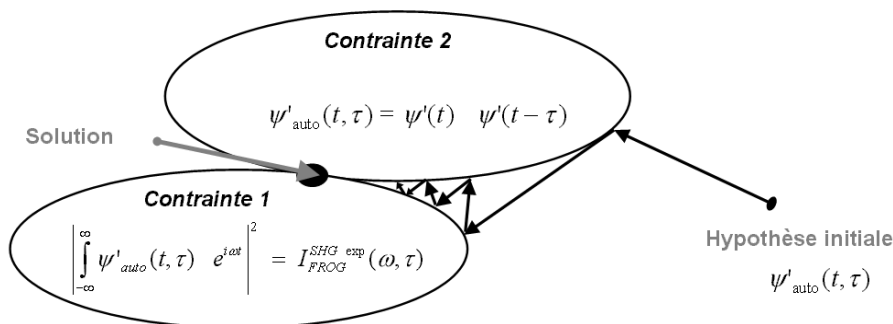


Figure 28 : Principe des projections généralisées

5.3.5. Intercorrélation

Nous avons vu précédemment (*notamment avec la méthode TIVI*) que la connaissance du profil d'intensité de l'impulsion $I(t)$ et de son spectre était nécessaire pour retrouver la phase de l'impulsion. Si l'on dispose du signal d'intercorrélation I_{inter} entre l'impulsion à caractériser ψ et une impulsion plus courte dont le profil d'intensité $I_{REF}(t)$ est connu (*la connaissance du profil de phase n'est pas ici requise. L'impulsion de référence sera injectée à l'entrée B du dispositif*), il est alors possible de remonter au profil d'intensité $I(t)$ de l'impulsion inconnue. En effet, la transformée de Fourier du profil d'intensité $I(t)$ est alors directement donnée par l'expression suivante (*aucun algorithme itératif n'est ici nécessaire*) :

$$I(t) = \mathcal{F}^{-1} \left(\tilde{I}(\omega) \right) \quad \text{avec} \quad \tilde{I}(\omega) = \frac{\tilde{I}_{inter}(\omega)}{\tilde{I}_{REF}^*(\omega)}. \quad (101)$$

Il est ensuite possible, comme pour la méthode TIVI, d'utiliser l'algorithme de Gerchberg-Saxton pour retrouver la phase de l'impulsion optique.

5.3.6. X-FROG

Dans le cas du système SHG-FROG, le système d'autocorrélation est résolu spectralement. Mais il est également possible de résoudre spectralement un signal d'intercorrélation [225] pour obtenir une trace baptisée X-FROG (*l'impulsion de référence jouera alors le rôle de la porte g*). Cette démarche est particulièrement intéressante lorsque l'impulsion à déterminer est de faible puissance, l'utilisation d'une impulsion de référence de forte puissance permettant d'améliorer très nettement le rapport signal sur bruit du signal harmonique généré dans le cristal doubleur. Une telle technique a ainsi permis d'étudier expérimentalement la structure fine des supercontinuuums [226].

Similairement au cas décrit dans le paragraphe précédent, il est tentant de rechercher une formule analytique donnant directement, à partir des caractéristiques de l'impulsion de référence et de la trace X-FROG, l'expression du champ optique recherché. Une solution a été proposée par Kikuchi *et al.* [227, 228]. Malheureusement, les formules utilisées supposent une impulsion peu chirpée et ne sont donc pas adaptées au cas du similariton, impulsion fortement chirpée. Un processus itératif sera donc encore une fois utilisé, en se basant sur les travaux de D.J. Kane [223].

Notons que la connaissance de l'impulsion de référence n'est pas indispensable. Plusieurs algorithmes permettent en effet d'extraire, à partir de la trace X-FROG, les caractéristiques des deux impulsions mises en jeu [229-231].

5.4. Comparaison des différentes méthodes

Nous comparons maintenant expérimentalement ces différentes techniques sur plusieurs types d'impulsions.

5.4.1. Cas d'une impulsion en limite de Fourier

Nous caractérisons tout d'abord une impulsion issue du laser PRITEL picoseconde ayant une énergie de 450 pJ. Les profils d'intensité et de chirp obtenus par les techniques PICASO, TIVI et FROG sont représentés Figure 29(a) respectivement par des croix, des losanges et des cercles. Nous vérifions que les résultats sont très proches les uns des autres : l'impulsion caractérisée a une largeur temporelle à mi-hauteur de 14 ps et un profil voisin d'une Gaussienne. Son chirp est faible, ce qui conduit à un produit $T_{FWHM} \times F_{FWHM}$ de 0.46, voisin de la valeur caractéristique d'une impulsion gaussienne en limite de Fourier (*cf. Tableau 2*).

5.4.2. Cas d'une impulsion affectée par l'automodulation de phase

Nous amplifions maintenant l'impulsion précédente jusqu'à une énergie de 8 μJ grâce à un amplificateur à fibre dopée erbium. L'amplification puis la propagation dans les quelques dizaines de centimètres du dispositif de caractérisation va modifier le profil de phase de l'impulsion. La Figure 29(b) montre ainsi que, si le profil d'intensité reste inchangé, le profil de chirp a été affecté par l'automodulation de phase. Ces résultats peuvent ainsi être comparés avec ceux présentés dans le chapitre I, partie 3.3.

Notons encore une fois que les trois techniques donnent des résultats voisins. En particulier, cet exemple constitue la première comparaison de ces techniques pour des impulsions possédant un chirp non linéaire. En effet, si la caractérisation expérimentale d'impulsions proches de la limite de Fourier par TIVI ou PICASO a été validée, très peu d'exemples ont traité le cas d'impulsions ayant un chirp plus important.

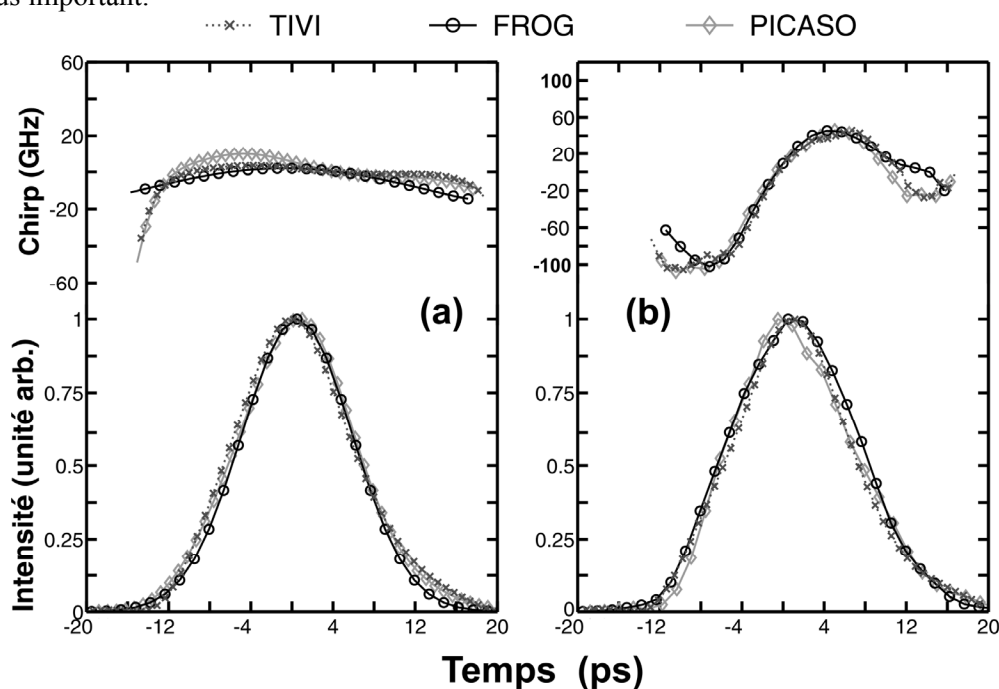


Figure 29 : Comparaison expérimentale des profils d'intensité et de chirp obtenus par différentes méthodes de caractérisation : TIVI (croix), FROG (cercles) et PICASO (losanges). (a) Impulsion picoseconde en quasi-limite de Fourier issue d'un laser fibré (b) Impulsion affectée par l'automodulation de phase.

5.4.3. Cas d'une impulsion similariton

Nous appliquons désormais les différentes techniques pour caractériser une impulsion de type similariton (nous commenterons plus en détail dans la partie 6 la nature expérimentale des similaritons Raman générés par notre montage – les paramètres expérimentaux utilisés ici sont légèrement différents de ceux détaillés partie 4). Nous comparons, sur la Figure 30(a), les profils théoriques de $|I(\omega)|^2$ (données qui interviennent dans la méthode TIVI, cf. partie 5.3.2) obtenus pour des impulsions Gaussiennes (trait mixte) et des similaritons (ligne continue) possédant une même largeur à mi-hauteur de 60 ps. La forme du similariton apparaît ici plus complexe que la forme Gaussienne précédemment étudiée. En effet, la décroissance rapide des ailes de cette impulsion (le similariton est théoriquement une impulsion bornée) conduit à l'apparition dans le spectre $\tilde{I}(\omega)$ de pics secondaires :

$$|\tilde{I}(\omega)|^2 = 4 \frac{\sin(\omega T_p) - \cos(\omega T_p) \omega T_p}{\omega^3 T_p^2}. \quad (102)$$

Le signal expérimental $|\tilde{I}(\omega)|^2$ (obtenu par transformée de Fourier du signal d'autocorrélation) d'un similariton d'énergie 500 pJ est représenté Figure 30(b) par une ligne continue. Nous retrouvons bien les oscillations prévues par l'équation (102). Par contre, le rapport signal sur bruit limité (seulement trois décades de signal) fait que seuls les deux premiers lobes sont visibles de chaque côté, le reste n'étant pas réellement discernable du bruit.

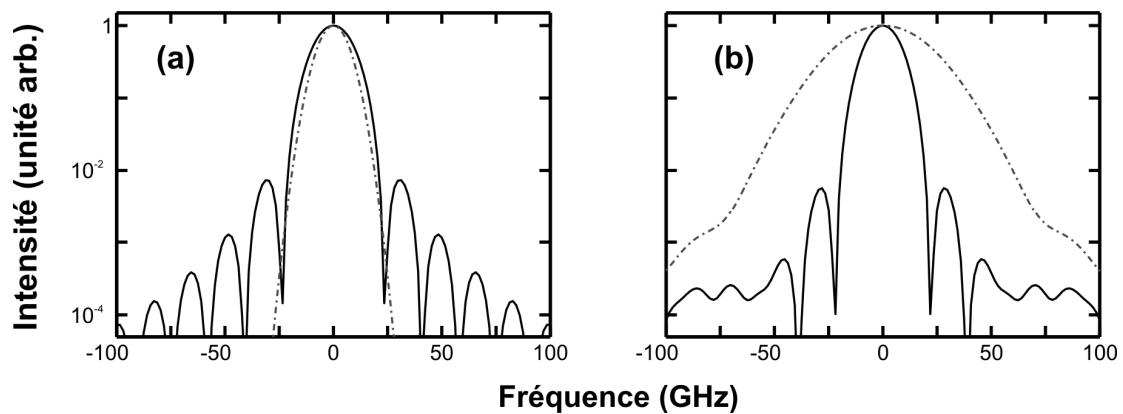


Figure 30 : (a) Signal $|\tilde{I}(\omega)|^2$ théorique pour deux impulsions de profils Gaussien (trait mixte) et parabolique (ligne continue) de même largeur temporelle à mi-hauteur . (b) Signal $|\tilde{I}(\omega)|^2$ expérimental pour une impulsion de type similariton (ligne continue) et pour l'impulsion présentée Figure 29(b).

Nous pouvons vérifier, sur la Figure 31(a), que le rapport signal sur bruit est suffisant pour que l'algorithme TIVI retrouve un résultat en accord avec la méthode FROG. Il est à noter que le temps de traitement varie ici de manière importante d'une technique à l'autre : la trace FROG utilise une grille de 512 x 512 points alors que la technique TIVI repose sur la manipulation de 2 x 512 points. Le gain en temps de calcul par la méthode TIVI est donc considérable. Par contre, d'autres essais, menés sur un signal expérimental plus dégradé, ont montré que, pour des rapports signal sur bruit plus faibles, la récupération du profil d'intensité par TIVI devenait plus aléatoire, seule une forme grossière étant retrouvée. Ce résultat approximatif peut néanmoins être utilisé comme condition initiale d'un algorithme itératif de type FROG, permettant alors un gain significatif sur le temps nécessaire à convergence des calculs.

Nous pouvons par contre constater que si le profil d'intensité obtenu par PICASO est en accord avec les prédictions TIVI et FROG, le profil de chirp n'a pas été correctement retrouvé. Pour expliquer ce résultat, il est possible d'évoquer la faible dispersion introduite dans la configuration PICASO : l'emploi d'un élément plus dispersif aurait permis une meilleure convergence [219]. Notons que nous avons utilisé ici le logiciel de J.Nicholson dont nous n'avons pas pu modifier le code source. Ce logiciel prend comme profil initial de l'algorithme itératif une impulsion en limite de Fourier. Or le similariton que nous considérons est très éloigné d'une impulsion en limite de Fourier. Utiliser comme condition initiale une impulsion linéairement chirpée pourrait probablement permettre une convergence de l'algorithme vers la solution recherchée.

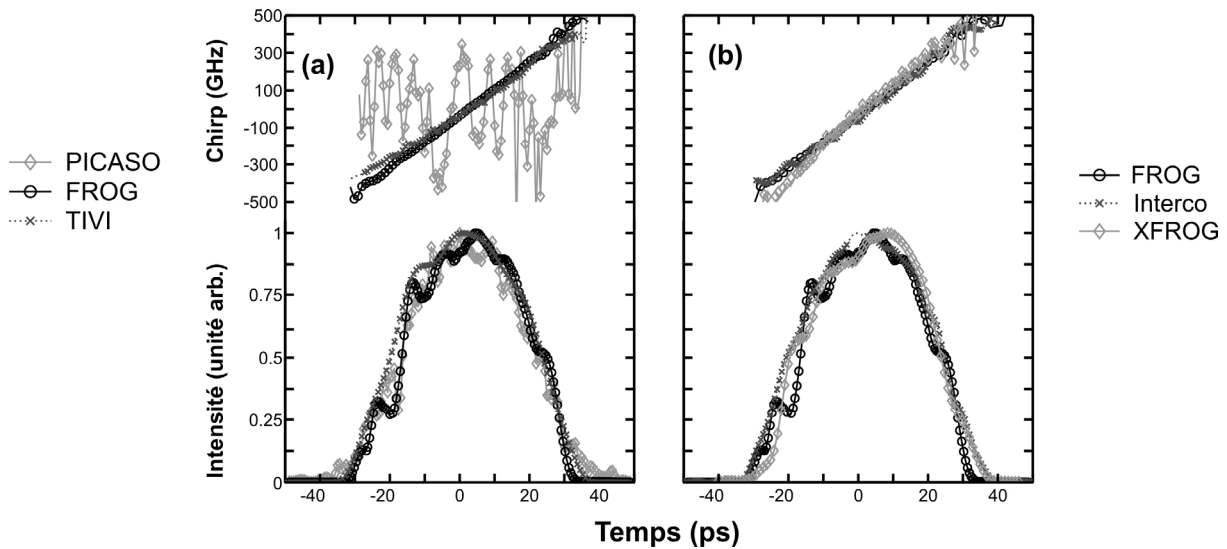


Figure 31 : Comparaison expérimentale des profils d'intensité et de chirp d'une impulsion similariton : (a) Résultats obtenus par les techniques TIVI (croix), FROG (cercles) et PICASO (losanges). (b) Résultats obtenus par les techniques FROG (cercles), à base du signal d'intercorrélacion et du spectre (croix), par X-FROG (losanges).

Nous avons également comparé les résultats de la technique FROG avec la méthode exploitant un signal d'intercorrélacion et une trace X-FROG. Le dispositif expérimental est représenté Figure 32 et l'impulsion de référence de forte énergie est l'impulsion caractérisée dans la partie 5.4.2. Nous pouvons vérifier que $|\tilde{I}_{REF}|^2$ est suffisamment large spectralement pour que la formule (101) puisse être appliquée sans crainte d'artefacts numériques (division par des valeurs trop proches de zéro par exemple).

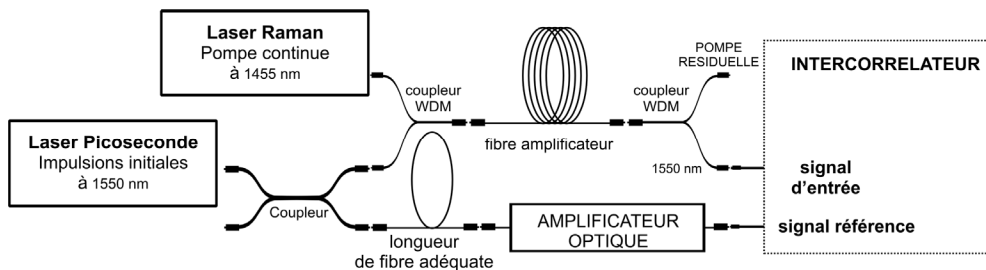


Figure 32 : Dispositif expérimental permettant l'enregistrement du signal d'intercorrélacion et de la trace XFROG entre une impulsion similariton et une impulsion de référence de forte énergie.

Les résultats expérimentaux sont représentés Figure 31(b) et montrent l'accord entre les différentes techniques. La technique XFROG semble alors donner un accord légèrement moins bon. Cet écart est lié au faible nombre de points utilisés pour l'enregistrement de la trace expérimentale représentée Figure 33(a) (32 délais temporels ont été utilisés, ce qui crée un effet d'escalier visible comparé à un cas 'parfait' représenté Figure 33(b)). En effet, nous devons réduire au minimum la durée de nos enregistrements (quelques minutes), au risque d'affronter des problèmes de synchronisation temporelle entre l'impulsion similariton générée dans l'amplificateur de 5.3 km et l'impulsion de référence. En effet, comme l'équivalent de l'écart entre 250 impulsions sépare l'impulsion similariton et l'impulsion de référence, un changement minime du taux de répétition de la source se fera immédiatement sentir. Nous constatons Figure 33 qu'un enregistrement X-FROG a l'avantage de permettre une visualisation directe du chirp de l'impulsion au contraire d'un enregistrement SGH-FROG (exemple donné Figure 34(b)).

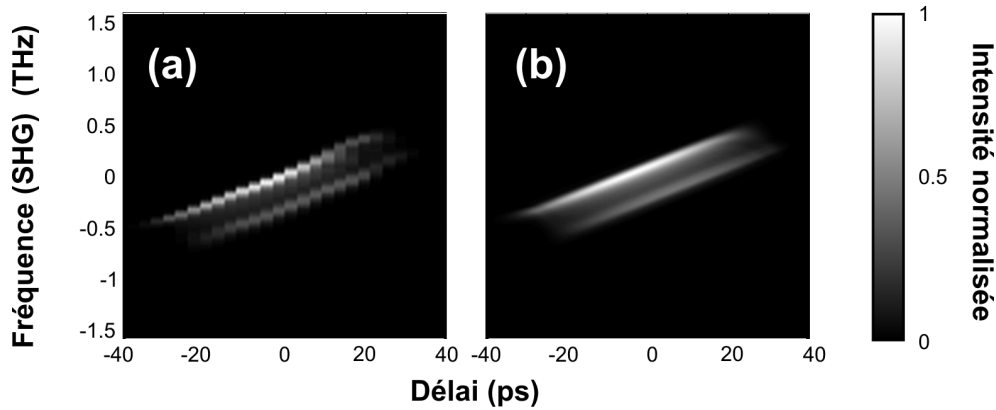


Figure 33 : (a) Trace X-FROG expérimentale entre un similariton et l'impulsion de référence représentée Figure 29(b). (b) trace X-FROG théorique entre une impulsion similariton parfaite de largeur totale $2 T_P = 60 \text{ ps}$ et linéairement chirpée (coefficient de chirp $C_P = 0.016 \text{ THz/ps}$)

5.5. Conclusion

Nous avons comparé diverses techniques exploitant les signaux générés à partir d'un montage auto-/inter- corrélateur. Nous avons pu ainsi comparer les techniques FROG, TIVI et PICASO (utilisée dans sa configuration la plus élémentaire). Ces différentes méthodes ont montré leur capacité à retrouver correctement les profils d'intensité et de chirp d'impulsions Gaussiennes, qu'elles soient en limite de Fourier ou bien affectées par l'automodulation de phase.

Concernant la caractérisation d'impulsions au profil d'intensité plus élaboré et linéairement chirpé comme le similariton, les méthodes FROG et TIVI donnent des résultats concordant tant que le rapport signal sur bruit est relativement élevé (plus de trois décades de signal). L'algorithme exploitant les données de PICASO dans sa version élémentaire ne permet plus par contre, ici, de retrouver le profil de chirp adéquat.

Nous avons également pu, sur ce dernier exemple, exploiter les techniques d'intercorrélation et X-FROG. Malgré le faible nombre de délais expérimentaux enregistrés, la technique X-FROG se montre néanmoins capable de retrouver, avec une précision relativement bonne, les caractéristiques de l'impulsion similariton testée.

Nous utiliserons préférentiellement, pour la suite de nos études, la technique FROG, qui, si elle n'a pas l'avantage de la rapidité (rapidité de mesure et rapidité de traitement des enregistrements) est néanmoins la plus robuste. Nous serons par contre, pour certaines situations, obligés de recourir à d'autres techniques.

6. MISE EN ÉVIDENCE EXPÉRIMENTALE DES SIMILARITONS

6.1. Impulsions de sortie

La caractérisation des impulsions à l'entrée et à la sortie de l'amplificateur avec les paramètres décrits dans la partie 4 a été réalisée par la technique SHG-FROG. Les traces FROG obtenues sont représentées Figure 34. Les impulsions initiales correspondent à des impulsions de profil en sech^2 en limite de Fourier avec une largeur totale à mi-hauteur de 7 ps et une puissance crête de 230 mW. La Figure 34(b) montre clairement les élargissements spectral et temporel significatifs de l'impulsion après amplification dans la fibre, révélant ainsi sa nature fortement chirpée.

L'erreur de récupération [20] sur l'impulsion de sortie est typiquement inférieure à 10^{-2} avec une grille de 1024×1024 points. Cette erreur doit être rapportée à la fraction des données dont l'intensité est supérieure à 1 % du maximum de la trace. Dans notre cas, seulement 15 % des données ont une intensité inférieure à 1 %. Dans ces conditions, une erreur de 10^{-2} semble tout à fait acceptable [20].

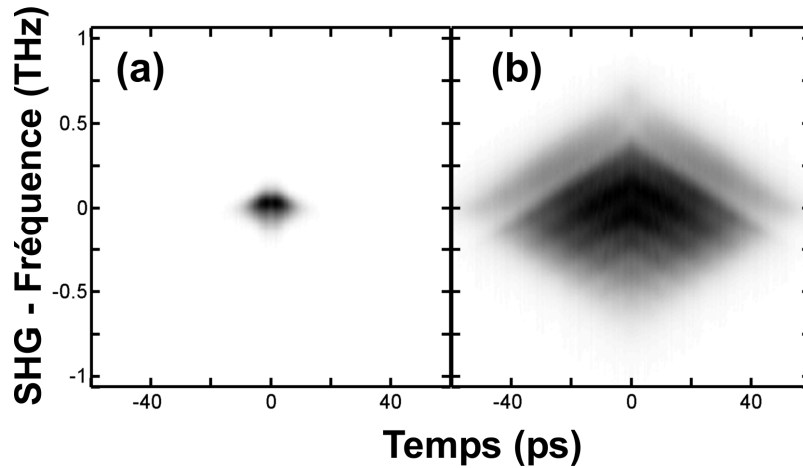


Figure 34 : Traces FROG typiques (a) impulsion d'entrée de largeur temporelle totale à mi-hauteur de 7 ps avec une énergie de 2.16 pJ (b) impulsion en sortie de l'amplificateur Raman après amplification de 18.7 dB dans 5.3 km de fibre NZ-DSF.

La Figure 35 montre les profils d'intensité et de chirp de l'impulsion de sortie (*cercles*) retrouvés par la méthode FROG. L'impulsion de sortie correspond à une impulsion de largeur totale à mi-hauteur de 46 ps avec une puissance crête de 3.3 W. La largeur totale $2 T_P$ de l'impulsion est de 72 ps (*cette mesure représentative des propriétés des impulsions paraboliques est estimée à partir des instants pour lesquels l'intensité correspond à 1 % de l'intensité maximale*).

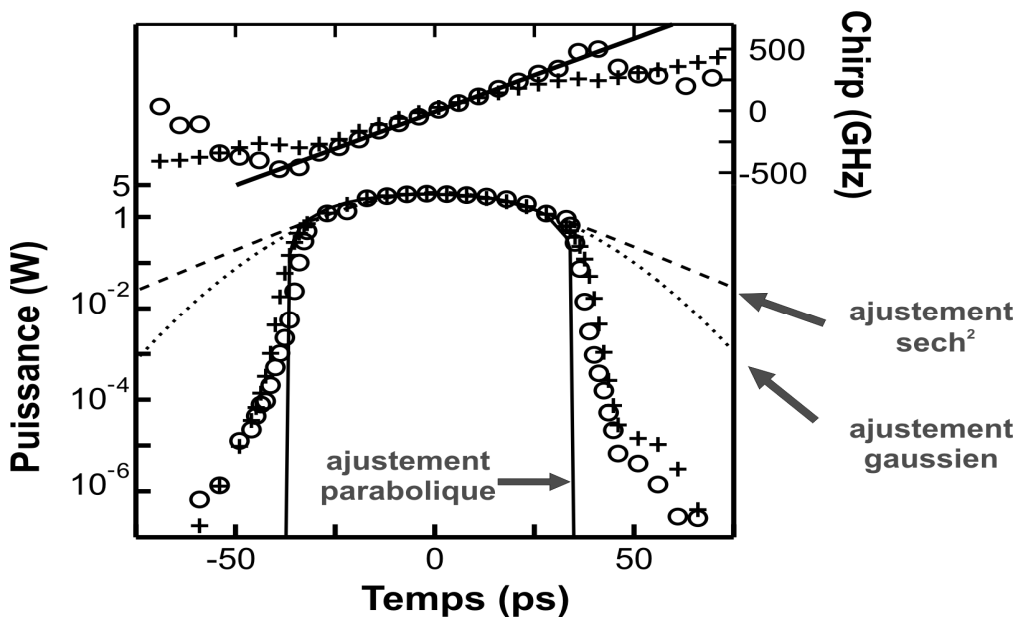


Figure 35 : Profils d'intensité et de chirp de l'impulsion amplifiée après 5.3 km de fibre NZ-DSF. Résultats de la caractérisation FROG (*cercles*) comparés avec les simulations numériques (*croix*). Des ajustements paraboliques et linéaires du profil d'intensité et de chirp sont représentés en traits continus. Des ajustements par des formes gaussiennes et sech^2 figurent également (*points et tirets*).

Le profil d'intensité de l'impulsion de sortie ainsi que le profil de chirp sont comparés avec des ajustements respectivement paraboliques et linéaires obtenus par la méthode des moindres carrés (*lignes continues*). La bonne qualité des ajustements illustre de manière convaincante la nature parabolique linéairement chirpée des impulsions à la sortie de l'amplificateur Raman. A titre de comparaison, la Figure 35 inclut également des ajustements du profil d'intensité par des formes gaussiennes (*points*) et par une forme en sech^2 (*ligne pointillée*). Nous constatons alors clairement que seule la forme parabolique prend correctement en compte la décroissance rapide des ailes du similariton optique. Ces résultats constituent la première mise en évidence expérimentale de similaritons générés par effet Raman dans une fibre optique [19].

6.2. Comparaison avec les simulations numériques

La Figure 35 montre également une comparaison entre les données expérimentales et les résultats issus de l'intégration numérique des équations (86) et (87) (*croix*). Ces simulations utilisent comme condition initiale $\psi_s(0,t)$ l'impulsion initiale caractérisée par FROG. La puissance de pompe considérée numériquement est de seulement 0.95 W. Il s'agit du seul paramètre ajusté dans ces simulations numériques.

Un très bon accord entre les résultats expérimentaux et numériques est obtenu sur plus de six décades. Même s'il est montré qu'il était possible de récupérer l'information sur les ailes des similaritons optiques à partir d'une trace FROG bruitée [172, 232], il reste tout à fait étonnant de constater, dans notre cas où le rapport signal sur bruit reste faible, que les ailes du similariton semblent retrouvées avec une grande fidélité.

On peut également noter qu'à une puissance de pompe expérimentale de 1.2 W correspond une puissance numérique de 0.95 W, ce qui représente ici un écart de 20 %. Une étude plus approfondie de cette valeur sera effectuée dans le chapitre suivant, partie 3.2.4.

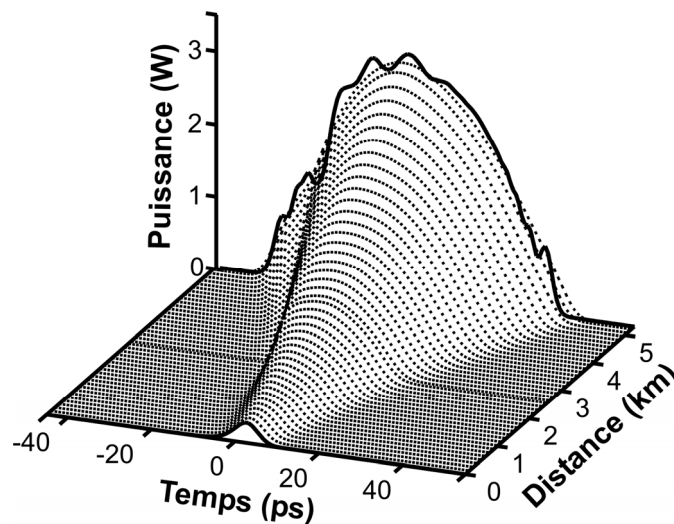


Figure 36 : Evolution longitudinale du profil temporel d'intensité durant l'amplification obtenue à partir de l'intégration numérique des équations (86) et (87) (*lignes pointillées*). Les résultats expérimentaux issus de la caractérisation FROG de l'impulsion des impulsions en entrée et en sortie de l'amplificateur sont représentés par des lignes continues.

Une légère asymétrie de l'impulsion de sortie est observée à la fois sur les profils temporels expérimentaux et simulés. Cette asymétrie peut en partie être expliquée par l'asymétrie qui affecte également l'impulsion initiale expérimentale. Néanmoins, des simulations numériques réalisées avec des impulsions initiales parfaitement symétriques montrent qu'une asymétrie de l'impulsion amplifiée

est également observée dans ce cas. Ainsi, d'autres phénomènes comme la dispersion du troisième ordre ou bien l'asymétrie spectrale du gain Raman interviennent dans l'apparition de cette asymétrie. Mais le facteur principal semble être les effets de déplétion liés au phénomène de walk-off (cf. partie 3.4). En effet, l'une de leurs conséquences est que le front montant de l'impulsion subit une amplification plus importante que le front descendant de l'impulsion (cf. Figure 22(a)).

La Figure 36 donne une représentation en trois dimensions de la propagation numérique de l'impulsion dans l'amplificateur. Les impulsions initiales et finales en traits continus sont les données expérimentales. Cette représentation montre clairement le comportement autosimilaire de l'impulsion lors de son amplification avec l'élargissement progressif de l'impulsion couplé à une augmentation de la puissance crête.

7. CONCLUSION

Dans cette partie, nous avons exposé le modèle numérique que nous avons retenu pour modéliser efficacement l'amplification Raman dans une fibre optique à zéro de dispersion décalé. Nous avons souligné l'importance des effets de walk-off et, par une méthode basée sur le découplage des évolutions des champs pompe et signal, nous les avons convenablement et efficacement pris en compte.

Le dispositif expérimental repose sur l'utilisation de matériel télécom disponible commercialement. Différentes méthodes de caractérisation d'impulsions en phase et en intensité (notamment les techniques *TIVI*, *PICASO* et *FROG*) ont été étudiées. Nous avons retenu la méthode *FROG* pour mettre précisément en évidence expérimentalement le caractère similariton des impulsions amplifiées de sortie. Le profil parabolique d'intensité et le chirp linéaire mesurés expérimentalement sont en excellent accord avec les prédictions numériques.

PROPRIÉTÉS DES SIMILARITONS RAMAN

Nous vérifions ici expérimentalement plusieurs propriétés théoriques essentielles des similaritons optiques. Nous étudions ainsi notamment l'influence de la forme et de l'énergie de l'impulsion initiale, l'influence du gain et du choix de la configuration de pompage ainsi que la capacité des similaritons à se propager dans une fibre sans gain.

1. INTRODUCTION

Les similaritons optiques ont généré dès leur apparition un intérêt expérimental marqué, avec rapidement plusieurs démonstrations expérimentales [14, 19, 92, 177]. Mais, une fois clairement établi le profil parabolique et le chirp linéaire des similaritons, l'attention s'est très rapidement concentrée sur l'application la plus impressionnante des similaritons : la génération d'impulsions ultracourtes de forte intensité [14, 92, 177, 178, 181] par compensation du chirp linéaire (*cf. chapitre VI, partie 2*). Ainsi, aucun travail n'avait encore cherché à vérifier expérimentalement les propriétés pourtant originales des similaritons optiques comme, par exemple, l'indépendance du profil de l'impulsion similariton vis-à-vis de la forme de l'impulsion initiale.

En nous basant sur l'amplification Raman, nous présentons dans ce chapitre une étude expérimentale approfondie de l'influence des paramètres de l'impulsion initiale ou bien de l'amplificateur sur les similaritons générés. Nous comparons au maximum nos données expérimentales avec le modèle numérique dont nous disposons (*cf. chapitre III, partie 3.3*). Nous soulignons également la différence entre une impulsion similariton et une impulsion quelconque se propageant dans une fibre optique.

2. INFLUENCE DE L'IMPULSION INITIALE

Nous présentons dans cette première partie l'influence des propriétés de l'impulsion initiale sur le similariton généré après amplification. Nous pourrions, pour cela, jouer aussi bien sur la forme que sur l'énergie de l'impulsion initiale.

2.1. Influence de la forme initiale

2.1.1. Introduction

Nous nous concentrons, tout d'abord, sur l'influence de la forme initiale sur le profil du similariton généré. Rappelons que l'une des propriétés fondamentales des similaritons optiques est d'être indépendants de la forme des impulsions initiales, le seul paramètre entrant en jeu étant l'énergie initiale [14, 170] (*cf. chapitre II, partie 3.3*). Cette prédiction théorique issue de l'analyse auto-similaire de l'équation (64) a été confirmée par des simulations numériques considérant soit des impulsions gaussiennes de même énergie mais avec des durées temporelles différentes [14], soit des impulsions de même énergie mais avec des formes caractéristiques différentes (*gaussiennes, sech² ou bien encore supergaussiennes*) [170]. Dans tous les cas, l'impulsion convergeait, plus ou moins rapidement, vers un similariton unique.

Aucune étude expérimentale n'avait cependant été menée pour confirmer explicitement ces prédictions. C'est ce que nous réalisons ici dans le cadre de l'amplification Raman [233]. Les résultats

obtenus peuvent être étendus à d'autres types d'amplification, notamment l'amplification à base de fibres dopées terres-rares.

2.1.2. Influence de la forme initiale dans le cas du wave-breaking

Avant de considérer l'évolution d'impulsions dans un amplificateur Raman, commençons par étudier numériquement la propagation passive de différentes impulsions de forme gaussienne et d'énergie 50 pJ dans une fibre à zéro de dispersion décalé d'une longueur de 5300 m dont les paramètres caractéristiques à 1550 nm sont une dispersion $\beta_2 = 3.44 \cdot 10^{-3} \text{ ps}^2 \cdot \text{m}^{-1}$, et $\beta_3 = 1.16 \cdot 10^{-4} \text{ ps}^3 \cdot \text{m}^{-1}$ et un coefficient non-linéaire γ de $2.23 \cdot 10^{-3} \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$.

En résolvant numériquement l'équation (24), étudions tout d'abord l'influence de la largeur temporelle initiale. La Figure 37(a) représente le profil d'intensité, après propagation, d'impulsions gaussiennes de largeurs temporelles à mi-hauteur comprises entre 5 et 11 ps. Le profil de l'impulsion de sortie varie alors sensiblement en fonction de la largeur de l'impulsion initiale. De même, on peut constater sur la Figure 37(b) que deux impulsions, de même largeur temporelle initiale mais de forme différente, conduisent, après propagation, à des profils d'intensité différents.

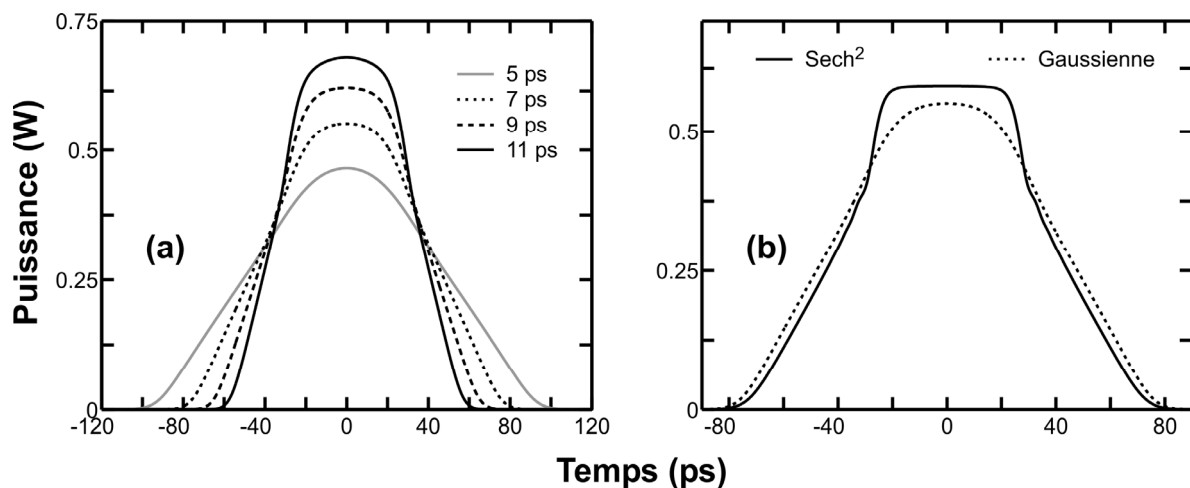


Figure 37 : Profil d'intensité d'une impulsion d'énergie 50 pJ après propagation dans une fibre sans gain à dispersion normale de 5.3 km (paramètres donnés dans le texte) sous l'influence du wave-breaking optique. (a) Profils d'intensité en sortie pour des impulsions initialement gaussiennes de durée variant entre 5 et 11 ps. (b) Profils d'intensité en sortie pour des impulsions initiales de largeur à mi-hauteur identique (7 ps) mais de forme différente (sech² en trait continu et gaussienne en pointillé)

Avec les paramètres utilisés pour ces exemples, non-linéarité et dispersion se combinent de sorte que le principal phénomène intervenant durant la propagation de l'impulsion est le wave-breaking optique. Dans ces conditions, comme l'avait déjà noté Rothenberg [41], nous avons une influence directe du profil de l'impulsion initiale sur le profil après propagation.

2.1.3. Evolution dans un amplificateur : simulations numériques

Considérons maintenant un amplificateur Raman basé sur la même fibre que l'étude ci-dessus avec un gain intégré de 20 dB.

Nous utilisons trois impulsions initiales d'énergie 2.16 pJ mais de formes différentes qui correspondent aux mesures expérimentales par la technique FROG d'impulsions initiales délivrées par notre laser. Les profils en intensité de ces impulsions sont représentés en échelle logarithmique sur la Figure 38(a) et correspondent à des impulsions de largeur temporelle totale à mi-hauteur de 6.2, 7.8 et 10.9 ps associées avec des puissances crêtes de 0.24, 0.2 et 0.18 W respectivement (*lignes continues*,

pointillées et tirets). Notons que les impulsions utilisées n'ont pas seulement des durées différentes, elles ont également une asymétrie différente d'une impulsion à l'autre.

Pour déterminer l'évolution de ces impulsions dans notre amplificateur Raman, nous utilisons le modèle numérique décrit dans le chapitre précédent et reposant sur l'intégration des équations (86) et (87). Nous avons représenté Figure 38(b) l'évolution de la largeur temporelle totale à mi-hauteur de ces impulsions. Les évolutions de ce paramètre convergent pour les trois impulsions, après une distance plus ou moins grande, vers une seule et même évolution.

Nous vérifions donc, qu'à énergie constante, les propriétés initiales de l'impulsion ne vont influencer que sur la manière et la rapidité dont l'impulsion va tendre vers son comportement asymptotique. Ainsi, en jouant sur les paramètres de l'impulsion initiale (*puissance crête par exemple*), il est possible d'accélérer la convergence de l'impulsion vers un comportement similariton [170]. Il a également été montré, par une méthode de propagation inverse [234], qu'une impulsion gaussienne non-chirpée convergeait plus rapidement que d'autres formes [235].

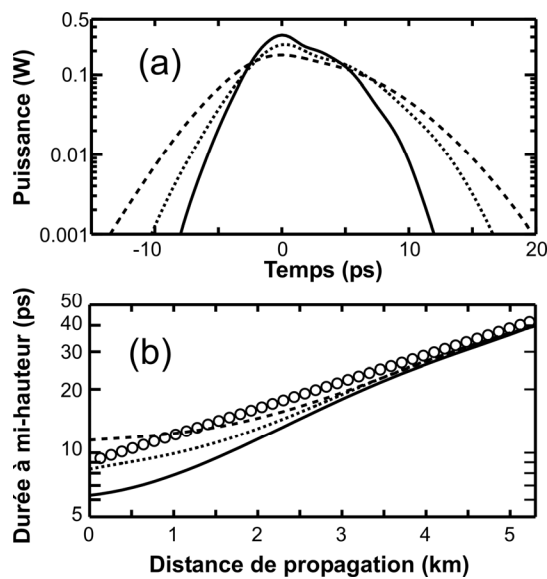


Figure 38 : (a) Profils d'intensité initiaux d'impulsions d'énergie identique 2.16 pJ mais de largeur temporelle à mi-hauteur différente : 6.2, 7.8 et 10.9 ps (ligne continue, points et tirets) (b) Simulations numériques montrant l'évolution de la largeur temporelle à mi-hauteur des impulsions durant leur propagation. Les cercles représentent l'évolution théorique prédite par la solution asymptotique.

Nous pouvons également comparer ces résultats numériques avec les prédictions du modèle analytique (*cercles*) présenté au chapitre II, partie 3.2, équation (81) en utilisant un gain moyen $g = 8.73 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-1}$. Bien que nous ne soyons pas rigoureusement dans une configuration à gain constant, nous constatons tout de même un bon accord entre ces prédictions analytiques et le comportement asymptotique numérique des impulsions.

2.1.4. Résultats expérimentaux

Le dispositif expérimental utilisé est identique à celui présenté chapitre III partie 4, avec une fibre dont les propriétés ont été énoncées dans la partie 2.1.2. En réglant le point de fonctionnement du laser PRITEL, nous avons pu générer plusieurs impulsions initiales dont les profils d'intensité mesurés par la technique FROG sont représentés Figure 38(a). Nous avons également utilisé le dispositif FROG pour caractériser en intensité et en phase les impulsions en sortie de l'amplificateur. Les résultats sont donnés Figure 39 où l'on vérifie bien que les trois impulsions initiales ont généré des impulsions dont les propriétés sont extrêmement voisines. Les chirps mesurés expérimentalement sont ainsi quasiment indissociables et les profils d'intensité ne diffèrent que par leurs ailes. Or, ce sont ces

ails qui attestent d'un régime pas encore totalement asymptotique [170, 171] et qui portent encore la trace des conditions initiales.

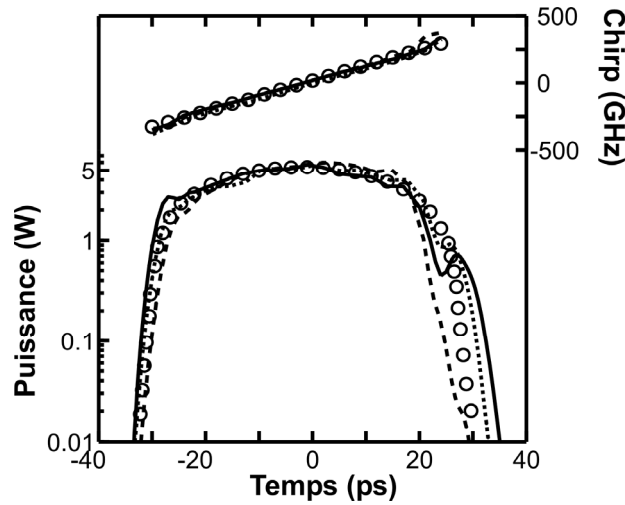


Figure 39 : Profils expérimentaux d'intensité et de chirp, mesurés par la technique FROG, après 5.3 km de propagation pour les impulsions initiales représentées Figure 38(a). Les cercles représentent un ajustement parabolique et linéaire des données expérimentales dans le cas de l'impulsion initiale de 7.8 ps de largeur temporelle.

Les impulsions de sortie ont une largeur temporelle à mi-hauteur moyenne de 42.2 ps avec une puissance crête de 5.4 W et un coefficient de chirp de 12 GHz/ps. Ces valeurs sont en bon accord avec les résultats issus de la théorie analytique qui prédit des valeurs de 43.1 ps, 5.6 W et 13.5 GHz/ps. Nous pouvons également vérifier que la demi-largeur à -20 dB ω_p du spectre, expérimentalement égale à 0.38 THz, est conforme aux prédictions analytiques qui conduisaient à 0.40 THz.

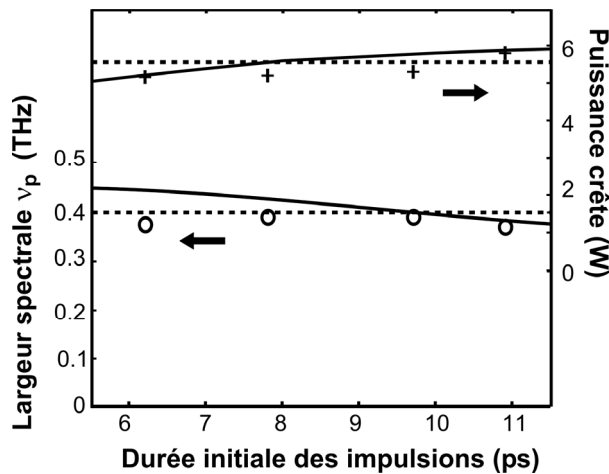


Figure 40 : Variation de la largeur spectrale (cercles) et de la puissance-crête (croix) des impulsions en sortie de l'amplificateur en fonction de la durée des impulsions initiales. Les données expérimentales sont comparées avec les résultats issus des simulations numériques (lignes continues) et de la solution asymptotique (lignes pointillées).

L'invariance des propriétés de l'impulsion en sortie de l'amplificateur par rapport aux propriétés de l'impulsion initiale est également illustrée par la Figure 40. Nous avons mesuré expérimentalement la puissance crête et la largeur spectrale des similaritons en sortie du dispositif pour des impulsions initiales de largeur temporelle totale à mi-hauteur variant entre 6 et 11 ps. Il est clair que, malgré une variation d'un facteur 2 de la largeur temporelle des impulsions initiales (et donc également une variation d'un facteur deux de leur puissance crête initiale), les similaritons générés

présentent des caractéristiques variant très peu. Ces résultats sont en très bon accord à la fois avec les prédictions numériques (*lignes pleines*) et les prédictions analytiques (*lignes pointillées*).

Quelques mesures ont été effectuées pour des impulsions de durée temporelle inférieure à 6 ps ou bien supérieure à 12 ps (*résultats non montrés ici*). Dans ce cas, les similaritons générés avaient des caractéristiques qui différaient légèrement de la solution asymptotique. En effet, pour de telles conditions initiales, le régime asymptotique n'est pas encore atteint après 5.3 km, les paramètres initiaux des impulsions étant trop éloignés du domaine de paramètres permettant une convergence optimale vers la solution asymptotique [170]. Des simulations numériques nous indiquent qu'accroître la distance de propagation n'aurait pas obligatoirement conduit à une convergence de toutes les impulsions. En effet, en augmentant la distance de propagation, nous augmentons également les effets qui nous écartent du domaine de validité de la solution donnée par l'équation (81), avec par exemple, des effets de déplétion de plus en plus marqués ou bien des effets relevant de la dispersion d'ordre 3. Expérimentalement, le domaine de validité de la propriété de convergence est donc vaste mais demeure néanmoins fini.

Un autre élément, que nous n'avons pas eu l'occasion de tester, pourra également influencer sur la forme de l'impulsion après amplification : il s'agit du chirp initial de l'impulsion. En effet, il a été montré expérimentalement qu'un pré-chirp de l'impulsion initiale pouvait fortement modifier la forme du spectre final après amplification dans une fibre dopée terre-rare à dispersion normale [236]. En particulier, si un chirp de pente négative est imposé à l'impulsion initiale, cette impulsion subira durant l'amplification une compression spectrale.

2.2. Influence de l'énergie initiale

2.2.1. Expériences et simulations

Intéressons nous maintenant à l'influence de l'énergie initiale U_{ini} sur le similariton généré dans l'amplificateur. Le montage expérimental ainsi que les propriétés de la fibre sont identiques aux éléments décrits dans le chapitre précédent, partie 4. Les impulsions initiales sont des impulsions de largeur temporelle totale à mi-hauteur de 10 ps. En utilisant toujours la même forme d'impulsions, nous allons manipuler quatre impulsions d'énergies initiales égales à 0.32, 1.3, 2.16 et 2.6 pJ et mesurer par FROG le similariton généré en sortie de l'amplificateur. Les profils d'intensité et de chirp mesurés sont représentés sur la Figure 41 pour des énergies initiales de 0.32, 1.3 et 2.6 pJ (*respectivement lignes pointillées, tirets et lignes continues*). Dans tous les cas, l'impulsion en sortie de l'amplificateur présente la signature d'un similariton avec la décroissance rapide des ailes du profil d'intensité et un profil de chirp linéaire dans sa partie centrale.

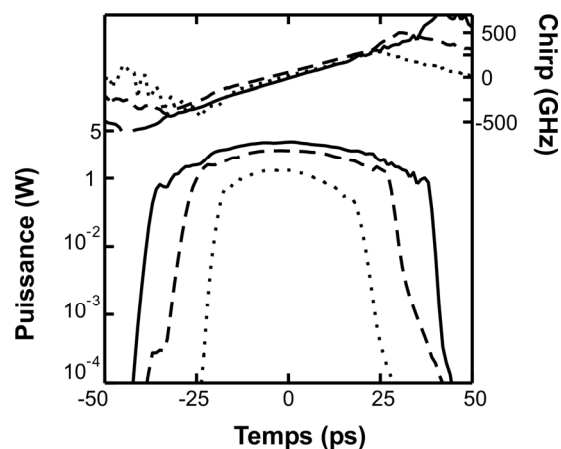


Figure 41 : Profils expérimentaux d'intensité et de chirp, obtenus par la technique FROG, des impulsions après 5.3 kilomètres de propagation dans l'amplificateur Raman pour des énergies initiales différentes : 0.32, 1.3 et 2.3 pJ (*respectivement lignes pointillées, tirets et lignes continues*).

Sans surprise, la puissance crête en sortie de l'amplificateur augmente avec l'énergie initiale de l'impulsion. Mais nous remarquons également que la largeur temporelle de l'impulsion augmente elle aussi avec U_{ini} , ce qui aurait été impossible dans le cadre d'une amplification linéaire de l'impulsion. Nous avons donc ici une marque nette du comportement intrinsèquement non-linéaire de la génération de similaritons optiques.

Dans les trois cas représentés Figure 41, la valeur de la pente du chirp C_p , avec une valeur moyenne de 11.8 GHz.ps^{-1} , ne varie pas en fonction de U_{ini} . La Figure 39 montre que C_p est également indépendant de la forme de l'impulsion initiale. Nous constatons donc ici expérimentalement l'indépendance de la pente du chirp vis-à-vis des caractéristiques de l'impulsion initiale. Cela est en accord avec l'analyse théorique (*cf. relations (82)*) qui prédit une pente de chirp proportionnelle à g/β_2 , c'est à dire uniquement liée aux paramètres de l'amplificateur.

L'évolution des différents paramètres des similaritons générés en fonction de U_{ini} est résumée sur la Figure 42. Les données expérimentales (*cercles*) sont en accord avec les résultats obtenus à partir de simulations numériques basées sur la résolution des équations (86) et (87). L'augmentation de l'énergie de l'impulsion initiale se traduit par une augmentation de la puissance crête et de la largeur temporelle T_p , mais également par un accroissement de la largeur spectrale ω_p de l'impulsion. Cette dernière propriété sera à la source du montage régénérateur d'impulsions télécom que nous présenterons dans le chapitre VI, partie 4.

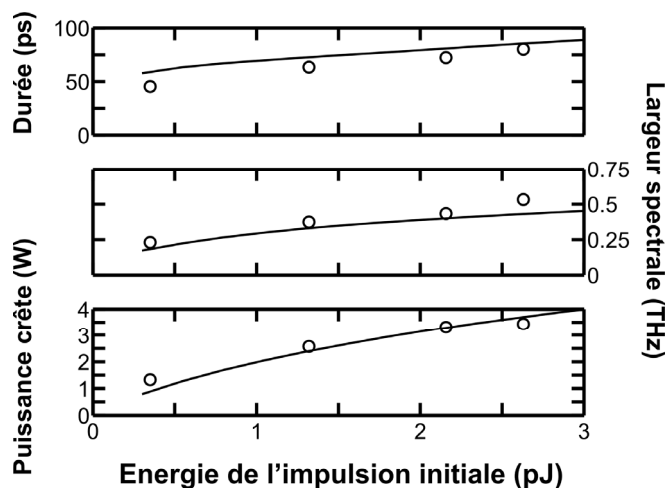


Figure 42 : Evolution des propriétés des impulsions paraboliques en fonction de l'énergie initiale. Les résultats expérimentaux (obtenus par FROG ou bien par mesure directe sur un analyseur de spectre optique) sont représentés par des cercles. L'accord avec les prédictions numériques (ligne continue) est bon.

2.2.2. Limitation des puissances de sortie

Nous utilisons maintenant un amplificateur dont le gain intégré vaut 21 dB. Pour des énergies de sortie allant jusqu'à 1.3 nJ par impulsion, aucune différence de comportement majeure par rapport aux expériences précédemment menées n'est constatée, les spectres de sortie développant un profil d'intensité de forme parabolique (*voir la Figure 43(a), spectre en ligne continue grisée*). Pour des énergies supérieures, une détérioration de la partie centrale du spectre intervient, avec des effets de déplétion nets (*Figure 43(a)*).

Nous sommes donc ici en présence d'une limitation majeure de notre montage pour la génération de similaritons de haute énergie. Cette limitation n'est pas consécutive à la largeur de la bande de gain de l'amplification Raman [174]. On pourrait éventuellement l'attribuer à la génération d'une onde Stokes Raman, comme le cas étudié dans la référence [176]. En effet, lorsque l'on mesure le spectre de sortie de l'amplificateur sur une large échelle (*Figure 43(b)*), on voit clairement une onde

décalée vers les basses fréquences dont l'amplitude augmente avec l'énergie du similariton. Néanmoins, l'écart fréquentiel Δf entre cette nouvelle impulsion et l'impulsion d'origine n'est que de 10.8 THz, soit une valeur inférieure de presque 20 % au décalage de 13.2 THz entraîné par l'effet Raman dans les fibres de silice. De plus, cet écart Δf varie suivant la longueur d'onde initiale du signal. Cela nous laisse supposer que le phénomène limitant l'amplification n'est pas ici l'effet Raman mais plutôt le mélange à quatre ondes dégénéré dans la fibre.

Cette hypothèse est confortée par des mesures qualitatives effectuées pour différentes longueurs d'ondes centrales des similaritons : 1534, 1546, 1550 et 1558 nm. Les pics générés se situaient alors respectivement aux longueurs d'ondes 1654, 1644, 1640, 1633 nm, si bien que, dans tous les cas, nous vérifions que la longueur d'onde du zéro de dispersion de la fibre λ_0 (1495 nm) se situait quasiment au centre de l'impulsion et du pic généré. A noter que dans le cas d'une impulsion de longueur d'onde initiale centrale à 1534 nm, nous observons un léger décalage du pic vers les fréquences les plus basses et une efficacité accrue du processus de génération du pic Stokes : en effet, dans ce cas, il y a également une manifestation de l'effet Raman qui va assister le mélange à quatre ondes [237]. Pour confirmer notre hypothèse d'un effet limitatif lié au mélange à quatre ondes, notons également l'apparition de pics secondaires d'importance moins élevée et situés à des longueurs d'ondes décalées de Δf vers les hautes fréquences (*respectivement 1478, 1487, 1491 nm et 1500 nm*) : ces pics constituent les ondes anti-stokes.

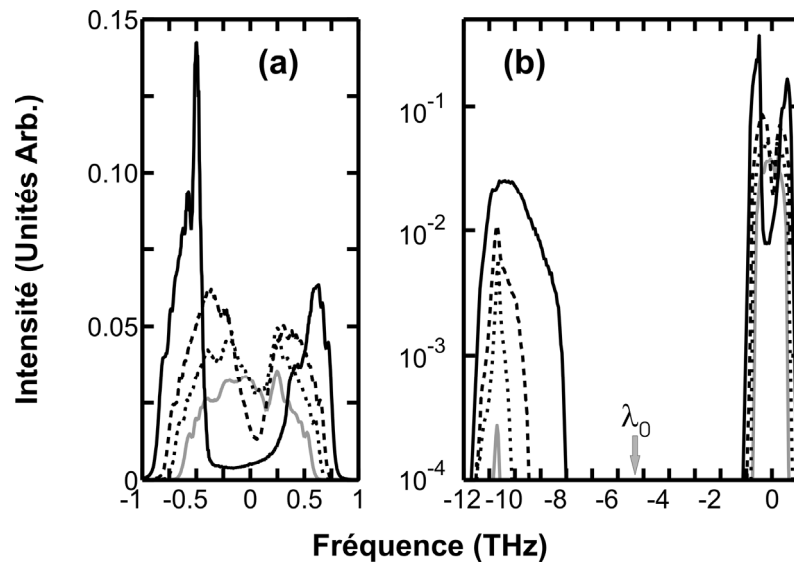


Figure 43 : Evolution du spectre des similaritons en sortie de l'amplificateur pour des énergies finales de 1.36, 2.03, 2.71 et 3.67 nJ (*respectivement courbes continue grise, pointillés, tirets et continue noire*). (a) Spectre du similariton. (b) Spectre de l'impulsion et de l'onde Stokes générée (échelle log)

Nous avons donc, pour le montage amplificateur que nous considérons ici, comme principale limite la génération d'une onde Stokes par mélange à quatre ondes. Rappelons que, dans ces conditions, le modèle numérique que nous utilisons habituellement, basé sur la résolution des équations couplées (86) et (87), n'est plus apte à prédire l'évolution des impulsions : une approximation majeure consistant alors à négliger la formation de nouvelles fréquences se trouve alors prise en défaut si bien que la seule solution reste la résolution rigoureuse de l'équation (85).

3. INFLUENCE DE L'AMPLIFICATEUR

Nous étudions maintenant l'influence des paramètres de l'amplificateur. Nous considérons ainsi successivement l'impact de la valeur du gain et l'impact du choix de la configuration de pompage.

3.1. Influence de la valeur du gain

Nous considérons ici un amplificateur basé sur la fibre dont les propriétés ont été détaillées dans le chapitre précédent, partie 4. Les impulsions initiales sont des impulsions dont la largeur temporelle à mi-hauteur est de 10 ps et dont l'énergie initiale U_{ini} est de 2.4 pJ. Nous varions expérimentalement la puissance de la pompe Raman entre 0.8 et 1.6 W, cela entraînant des gains intégrés G entre 11.4 dB et 23.8 dB.

Nous avons représenté Figure 44 (*partie supérieure*) les traces FROG obtenues en sortie de l'amplificateur pour des gains de 11.4 dB, 17.7 dB et 20.8 dB. En dessous figurent les résultats des récupérations de ces traces FROG (*traits pleins*) comparés avec les ajustements paraboliques et linéaires des profils d'intensité et de chirp (*cercles*).

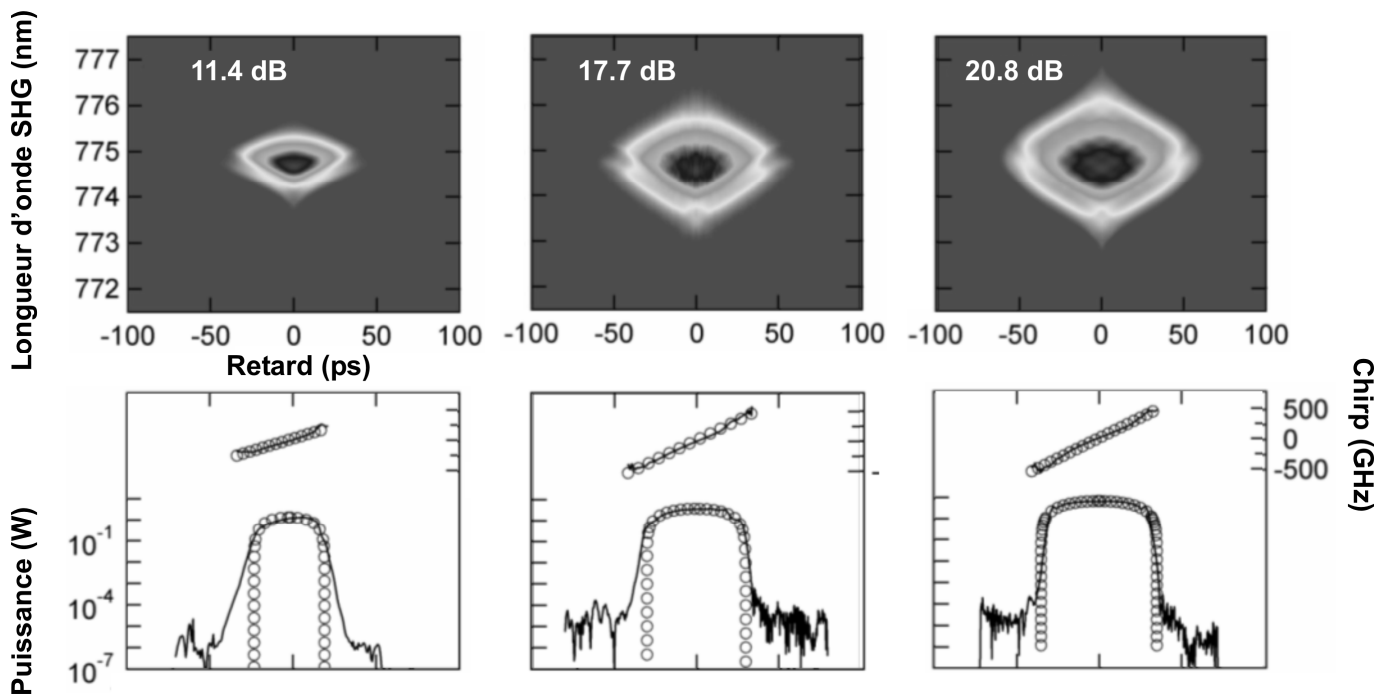


Figure 44 : Evolution de l'impulsion en sortie de l'amplificateur, en fonction du gain intégré : gains de 11.4, 17.7 et 20.8 dB : traces FROG (haut) et profils de chirp et d'intensité (bas). Les données expérimentales sont comparées avec des ajustements linéaires et paraboliques du profil de chirp et d'intensité respectivement (cercles).

Avec l'augmentation du gain dans l'amplificateur, les impulsions développent davantage leurs caractéristiques paraboliques. Cela se reflète particulièrement dans la décroissance des ailes de l'impulsion : pour un gain de 11.4 dB, cette décroissance est assez lente, alors que pour un gain de 20.8 dB, cette décroissance est nettement plus accentuée. Comme le montre la Figure 45, les largeurs temporelle et spectrale des impulsions amplifiées augmentent avec la valeur du gain, évolution compatible avec les prédictions analytiques données par l'équation (82). Tout comme dans la partie 2.2, nous retrouvons ici une manifestation de la non-linéarité des similaritons.

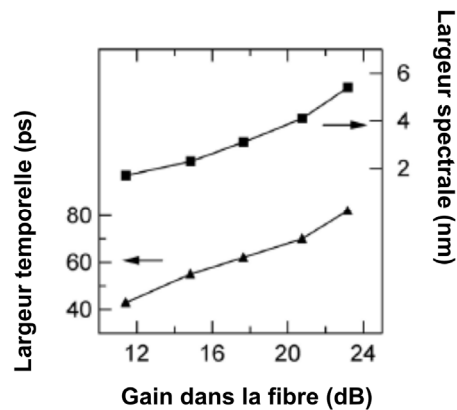


Figure 45 : Evolution expérimentale de la largeur temporelle $2 T_p$ et de la largeur spectrale $2 \omega_p$ en fonction du gain intégré de l'amplificateur.

3.2. Influence de la configuration de pompage

3.2.1. Introduction

La génération expérimentale de similaritons a été réalisée dans diverses configurations d'amplification : dans le cas d'un pompage copropagatif [13, 14, 19, 188], dans le cas d'un pompage contrapropagatif [92, 177] ou bien encore dans le cas d'un pompage bidirectionnel [180]. Ces différentes configurations conduisent à des profils longitudinaux de gain différents : profils de gain décroissants, croissants ou bien quasi-constants, respectivement.

Néanmoins, la plupart des études numériques se sont restreintes au cas où l'évolution de l'impulsion est convenablement modélisée par l'addition d'un terme de gain constant g à l'ESNL standard (cf. chapitre II, partie 3.2, équation (64)). Le premier travail théorique sur les effets d'un profil longitudinal de gain arbitraire est réalisé par Kruglov *et al.* [173]. Dans ce cas, l'analyse auto-similaire a révélé que la forme asymptotique des impulsions amplifiées restait un profil d'intensité parabolique combiné avec un chirp linéaire et positif. Le profil de gain longitudinal détermine seulement les proportions de l'impulsion lors de son amplification.

Bien que d'un intérêt crucial pour l'optimisation du design des amplificateurs de hautes énergies, ces prédictions théoriques n'avaient pas reçu de confirmation expérimentale. Nous nous sommes donc attachés à vérifier expérimentalement la dépendance des similaritons vis-à-vis de la configuration de pompage [238].

3.2.2. Simulations numériques

3.2.2.1. Modélisation du pompage Raman contra-propagatif

Nous avons détaillé dans le chapitre précédent l'équation que nous avons retenue pour modéliser l'amplification Raman et la propagation de l'impulsion (cf. Eq. (85)). Nous avons alors montré que, pour améliorer de manière conséquente le temps de calcul, nous pouvions, dans le cas d'ondes signal et pompe copropagatives, découpler les évolutions de la pompe et du signal en deux équations différentielles couplées (Eqs. (86) et (87)).

Dans le cas d'une amplification contra-propagative, nous pouvons utiliser l'équation (86) pour modéliser l'évolution du signal. En ce qui concerne l'évolution de la pompe, nous pouvons utiliser une équation similaire à l'équation (87) et réaliser des simplifications supplémentaires. Comme nous le verrons plus en détail dans la suite de cette partie, les effets de déplétion de la pompe ne jouent, dans une configuration contrapropagative, qu'un rôle mineur pour le domaine d'énergies initiales testées ici. Nous pouvons ainsi en négliger les conséquences sur l'évolution du profil d'intensité temporel de la

pompe. L'influence de la déplétion de la pompe sur l'évolution longitudinale de la puissance de pompe sera, elle, prise en compte à travers l'introduction d'un terme $\alpha_d(z)$ qui peut être déterminé numériquement à travers un processus itératif reposant sur une analyse de l'évolution longitudinale des puissances moyennes [112, 113].

Nous pouvons également montrer que dans le cas d'une amplification contra-propagative, les effets non-linéaires croisés jouent un rôle négligeable. La non-linéarité introduite par la pompe elle-même peut être également retirée de l'équation (87) : en effet, elle n'entraîne qu'un glissement de phase constant. Avec toutes ces approximations, une pompe initialement continue restera continue durant la phase d'amplification (*au contraire du cas copropagatif* : cf. Figure 22), si bien que nous pouvons retirer de l'équation (87) tous les opérateurs temporels.

En transformant ensuite z en $-z$ de façon à modéliser convenablement la direction de propagation opposée de la pompe, l'équation (87) se réduit alors à :

$$\frac{\partial \psi_r}{\partial z} = \frac{\alpha_r + \alpha_d(z)}{2} \psi_r. \quad (103)$$

Pour résoudre le système d'équations couplées (86) et (103) nous utiliserons la méthode de la transformée de Fourier à pas symétriques.

3.2.2.2. Simulations

Nous considérons numériquement un amplificateur basé sur une fibre commerciale NZ-DSF d'une longueur de 5.3 km dont les paramètres à 1550 nm correspondent à une dispersion $\beta_2 = 4.6 \cdot 10^{-3} \text{ ps}^2 \cdot \text{m}^{-1}$ et $\beta_3 = 1.0 \cdot 10^{-6} \text{ ps}^3 \cdot \text{m}^{-1}$. Le coefficient de non-linéarité de la fibre est $\gamma = 2.0 \cdot 10^{-3} \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$.

Les impulsions initiales $\psi_s(0,t)$ à 1550 nm correspondent à des impulsions gaussiennes non-chirpées ayant une largeur temporelle à mi-hauteur de 10 ps et une énergie initiale de 3 pJ. La pompe à 1455 nm est supposée continue et sans bruit. Sa puissance est ajustée de façon à obtenir un gain intégré total G de 20 dB. Cela correspond, dans le cas d'une configuration copropagative à une puissance initiale $|\psi_r(0)|^2$ de 1.22 W et dans le cas d'une configuration contrapropagative à une puissance $|\psi_r(L)|^2$ de 1.15 W.

Nos simulations numériques indiquent que, pour les deux configurations de pompage, nous observons en sortie de l'amplificateur des impulsions présentant les propriétés des similaritons optiques, à savoir un profil d'intensité temporel parabolique et un chirp linéaire positif. Nous représentons Figure 46(a) par des cercles l'évolution de la largeur à mi-hauteur des impulsions en fonction de la distance de propagation z pour un pompage contra-propagatif (*courbe A*) et copropagatif (*courbe B*).

Nous constatons clairement l'influence de la configuration de pompage : dans la configuration A, la largeur temporelle des impulsions de sortie vaut 43 ps, alors que dans l'autre configuration, nous aboutissons à une impulsion de 52 ps. Comme les deux impulsions de sortie ont la même énergie, les puissances crêtes varient proportionnellement aux largeurs temporelles et les plus importantes sont donc obtenues avec des impulsions de 43 ps.

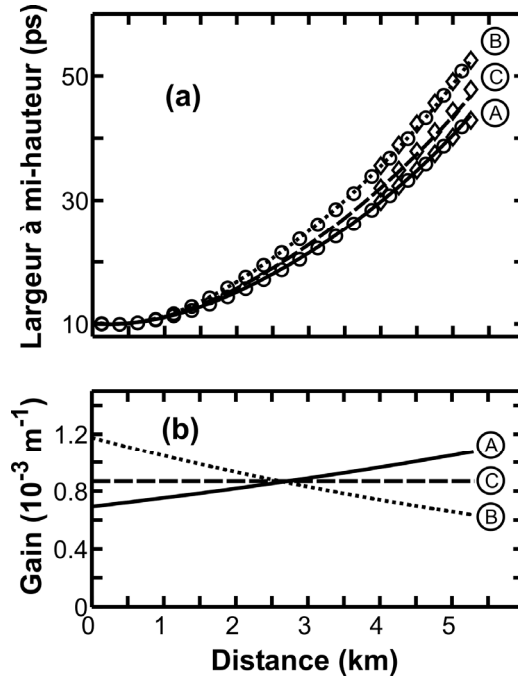


Figure 46 : Simulations numériques de l'influence de la configuration de l'amplificateur pour différents types de pompage : configuration contra-propagative (courbe A, ligne continue), configuration co-propagative (courbe B, ligne pointillée) et configuration à gain constant (courbe C, tirets). **(a)** évolution de la largeur à mi-hauteur pour des impulsions se propageant dans un amplificateur de 5.3 km. Les résultats basés sur l'intégration numérique d'équations couplées sont représentés par des cercles. Il sont comparés à des simulations basées sur la résolution de l'équation (104) avec un gain longitudinal variable (lignes continues et pointillées – tirets) et aux prédictions analytiques asymptotiques données par (105). **(b)** Evolution longitudinale du gain pour les différentes configurations de pompage.

3.2.2.3. ESNL avec un coefficient de gain longitudinal variable

Nous représentons Figure 46(b) l'évolution longitudinale du profil de gain $g(z) = (\partial / \partial z) (\ln (|\psi_s(z)|^2 / |\psi_s(0)|^2))$. Les évolutions pour les configurations contra- et co-propagatives (courbes A et B) sont en bon accord avec des ajustements exponentiels $g_f(z)$ (un ajustement par une exponentielle croissante et décroissante d'expression respectivement pour les courbes A et B : $g_f(z) = 0.69 \cdot 10^{-3} e^{8.29 \cdot 10^{-5} z}$ et $g_f(z) = 1.12 \cdot 10^{-3} e^{-1.16 \cdot 10^{-4} z}$). Pour comparaison, nous avons fait figurer la courbe C obtenue dans le cas d'une amplification longitudinalement constante $g = 0.56 \cdot 10^{-3} m^{-1}$ aboutissant à un gain de 20 dB.

Nous pouvons alors comparer les résultats issus de l'intégration des équations (86) et (103) avec les prédictions obtenues en considérant un modèle plus simple basé sur l'équation de Schrödinger non-linéaire avec le terme de gain longitudinal variable $g(z)$ calculé plus haut :

$$i \frac{\partial \psi_s}{\partial z} = i \frac{g(z)}{2} \psi_s + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \psi_s}{\partial t^2} - \gamma |\psi_s|^2 \psi_s. \quad (104)$$

Les résultats numériques de l'intégration de cette équation sont représentés Figure 46(a) par une ligne continue, des pointillés et une ligne discontinue pour respectivement les profils de gain A, B et C. Nous constatons encore une fois que les impulsions de sortie présentent la forme caractéristique des similaritons optiques.

Cette constatation est confirmée par les résultats analytiques de Kruglov *et al.* [173] et de Boscolo *et al.* [171] qui ont montré que l'équation (104) admettait, dans sa limite asymptotique, comme solutions des impulsions dont l'expression correspondait à des similaritons optiques. La largeur caractéristique T_p de ces impulsions dépend alors du profil de gain à travers la relation suivante :

$$\frac{d^2 T_p}{dz^2} = \frac{3}{2} \frac{\beta_2 \gamma}{T_p^2} U_o \exp\left[\int_{z_o}^z g(z') dz'\right], \quad (105)$$

combinée avec la condition limite supplémentaire : $dT_p/dz|_{z_o} = \beta_2 C_{p_o} T_{p_o}$ avec T_{p_o} , C_{p_o} , U_o et φ_{p_o} correspondant respectivement aux valeurs de la durée temporelle, du chirp, de l'énergie et de la phase de l'impulsion à une distance z_o telle que l'impulsion amplifiée soit déjà entrée dans le régime d'amplification parabolique. Les prédictions données par (105) sont représentées par des losanges sur la Figure 46(a). L'évolution de la phase et du paramètre de chirp est donnée par :

$$C_p(z) = \frac{1}{\beta_2} \frac{d}{dz}(\ln T_p) \quad (106)$$

$$\varphi_p(z) = \varphi_{p_o} + \frac{3}{4} \frac{\gamma}{T_p} \int_{z_o}^z \frac{g(z')}{T_p(z')} dz'. \quad (107)$$

Nous constatons clairement, d'après la Figure 46(a), qu'avec les paramètres de l'amplificateur considéré ici, les trois modélisations prédisent des évolutions similaires. Comme les équations (104) et (105) ne sont en rien spécifiques au processus Raman, les effets décrits dans cette partie ne sont pas liés à la nature de l'amplification. En d'autres termes, les conclusions de ces travaux numériques et expérimentaux ne se restreignent pas au cas des amplificateurs Raman et peuvent ainsi être étendus aux amplificateurs dopés terres-rares, tant que la bande passante de l'amplificateur est supérieure à la largeur spectrale des impulsions [174].

En ce qui concerne l'amplificateur Raman décrit dans cette partie, il faut noter que le modèle basé sur le système d'équations couplées (86), (87) et (103) est le seul qui prenne en compte les effets temporels de la déplétion de la pompe Raman et qui inclut la dépendance fréquentielle du gain. De plus, ces équations ne nécessitent pas de connaissance a priori de l'évolution longitudinale du gain le long de la fibre. Nous pouvons également souligner que l'équation (105) n'est valable qu'une fois que l'impulsion est entrée dans le régime de propagation asymptotique à une distance z_o . Pour accéder aux valeurs des coefficient T_{p_o} et C_{p_o} , une approche numérique reste le seul moyen. Dans la suite du travail présenté ici, nous ne considérons que l'intégration numérique des systèmes d'équations couplées (86), (87) et (103).

3.2.3. Montage expérimental et résultats

La Figure 47 représente les montages expérimentaux utilisés pour les configurations co- et contra-propagatives. Les différentes sources utilisées sont identiques à celles décrites dans le chapitre précédent. La puissance du laser Raman de pompe est expérimentalement ajustée de façon à obtenir un gain de 20 dB. Les paramètres de la fibre utilisée correspondent à ceux utilisés dans les simulations numériques détaillées ci-dessus.

Dans le cas d'une amplification contrapropagative, nous avons inséré dans notre montage un isolateur optique de façon à protéger la source impulsionnelle Pritel des résidus de pompe Raman qui pourraient perturber son fonctionnement (*les résidus représentent une puissance continue de quelques mW*).

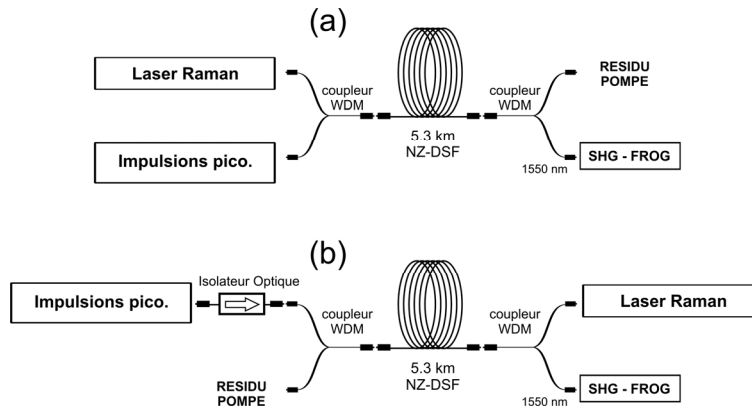


Figure 47 : Montages expérimentaux utilisés pour (a) un pompage copropagatif (b) un pompage contrapropagatif.

Les impulsions d'entrée et de sortie sont caractérisées à l'aide de la technique FROG. La Figure 48(a) et la Figure 48(b) donnent les résultats de telles mesures pour des énergies initiales respectives de 1.5 pJ et 3 pJ. L'impulsion initiale est représentée par des losanges. Les impulsions après amplification co- et contra- propagative sont représentées respectivement par des croix et des cercles.

Pour la Figure 48(a), l'énergie des impulsions initiales est de 1.5 pJ. Les impulsions en sortie présentent un profil d'intensité parabolique avec une puissance crête de 4 W et 4.9 W associée à une largeur totale à mi-hauteur de 40.5 ps et 34 ps pour respectivement les configurations co et contra. Sur la Figure 48(b) qui correspond à une énergie initiale de 3 pJ, les puissances crêtes deviennent 6 W et 8 W et les largeurs temporelles respectivement 50.1 et 41.6 ps pour les configurations co et contra.

Pour les deux énergies considérées ici, les impulsions présentent les caractéristiques des similaritons, à savoir un profil d'intensité parabolique avec un chirp linéaire et positif. Les impulsions les plus brèves avec les puissances crêtes les plus élevées sont obtenues dans le cadre d'une amplification contrapropagative.

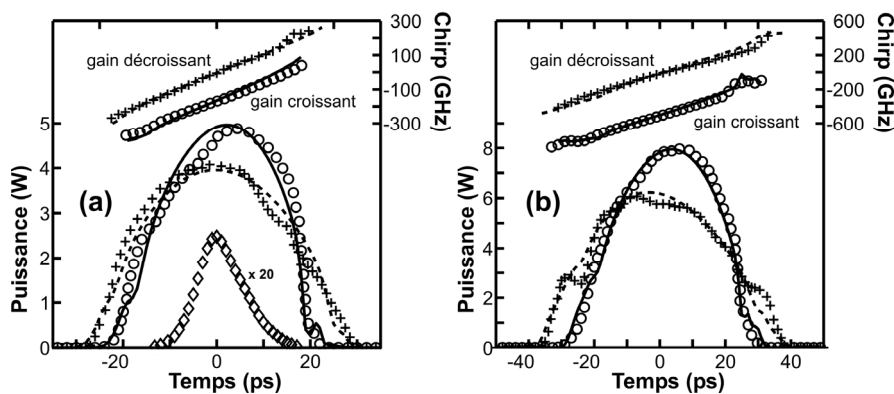


Figure 48 : Profils d'intensité et de chirp. Les résultats de la caractérisation FROG sont représentés par des cercles (pompage contrapropagatif) et des croix (pompage copropagatif). Les résultats expérimentaux sont comparés aux simulations numériques (lignes continues et pointillées pour les configurations contra- et co-propagatives respectivement). Pour la clarté de la figure, les profils de chirp ont été décalés vers le bas (configuration contra) ou bien vers le haut (configuration co). Les impulsions initiales sont présentées par des losanges avec un facteur de grandissement de 20. (a) Résultats pour une énergie initiale de 1.5 pJ. (b) Résultats pour une énergie initiale de 3 pJ.

Nous comparons également Figure 48 les résultats expérimentaux avec les résultats numériques (lignes pleines et pointillées respectivement pour les configurations contra- et co-propagatives) basés sur la résolution des systèmes d'équations couplées (86), (87) et (103), avec

comme condition initiale $\psi_s(0,t)$ le champ initial tel qu'il a été mesuré expérimentalement par la technique FROG.

3.2.4. Influence de l'énergie initiale

Nous avons également étudié expérimentalement l'influence de l'énergie initiale des impulsions sur la largeur temporelle des impulsions de sortie et sur la puissance de pompe requise pour effectuer une amplification de 20 dB. Nous avons ainsi considéré des impulsions initiales avec des énergies dans l'intervalle 0.5 – 4 pJ et nous avons mesuré la largeur temporelle totale à mi-hauteur de la fonction d'autocorrélation des impulsions de sortie. Les résultats sont représentés sur la Figure 49(a) par des croix et des cercles pour les configurations co- et contra-propagatives respectivement. Pour chaque mesure, la puissance de pompe injectée dans la fibre a été ajustée de façon à obtenir une amplification de 20 dB. L'évolution de la puissance pompe initiale requise en fonction de l'énergie initiale des impulsions est représentée Figure 49(b).

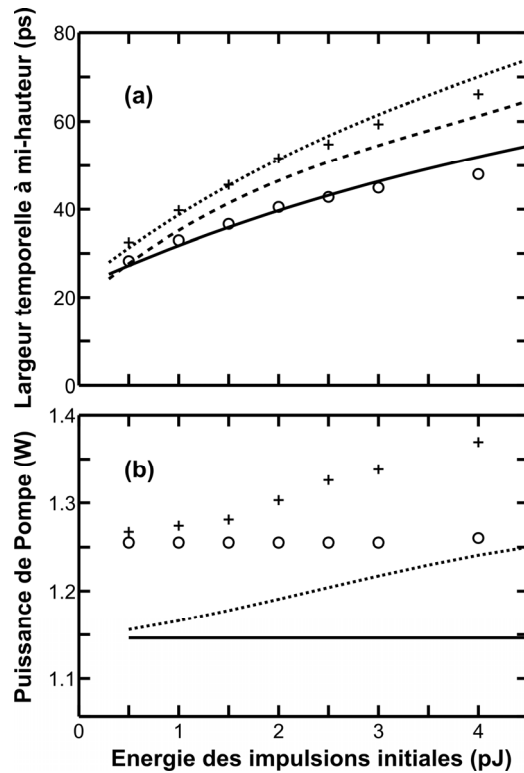


Figure 49 : Influence de l'énergie de l'impulsion initiale sur la largeur temporelle de l'impulsion de sortie et sur la puissance nécessaire pour réaliser une amplification de 20 dB. Les résultats expérimentaux sont représentés par des cercles (configuration contra-propagative) et par des croix (configuration co-propagative) et sont comparés avec les simulations numériques (respectivement lignes continues et pointillées). Les simulations basées sur l'approximation d'un gain constant sont également représentées par des tirets. **(a)** Evolution de la largeur temporelle à mi-hauteur de la fonction d'autocorrélation de l'impulsion amplifiée en fonction de l'énergie de l'impulsion initiale **(b)** Evolution de la puissance de pompe nécessaire pour obtenir une amplification de 20 dB en fonction de l'énergie de l'impulsion initiale.

Nous comparons l'évolution expérimentale de la largeur temporelle aux les résultats issus de la résolution des équations (86), (87) et (103) et nous retrouvons un bon accord. Pour toutes les énergies considérées, la configuration contrapropagative conduit aux impulsions les plus courtes. Le cas d'une amplification à gain constant est également étudié numériquement (représenté par une ligne pointillée) : l'évolution obtenue est intermédiaire entre les évolutions dans les cas co et contra.

Remarquons Figure 49(b) que les amplifications co- et contra-propagatives (*croix et cercles*) conduisent à des évolutions différentes de la puissance de pompe requise pour obtenir une amplification de 20 dB. Pour une configuration copropagative, la puissance de pompe doit être augmentée avec l'énergie initiale des impulsions : la puissance de pompe pour une amplification d'une impulsion de 4 pJ est de 1.37 W, ce qui est 8 % plus élevé que la puissance de pompe requise pour amplifier de 20 dB une impulsion de 0.5 pJ. Dans la configuration contra-propagative, pour ce domaine d'énergies initiales et pour les taux de répétition que nous étudions, nous n'observons pas expérimentalement d'influence similaire de l'énergie initiale des impulsions sur la puissance de pompe nécessaire.

Dans les deux configurations, l'évolution longitudinale du gain est affectée par l'atténuation de la pompe due aux pertes linéaires de la fibre à 1455 nm. Ces pertes étant indépendantes de l'énergie des impulsions initiales, elles ne peuvent pas expliquer l'évolution observée dans le cas copropagatif. L'évolution du profil de gain longitudinal est aussi marquée par les phénomènes de déplétion de la pompe dus au transfert d'énergie de la pompe au signal. Une telle déplétion va intervenir de manière très différente suivant la configuration d'amplification. Quand la pompe et le signal se propagent dans la même direction, les effets temporels de la déplétion sont localisés : cela peut avoir, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, partie 3.4, des effets significatifs quand la puissance crête des impulsions vient à dépasser la puissance de la pompe. Une conséquence de cet effet est la nécessité d'accroître la puissance de pompe quand l'énergie des impulsions initiales augmente.

Quand les impulsions et la pompe se propagent en sens inverses, il n'y a pas de localisation des effets temporels de la déplétion. En effet, en raison de la très grande différence entre les vitesses de groupe de la pompe et du signal (*presque deux fois la vitesse de la lumière dans une fibre*), les interactions entre le signal et la pompe ne sont pas localisées temporellement. Dans une telle situation, seule la puissance moyenne doit être prise en compte. Avec les paramètres de notre expérience, nous manipulons des puissances moyennes en sortie d'amplificateur inférieures à 10 mW, ce qui représente seulement 1% de la puissance de pompe utilisée. Les effets de déplétion de la pompe peuvent alors être négligés et la puissance de pompe requise pour assurer une amplification de 20 dB ne dépend pas de l'énergie initiale des impulsions.

Nous pouvons également comparer l'évolution expérimentale de la puissance de pompe nécessaire pour effectuer une amplification de 20 dB avec les résultats prédits par le modèle numérique basé sur les équations (86), (87) et (103). Comme le montre la Figure 49(b), les évolutions globales prédites dans les cas expérimentaux et théoriques sont identiques. Mais les valeurs de la puissance de pompe requises sont expérimentalement 9 % plus importantes que les prédictions numériques (*dans l'exemple montré dans le chapitre précédent, un écart de 20 % était enregistré*). Cette différence peut être expliquée à partir de considérations sur la polarisation. En effet, alors que les impulsions initiales ont une polarisation linéaire, la pompe a une polarisation aléatoire si bien que la puissance agissant effectivement lors du processus d'amplification est plus faible. De plus, comme la largeur spectrale des impulsions dépasse 0.5 THz et que la distance de propagation est de 5.3 km, les effets de dispersion modale de polarisation (*PMD*) [23, 239, 240] peuvent également affecter la propagation.

Le facteur de réduction de 9% entre l'expérience et les simulations numériques est en accord qualitatif avec la réduction du paramètre non-linéaire par un facteur 8/9 (*ou bien 5/6*) qui est généralement utilisé dans le cadre d'une biréfringence aléatoire [21, 37]. Un formalisme vectoriel incluant les effets de PMD dans les amplificateurs Raman a été récemment développé [241, 242] et pourrait être utilisé pour considérer plus en détail ce problème, mais son application dépasse le cadre de notre travail.

3.2.5. Conclusion

En étudiant expérimentalement et numériquement les configurations d'amplification co- et contra-propagatives, nous avons démontré l'impact significatif du choix de la configuration de pompage. Cette dernière n'affecte pas la forme globale du similariton mais va influencer les caractéristiques de l'impulsion amplifiée. Des impulsions plus courtes et plus énergétiques sont obtenues en utilisant une configuration contrapropagative. Un autre avantage de cette configuration est l'absence d'effets localisés de déplétion de la pompe, ce qui conduit à une efficacité accrue du pompage.

Comme les résultats de cette étude ne sont pas limités à l'amplification Raman et peuvent être étendus à l'amplification dopée terre-rare, ces conclusions fournissent des règles pratiques pour la réalisation d'amplificateurs d'impulsions courtes de forte énergie.

Dans le contexte de la génération d'impulsions ultracourtes de forte énergie (*l'une des applications essentielles des similaritons qui sera détaillée dans le chapitre VI, partie 2*), la configuration copropagative va conduire à la formation d'un spectre plus large et donc donner, après recompression temporelle, des impulsions plus brèves. Néanmoins, ces impulsions présenteront des sous-structures plus importantes que dans le cas d'un pompage copropagatif.

4. SIMILARITONS ET WAVE-BREAKING

4.1. Capacité à se propager dans une fibre sans gain

Les impulsions paraboliques à chirp linéaire possèdent la particularité de pouvoir se propager dans une fibre à dispersion normale sans subir les effets destructifs du wave-breaking optique [84] (*cf. chapitre I, partie 3.5 et 3.7*). Cette capacité avait déjà été vérifiée expérimentalement dès la première génération de similaritons optiques [14] où un similariton de 2.6 ps et d'énergie de 12 nJ généré dans une fibre dopée ytterbium avait pu se propager dans deux mètres de fibre standard monomode (*dont la dispersion est normale à 1,06 μm*) tout en conservant son chirp linéaire et sa forme parabolique caractéristiques. En 2005, Billet *et al.* ont confirmé cette caractéristique en étudiant la propagation dans une fibre hautement non-linéaire à dispersion normale d'un similariton généré par amplification erbium aux longueurs d'ondes telecom [172].

Nous voulons vérifier si cette propriété reste valable dans le cadre d'un similariton généré par amplification Raman. Nous générons, tout d'abord, à partir du montage amplificateur décrit dans le chapitre précédent, un similariton optique dont les propriétés sont présentées Figure 50(a) par des croix. Après avoir éliminé les résidus de pompe Raman grâce à un multiplexeur en longueur d'onde, le similariton est injecté dans une fibre de 800 m à zéro de dispersion décalé de dispersion $\beta_2 = 2.33 \cdot 10^{-3} \text{ ps}^2 \cdot \text{m}^{-1}$ à 1550 nm. Cette fibre ne subit pas de pompage Raman, si bien qu'elle ne présente pas de gain pour le similariton s'y propageant.

L'impulsion en sortie des 800 mètres de fibre est caractérisée par FROG (*Figure 50(a), cercles*). Le résultat est en très bon accord avec les simulations numériques (*pointillés*) qui ont été effectuées à partir de l'équation (85) sans intégrer le terme de gain Raman. L'impulsion en sortie de la fibre sans gain présente toujours clairement les caractéristiques d'un similariton avec un bon accord avec des ajustements parabolique et linéaire (*lignes continues*) des profils d'intensité et de chirp.

Nous pouvons également vérifier cette propriété sur une distance de propagation plus importante. Notre dispositif expérimental FROG ne nous permet pas de caractériser des impulsions trop élargies temporellement. Nous n'avons donc pas été capables de caractériser l'impulsion après 4000 m de propagation, distance à laquelle l'impulsion a une largeur temporelle dépassant 100 ps. Cependant, comme nous avons pu le vérifier à de multiples reprises auparavant, nous pouvons prédire numériquement avec précision l'évolution d'une impulsion durant sa propagation dans une fibre

optique. Le résultat d'une telle propagation dans 4000 m de fibre est représenté Figure 50(b) par des cercles. Nous avons préféré représenter le paramètre ΔC défini comme étant la différence entre le profil de chirp et son ajustement linéaire. La faible valeur de ΔC indique que le chirp reste linéaire après 4 kilomètres de propagation. Le profil d'intensité reste également très proche d'une forme parabolique : nous pouvons donc conclure que l'impulsion après propagation dans 4 kilomètres de fibre à dispersion normale sans gain possède toujours les caractéristiques d'une impulsion parabolique.

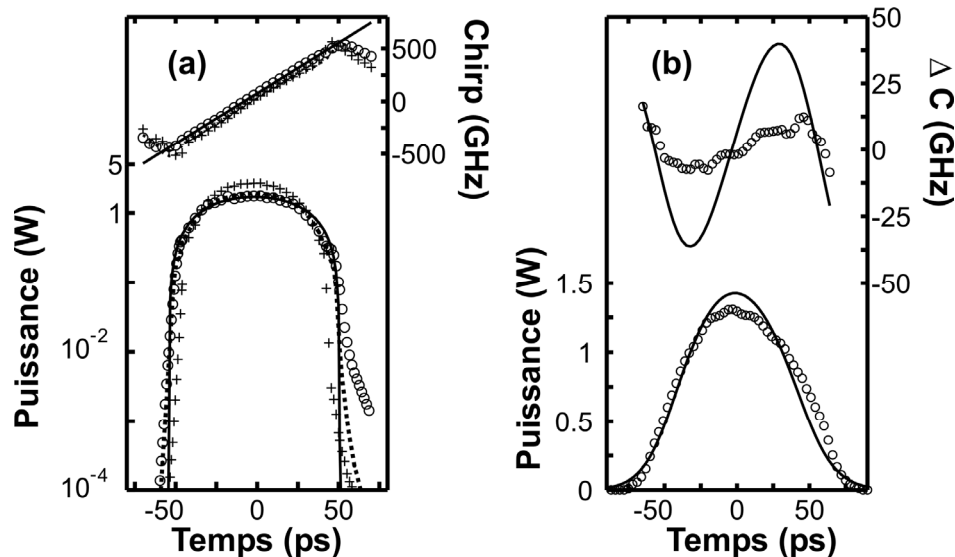


Figure 50 : (a) Profils d'intensité et de chirp obtenus par mesure FROG d'une impulsion parabolique avant propagation (croix) et après propagation dans 800 m de fibre NZ-DSF (cercles). Comparaison avec les simulations numériques de l'impulsion en sortie de 800 m de fibre (pointillés). Ajustements linéaire et parabolique des profils de chirp et d'intensité en sortie de fibre (ligne continue). (b) Profils d'intensité et de ΔC obtenus après propagation dans 4 km de la même fibre avec deux impulsions initiales différentes : l'impulsion parabolique expérimentale (cercles) et l'impulsion gaussienne équivalente (ligne continue)

A titre de comparaison, nous avons également étudié la propagation d'une impulsion de même énergie, de forme gaussienne et de chirp équivalent. La largeur temporelle et le paramètre de chirp ont été choisis de façon à minimiser la différence avec les spectres et les autocorrélations expérimentales de l'impulsion décrite plus haut. Les résultats de la propagation après 4 km sont montrés Figure 50(b) par des lignes pleines. Le profil d'intensité reste gaussien, mais la déviation par rapport à un ajustement linéaire du profil de chirp est plus marquée, indiquant que le chirp ne demeure pas linéaire. Cela est tout à fait consistant avec le jeu de paramètres utilisés ici (*puissance, dispersion et non-linéarité de la fibre*) qui font que l'effet prédominant lors de la propagation est l'automodulation de phase de l'impulsion.

Cette comparaison entre l'évolution d'une impulsion parabolique et le comportement d'une gaussienne chirpée permet de réaffirmer le comportement particulier d'un similariton qui est capable de maintenir la linéarité de son chirp même en présence d'effets non-linéaires.

4.2. Différence entre wave-breaking et propagation similariton

Pour mieux mettre en évidence la différence entre la propagation dans une fibre présentant un gain ou non, nous réalisons l'expérience consistant à relever le spectre d'une impulsion en sortie de la fibre NZ-DSF utilisée plus haut dans deux configurations (*fibre décrite dans la partie 3.2.2.2*). Dans la première configuration (*cas A*), aucune pompe n'est injectée dans la fibre alors que dans la seconde configuration (*cas B*), l'utilisation d'une pompe contrapropagative Raman conduit à un gain dans la fibre de 20 dB. Dans le premier cas, les effets de dispersion et de non-linéarité sont les seuls à agir,

alors que dans le second cas, le gain va également intervenir. Les impulsions initiales ont une largeur temporelle à mi-hauteur de 5 ps.

Nous avons représenté Figure 51 les spectres obtenus dans les deux configurations pour différentes puissances de sortie (*haut* : sans pompe, *bas* : avec pompe Raman). La largeur et la forme des spectres diffèrent fortement suivant la configuration. Dans les deux cas, la largeur spectrale en sortie augmente avec l'énergie de sortie de l'impulsion. Mais l'élargissement est beaucoup plus rapide en l'absence de pompage : on obtient alors une largeur spectrale totale de 1.6 THz pour une énergie de sortie de 46.1 pJ alors que pour avoir un élargissement similaire en présence de gain, il faut avoir une énergie de sortie de 1359 pJ, soit plus de 30 fois la valeur précédente. L'avantage immédiat de cette différence est que si l'on désire obtenir une forte densité spectrale de puissance, la configuration avec gain sera beaucoup plus avantageuse.

Constatons également des différences notables de forme des spectres des impulsions de sortie. Dans le cas A, on retrouve bien la forme caractéristique du spectre d'une impulsion ayant subi les effets du wave-breaking avec la présence d'"ailes" très marquées [29] (*voir chapitre I, partie 3.5*). Le spectre des impulsions obtenues dans le cadre d'une amplification a, quant-à-lui, une forme globale parabolique, caractéristique des spectres des similaritons optiques [170]. Nous constatons notamment que, dans ce cas, la décroissance des ailes spectrales du similariton est très rapide, en tous cas bien plus rapide que dans le cas de l'impulsion soumise au wave-breaking.

Les signaux d'autocorrélation en sortie de la fibre montrent que, dans le cas A, pour une énergie de 46.1 pJ, nous obtenons une largeur temporelle à mi-hauteur de 116 ps, à comparer avec la largeur de l'impulsion de 29 ps en l'absence d'effets non-linéaires dans la fibre. Dans la configuration B, pour une énergie de sortie de 1359 pJ, cette valeur est de 95 ps et pour une énergie de sortie de 203 pJ, elle est de 51 ps. Pour une énergie de sortie similaire, la deuxième configuration permet donc d'obtenir une impulsion plus brève.

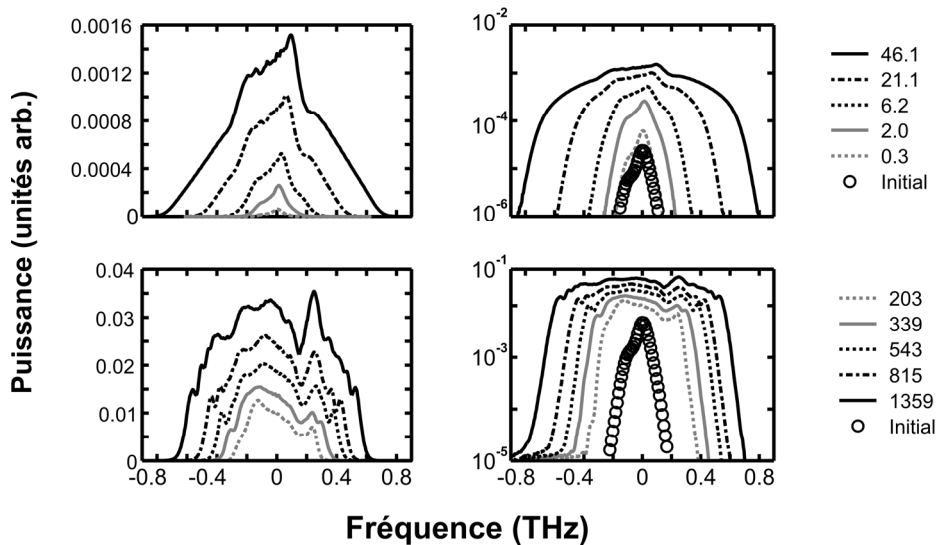


Figure 51 : Comparaison des spectres obtenus sous l'influence principalement du wave-breaking (*haut*) et sous l'influence d'une propagation de type similariton (*bas*) en fonction de l'énergie (en pJ) des impulsions en sortie de fibre. Les impulsions initiales ont une largeur initiale de 5 ps et se propagent dans une fibre de 5.3 km avec ou sans gain.

Ces différences peuvent être expliquées qualitativement si l'on considère l'évolution de la puissance crête des impulsions lors de la propagation ainsi que leur élargissement spectral. A partir de simulations numériques basées sur la résolution de l'équation (64) avec et sans gain, nous obtenons les évolutions représentées Figure 52. Dans la configuration A, la puissance crête va être maximale à l'entrée de la fibre puis décroître en raison de l'atténuation dans la fibre et de l'élargissement temporel des impulsions. L'influence des effets non-linéaires entraînant l'élargissement spectral de l'impulsion

(cf. chapitre I, partie 3.3) sera donc importante dès le début de la propagation, entraînant une valeur cumulée élevée. Dans la configuration B, la puissance crête va augmenter progressivement au fur et à mesure de l'amplification. L'action des effets non-linéaires sera ainsi dans un premier temps tout à fait négligeable, la propagation étant principalement dispersive. L'élargissement spectral interviendra principalement dans les derniers kilomètres quand la puissance crête de l'impulsion deviendra importante. Dans ces conditions, l'action cumulée des effets non-linéaires sera moins importante que dans le cas précédent.

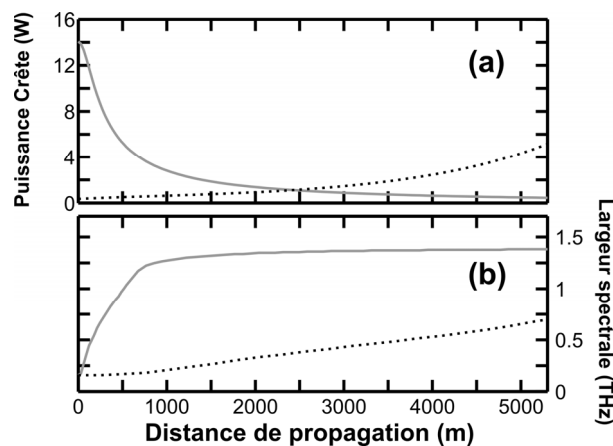


Figure 52 : Evolution longitudinale des paramètres d'une impulsion de 5 ps évoluant dans une fibre sans gain (ligne continue grise, énergie initiale de l'impulsion de 74 pJ) ou bien avec gain (ligne pointillée, énergie initiale de 1.9 pJ). (a) Evolution de la puissance crête de l'impulsion (b) Evolution de la largeur spectrale de l'impulsion.

5. CONCLUSION

Nous avons vérifié expérimentalement dans ce chapitre plusieurs des propriétés théoriques essentielles des similaritons optiques. Nous les avons vérifiées dans le cadre d'une amplification Raman, mais les résultats obtenus sont tout à fait transposables à d'autres types d'amplification comme l'amplification par fibre dopée terre-rare. Nous nous sommes efforcés d'obtenir un bon accord qualitatif et quantitatif entre nos résultats expérimentaux et des modèles numériques, ce qui nous a permis de mieux appréhender le comportement des impulsions durant leur propagation.

Nous avons pu illustrer expérimentalement l'indépendance des impulsions de sortie vis-à-vis de la forme de l'impulsion initiale, montrer l'évolution des propriétés du similariton en fonction de l'énergie initiale ou bien du gain de l'amplificateur. Un travail important sur l'impact du choix de la configuration de pompage a également été effectué. Nous avons également souligné la différence de comportement d'un similariton par rapport à une impulsion quelconque se propageant dans une fibre.

Tous ces résultats nous serviront de base pour les deux derniers chapitres où nous allons mettre à profit ces propriétés remarquables des similaritons optiques pour imaginer des applications originales.

INTERACTION ET COLLISION DE SIMILARITONS

Nous nous intéressons dans cette partie aux situations d'interaction et de collision de similaritons optiques dans un amplificateur à dispersion normale. Nous montrons notamment que l'interaction de similaritons optiques se traduit par la formation d'un train de solitons gris. Concernant la configuration de collisions, nous observons l'apparition d'un battement sinusoïdal dont la fréquence varie au cours de la collision. Nous soulignons également l'influence des effets de modulation de phase croisée.

1. INTRODUCTION

La dynamique des impulsions similariton isolées ayant fait l'objet de plusieurs études théoriques [14, 28, 170, 171, 173] ou bien expérimentales [14, 19, 172, 243], nous disposons désormais d'une compréhension avancée de l'évolution d'une impulsion durant son amplification. Par contre, à ce jour, la dynamique d'une paire de similaritons a été beaucoup moins explorée. A notre connaissance, les seuls travaux abordant ce problème sont ceux réalisés par Peacock *et al.* [28, 244] sur les interactions et les collisions de similaritons dans des fibres dopées terres-rares.

La question des interactions et des collisions d'impulsions est pourtant un problème crucial vis-à-vis des applications potentielles des similaritons, par exemple dans le domaine des communications optiques. En effet, un signal de télécommunication est généralement constitué d'impulsions optiques de largeur à mi-hauteur T_0 séparées de leurs voisines d'une durée $4 T_0$. Durant leur transformation en similaritons optiques, les impulsions, en raison de leur élargissement temporel progressif, vont s'étaler et dépasser une largeur totale de $4 T_0$. Elles vont donc recouvrir leurs voisines et interagir. De même, dans le contexte où plusieurs longueurs d'ondes sont utilisées simultanément (*WDM*), en raison de la dispersion chromatique, deux impulsions de longueurs d'ondes différentes vont avoir des vitesses de propagation différentes dans l'amplificateur : elles vont alors se croiser et là-aussi interagir.

Les travaux de Peacock avaient conclu que les effets qui intervenaient durant le recouvrement ou bien la collision des impulsions dans des fibres dopées erbium ne dégradait que de façon limitée la qualité des impulsions après recompression. Cela rendait donc leur utilisation compatible avec les contraintes des télécommunications.

Nous allons dans cette partie nous concentrer davantage sur ces problèmes. Nous considérons en particulier le cadre d'une amplification Raman dans une fibre à dispersion normale de 5.3 km dont les paramètres ont été décrits dans le chapitre précédent, partie 3.2. Nous montrerons que les interactions entre similaritons donnent naissance à un train de solitons gris dont nous pourrions aisément faire varier le taux de répétition. En ce qui concerne les collisions, nous mettrons en évidence la formation d'un battement sinusoïdal dont la fréquence varie durant la collision. Nous soulignerons également les effets de la modulation de phase croisée intervenant durant la propagation.

2. INTERACTION ENTRE SIMILARITONS

2.1. Introduction

Nous étudions dans cette première partie l'évolution d'une paire de similaritons optiques de même fréquence centrale ω_0 . Nous nous baserons tout d'abord sur des simulations numériques reposant sur l'ESNL avec un terme de gain constant. Nous en concluons que, hors de la zone de recouvrement, l'évolution des similaritons n'est pas affectée. Par contre, dans la zone de recouvrement, la superposition des deux impulsions entraîne l'apparition d'oscillations qui vont évoluer en raison de la non-linéarité et du gain adiabatique, vers un train de solitons noirs. Nous vérifierons que ces conclusions restent valides dans le cadre d'une modélisation plus réaliste basée sur l'ESNL sous sa forme généralisée (équation (85)). Les prédictions numériques seront ensuite comparées avec succès à des résultats expérimentaux. Enfin, nous étudierons l'évolution du taux de répétition des impulsions en fonction des propriétés de la paire d'impulsions initiales et de la valeur du gain de l'amplificateur.

2.2. Cas d'un profil de gain constant

2.2.1. Modèle utilisé

Considérons tout d'abord l'évolution des impulsions dans le cadre du modèle approché d'un amplificateur à gain constant. L'évolution du champ électrique $\psi(z,t)$ est alors décrite par l'équation (64). Dans ces conditions, toute impulsion évolue vers un profil d'intensité parabolique associé à un profil de chirp linéaire dont l'expression est donnée par l'équation (81).

Considérons maintenant l'amplification de deux impulsions séparées initialement d'une durée ΔT_0 . Aussi longtemps que la largeur temporelle T_p des impulsions sera inférieure à $\Delta T_0/2$, chaque impulsion évolue indépendamment de sa voisine en raison du caractère compact du similariton. Ici, nous ne prenons pas en compte les ailes du similariton [170, 171]. La largeur T_p augmentant de manière exponentielle avec la distance de propagation, T_p pourra excéder $\Delta T_0/2$ de telle sorte que le front descendant la première impulsion recouvrira alors le front montant de la seconde impulsion.

Étudions numériquement la propagation d'une paire d'impulsions, de forme initiale gaussienne, de largeur totale à mi-hauteur $T_0 = 5$ ps et séparées d'une durée $\Delta T_0 = 55.5$ ps. L'énergie initiale de ces impulsions est $U_{ini} = 2.9$ pJ. L'origine des temps du référentiel copropagatif est le barycentre temporel de la paire d'impulsions si bien que la première impulsion est centrée à $t = -\Delta T_0/2$ et la seconde à $t = \Delta T_0/2$. Le coefficient de gain utilisé est $g = 0.972 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ ce qui conduit, pour un amplificateur de longueur $L = 5.3$ km à une amplification G de 22.3 dB.

Nous vérifions sur la Figure 53(a) que, jusqu'au début du recouvrement, chaque impulsion se propage indépendamment : aucune différence entre le profil d'intensité d'une impulsion unique (*cercles*) et le profil d'intensité d'une impulsion se propageant en présence de sa voisine (*ligne continue*) n'est visible. Nous constatons également qu'en dehors de la zone de recouvrement, les impulsions ne sont pas affectées par la présence de leur voisine. La position du maximum de chaque impulsion reste notamment inchangée (*ce qui constitue une différence à rapport à l'interaction de deux solitons* [105]).

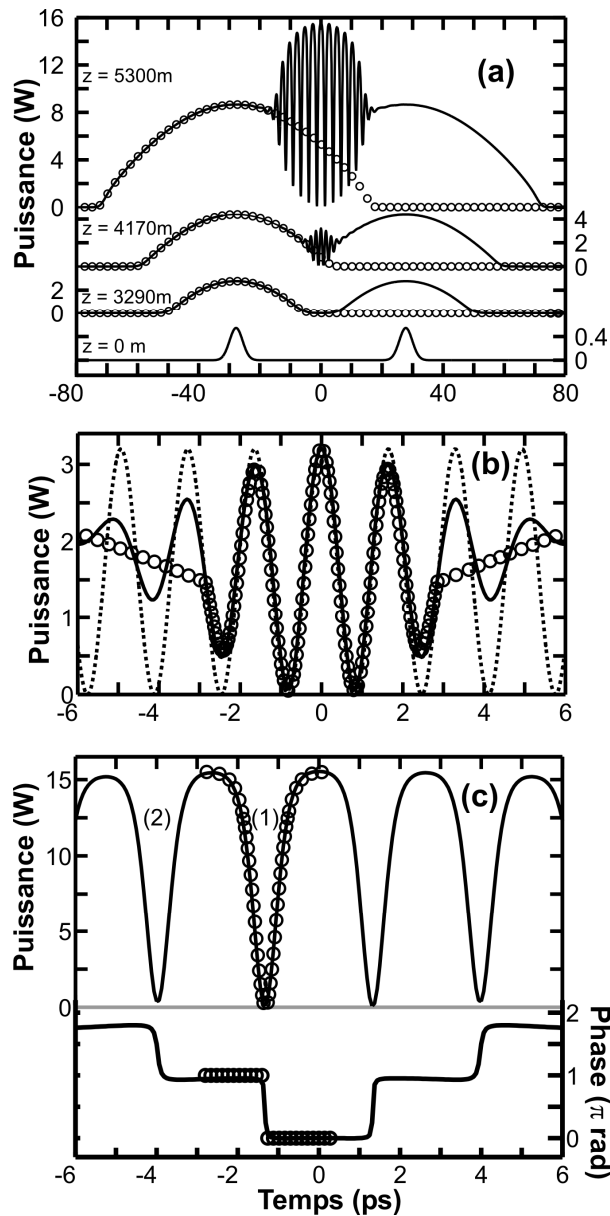


Figure 53 : (a) Profil d'intensité d'une impulsion initialement gaussienne unique (cercles) ou d'une paire d'impulsions (ligne continue) évoluant dans un amplificateur Raman à dispersion normale. Les résultats à différentes longueurs de propagation sont obtenus par intégration numérique de l'ESNL avec un gain constant. (b) Partie centrale de la zone de recouvrement après 4170 m de propagation : les simulations numériques (ligne continue) sont comparées aux prévisions analytiques basées sur l'équation (110) et à un ajustement sinusoidal. (c) Profil d'intensité et de phase au centre de la zone de recouvrement après 5300 m de propagation : les simulations numériques (lignes continues) sont comparées à un ajustement par la forme caractéristique d'un soliton noir (cercles).

2.2.2. Génération d'un battement sinusoidal

Puisque les impulsions ont été amplifiées sans interagir, chaque impulsion a pu développer un profil de chirp linéaire de pente positive C_P . Au début du recouvrement des impulsions, nous pouvons considérer une superposition linéaire des deux impulsions. Si nous supposons que les impulsions ont déjà, à ce stade, acquis le profil de similariton décrit par l'équation (81) et si nous négligeons les termes de déphasage constant, l'expression du champ $\psi_{\text{paire}}(t)$ dans la zone de recouvrement qui s'étend entre $t = \Delta T_0/2 - T_P$ et $t = T_P - \Delta T_0/2$ est alors :

$$\psi_{paire}(t) = A_p \left\{ \begin{array}{l} \sqrt{1 - \left(\frac{t + \Delta T_0/2}{T_p} \right)^2} \exp \left[-i \frac{C_p}{2} (t + \Delta T_0/2)^2 \right] \\ + \sqrt{1 - \left(\frac{t - \Delta T_0/2}{T_p} \right)^2} \exp \left[-i \frac{C_p}{2} (t - \Delta T_0/2)^2 \right] \end{array} \right\}. \quad (108)$$

Cette expression souligne que nous avons une superposition temporelle du front descendant de la première impulsion dont la pulsation instantanée est $C_p (t + \Delta T_0/2)$ avec le front montant de la seconde impulsion dont la pulsation instantanée est $C_p (t - \Delta T_0/2)$. Nous allons donc assister à un battement sinusoïdal dû à la superposition locale de ces deux pulsations instantanées séparées d'une fréquence f_s telle que :

$$f_s = C_p \frac{\Delta T_0}{2\pi}. \quad (109)$$

L'intensité dans la zone de recouvrement est alors :

$$|\psi_{paire}(t)|^2 = 2|A_p|^2 \left\{ \begin{array}{l} 1 - \frac{1}{T_p^2} \left(t^2 + \frac{\Delta T_0^2}{4} \right) \\ + \cos(2\pi f_s \Delta T_0) \sqrt{1 - \left(\frac{t + \Delta T_0/2}{T_p} \right)^2} \sqrt{1 - \left(\frac{t - \Delta T_0/2}{T_p} \right)^2} \end{array} \right\}. \quad (110)$$

Au centre de la zone de recouvrement (*lorsque* $|t| \ll T_p - \Delta T_0/2$), les intensités des impulsions sont comparables si bien que la modulation sera quasiment totale. En s'éloignant du centre, les contributions des différentes impulsions deviennent différentes : la modulation ne sera, dans ce cas, que partielle.

La Figure 53(b) représente le profil d'intensité dans la zone de recouvrement après une distance de propagation dans l'amplificateur de 4170 m. Le profil d'intensité issu des simulations (*ligne continue*) est, au centre de cette région, en bon accord avec la solution prédite par l'équation **(110)** (*cercles*). Les oscillations obtenues par simulations numériques sont temporellement plus étendues que les oscillations prédites par l'analyse théorique précédente. Ces oscillations hors de la zone de recouvrement théorique sont causées par les ailes du similariton qui ont été négligées par notre approche. Dans notre cas, la valeur apparemment relativement importante de ces ailes est liée au fait qu'après 4170 m de propagation, les impulsions similaritons ne sont pas encore totalement dans un régime asymptotique [170].

Nous pouvons également comparer de manière favorable les résultats des simulations numériques avec un ajustement par une sinusoïde de fréquence 617 GHz. Ce résultat est en bon accord avec la valeur prédite par la solution analytique $f_s = 607$ GHz.

Notons que l'apparition d'oscillations sinusoïdales n'est absolument pas spécifique au cas du recouvrement de similaritons optiques. En effet, en l'absence de non-linéarité, deux impulsions gaussiennes se seraient également élargies temporellement et auraient acquis un chirp linéaire sous l'action de la dispersion. Dans ce cas, la superposition de ces deux impulsions aurait, elle-aussi, conduit à une modulation sinusoïdale du profil d'intensité.

2.2.3. Evolution vers un train de solitons noirs

2.2.3.1. Forme caractéristique des solitons noirs

En raison de la présence de non-linéarité et de gain, le battement sinusoïdal dans la zone de recouvrement va tendre vers un train de solitons. Une telle évolution a déjà été soulignée par Dianov *et al.* [125] dans le cadre de l'amplification adiabatique d'un signal modulé sinusoïdalement dans une fibre optique. Dans le cas d'une fibre à dispersion normale, les impulsions évolueront donc vers des solitons noirs ψ_{DB} , solution de l'ESNL sans gain [15] (*cf. chapitre I, partie 3.6.2*), dont le profil d'intensité est donné par l'équation (49). Rappelons la présence d'un saut de phase de π caractéristique au minimum de l'impulsion. La combinaison de la non-linéarité et du gain a également été exploitée dans le domaine spatial avec la transformation d'une modulation spatiale sinusoïdale en une succession de solitons noirs [245].

Nous constatons, sur la Figure 53(c), qu'après 5.3 km de propagation dans l'amplificateur, nous pouvons ajuster avec précision le profil d'intensité par une forme en \tanh^2 avec une largeur temporelle caractéristique $T_{DB} = 0.385$ ps et une puissance crête $P_{DB} = 15.6$ W. Dans le cas d'un soliton noir parfait, la relation entre la largeur temporelle T_{DB} et la puissance du fond continu P_{DB}' (relation (42)) conduit à une valeur théorique $P_{DB}' = 15.9$ W proche de la valeur P_{DB} trouvée par ajustement. Nous observons de plus numériquement un saut de phase brutal de 0.97π au minimum de l'impulsion. Nous sommes donc en présence de caractéristiques très proches de celles d'un soliton noir. Le fait que le fond ne soit pas infini mais d'une largeur temporelle finie ne semble pas représenter un obstacle [246].

Le taux de répétition du train de solitons noirs est $f_D = 380$ GHz. Sur la Figure 54 représentant le spectre des impulsions après 5.3 kilomètres, nous notons l'apparition de pics espacés d'une fréquence égale à f_D . Nous pouvons également interpréter l'apparition et le développement de ces pics comme une manifestation des effets d'un processus de mélange à quatre ondes.

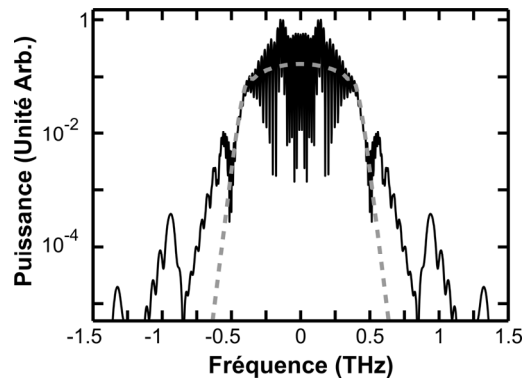


Figure 54 : Simulations numériques, à partir de l'ESNL avec un gain constant, du spectre d'une impulsion unique (ligne grise pointillée) ou d'une paire d'impulsions (ligne continue) en sortie de l'amplificateur Raman.

2.2.3.2. Evolution du train de solitons noirs

Le taux de répétition f_D est différent de la fréquence f_S de la modulation sinusoïdale initiale. La Figure 55(a) représente l'évolution du profil d'intensité pour des distances de propagation plus importantes. Après 7.3 km de propagation et d'amplification, le taux de répétition a sensiblement diminué pour atteindre une valeur de $f_D' = 135$ GHz. La séparation temporelle entre deux solitons successifs a ainsi augmenté, ce qui indique que les solitons possèdent une certaine vitesse β_R relativement au barycentre de la paire d'impulsions (*cf. chapitre I, partie 3.6.2.2, équation (50)*). Un soliton noir fondamental ayant théoriquement une vitesse relative nulle, nous devrions donc utiliser, en toute rigueur, le terme de soliton gris dont l'expression générale est donnée par l'équation (45). En effet, pour générer un soliton noir fondamental, la modulation sinusoïdale initiale aurait dû être totale,

ce qui n'était pas le cas, comme nous l'avons vu dans la partie précédente, tout spécialement loin du barycentre de la paire d'impulsions.

Néanmoins, comme dans le cas décrit par Rothenberg [81], nous avons $|B|$, facteur relié à la profondeur du trou, très proche de 1 (cf. équation (45) pour les notations employées). En mesurant la valeur du minimum en intensité de l'impulsion et la valeur du saut de phase, nous pouvons estimer la valeur de B pour le soliton noir central (désigné par 1 sur la Figure 53(c)) à -0.997. Rappelons que le signe de B est lié à la pente de la phase (cf. chapitre I, partie 3.6.2.1). D'après la Figure 53(c), B sera donc négatif pour des valeurs $t < 0$ et positif pour des valeurs $t > 0$.

Nous pouvons alors exploiter la relation (50) indiquant l'évolution de β_R en fonction de P_D et B . Cette relation, établie dans le cadre d'une impulsion grise sur fond continu, donne des indications qualitatives dans le cas d'une impulsion grise sur une impulsion de largeur temporelle finie [72, 246]. La vitesse relative β_R sera donc négative pour $t < 0$ et positive pour des valeurs $t > 0$, ce que nous vérifions Figure 55(a). Nous constatons également sur cette figure que, plus on s'éloigne de l'origine, plus $|\beta_R|$ augmente. En effet, loin du centre de la zone de recouvrement, le facteur de contraste $|B|$ diminue en raison d'une modulation sinusoïdale initiale seulement partielle. Ainsi le facteur B peut être estimé, pour le soliton désigné par 2 dans la Figure 53(c), à une valeur de -0.99, c'est à dire plus faible que la valeur obtenue pour le soliton désigné par 1. Comme β_R est une fonction décroissante avec le paramètre B , β_R sera donc plus importante en s'éloignant du centre.

Il est à noter que nous aurions pu générer un soliton noir fondamental en imposant un déphasage de π entre les deux impulsions initiales. L'évolution d'une telle paire d'impulsions est représentée Figure 55(b) : nous vérifions clairement, dans ce cas, que le soliton central a une vitesse relative nulle, ce qui confirme son caractère de soliton noir. Cet exemple montre que la phase relative entre les deux impulsions initiales peut influencer le résultat de l'interaction, en permettant notamment de contrôler la position du soliton ayant le facteur de contraste le plus élevé [81, 83]. L'influence de la phase relative est néanmoins beaucoup plus limitée que dans le cas de l'interaction de deux solitons optiques [21, 247].

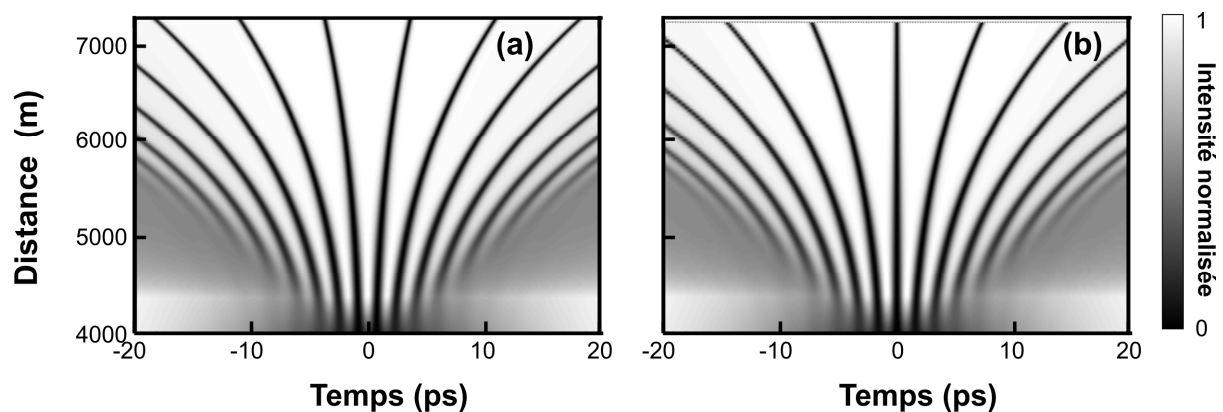


Figure 55 : Evolution du train de solitons noirs dans la partie centrale de la zone de recouvrement pour des distances de propagation entre 4000 et 7300 m. Pour chaque distance, l'intensité maximale a été normalisée à 1. (a) Evolution pour deux impulsions initiales en phase (b) Evolution pour deux impulsions initiales déphasées de π rad.

Nous notons également Figure 55 et Figure 56 qu'en s'éloignant du centre de la zone de recouvrement, β_R varie avec la distance de propagation : la position temporelle relative du soliton gris n'évolue pas linéairement avec la distance de propagation, mais plutôt de manière exponentielle. Nous pouvons ainsi ajuster l'évolution longitudinale de la position t de l'impulsion notée 1 par une exponentielle de la forme $a \exp(bz)$ avec $b = 5.24 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-1}$. Cette évolution exponentielle doit être

reliée à l'amplification qui existe dans la fibre optique. Ainsi, durant la propagation, la valeur de P_D va augmenter, entraînant dès lors l'augmentation de β_R conformément à l'équation (50).

Dans une approche extrêmement basique, nous pouvons combiner l'évolution prédite par (50) avec l'évolution de la puissance crête $P_D = A_P^2$ décrite par l'équation (82). En négligeant les termes d'interaction, nous retrouvons une évolution de β_R de type exponentielle $a' \exp(b' z)$ avec un coefficient $b' = g / 3 = 3.24 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-1}$. Ce terme est du même ordre de grandeur que la valeur b trouvée par l'ajustement précédent. Comme les prédictions de la relation (50) ne sont qu'indicatives dans le cadre d'un fond non-continu, nous n'avons pas essayé, dans le contexte de nos travaux de thèse, de développer une approche plus élaborée qui nous aurait permis d'atteindre un accord quantitatif.

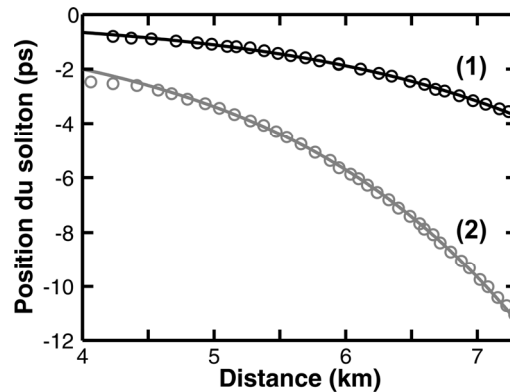


Figure 56 : Evolution de la position centrale des solitons notés (1) et (2) sur la Figure 53(c) (respectivement cercles noirs et gris). Les évolutions numériques sont comparées à des ajustements exponentiels (lignes continues).

Nous pouvons enfin noter Figure 55 que la largeur temporelle des solitons noirs décroît avec la distance de propagation, passant de $T_D = 0.38 \text{ ps}$ après 5.3 km à $T_D' = 0.20 \text{ ps}$ pour 7.3 km. Le soliton adapte ainsi adiabatiquement sa largeur temporelle de façon à maintenir, durant le processus d'amplification, la relation entre sa puissance crête et sa durée : nous avons ainsi globalement une conservation de l'aire du soliton noir [69].

Cette compression temporelle est à l'opposé de l'élargissement des solitons noirs tel qu'il a été décrit par Rothenberg dans sa méthode (*cf. chapitre I, partie 3.6.2.3*). En effet, dans le cas des travaux de Rothenberg, le phénomène physique responsable du recouvrement des impulsions n'était pas l'élargissement exponentiel auto-similaire des similaritons, mais il s'agissait du changement profond de la forme des impulsions initiales dû au wave-breaking suivi par leur élargissement temporel [41, 82]. Rappelons ici justement la capacité remarquable des similaritons à résister aux effets du wave-breaking [84] (*voir également les chapitres II, partie 3.7 et IV, page 4.1*).

Une autre différence réside dans le fait, qu'en raison du processus d'amplification, les similaritons sont supposés être indépendants de la forme des impulsions initiales. Or, dans le cas d'un processus lié au wave-breaking, les résultats n'auront pas une telle indépendance vis-à-vis des conditions initiales (*cf. chapitre IV, partie 2.1*), ce qui conduira à un dispositif de génération de solitons noirs moins stable.

2.2.4. Interaction de trois impulsions

Pour terminer cette partie exploitant l'ESNL avec un terme de gain constant, nous évoquons brièvement le cas de la propagation de trois impulsions initiales identiques. Hormis l'écart temporel entre les impulsions ΔT_0 qui vaut désormais 35 ps, les paramètres des impulsions initiales et les propriétés de l'amplificateur demeurent identiques à la partie précédente.

Nous constatons Figure 57(a) que les impulsions acquièrent tout d'abord le caractère parabolique avant de se recouvrir. Deux zones de recouvrement distinctes apparaissent. La première

correspond au recouvrement du front descendant de la première impulsion par le front montant de la seconde. La seconde zone de recouvrement correspond à la superposition du front descendant de la seconde impulsion avec le front montant de la dernière impulsion. Comme dans la situation précédente, dans chaque zone de recouvrement apparaissent des solitons gris ayant une certaine vitesse par rapport au référentiel de référence.

Au fur et à mesure de la propagation dans l'amplificateur, les deux zones de recouvrement vont s'étendre pour finalement elles-mêmes se recouvrir. Sur la Figure 57(b), nous pouvons alors observer des collisions de solitons gris. Les solitons gris issus de la première zone de recouvrement, ayant une vitesse β_R positive, vont ainsi entrer en collision avec les solitons gris issus de la deuxième zone de recouvrement et ayant une vitesse β_R négative.

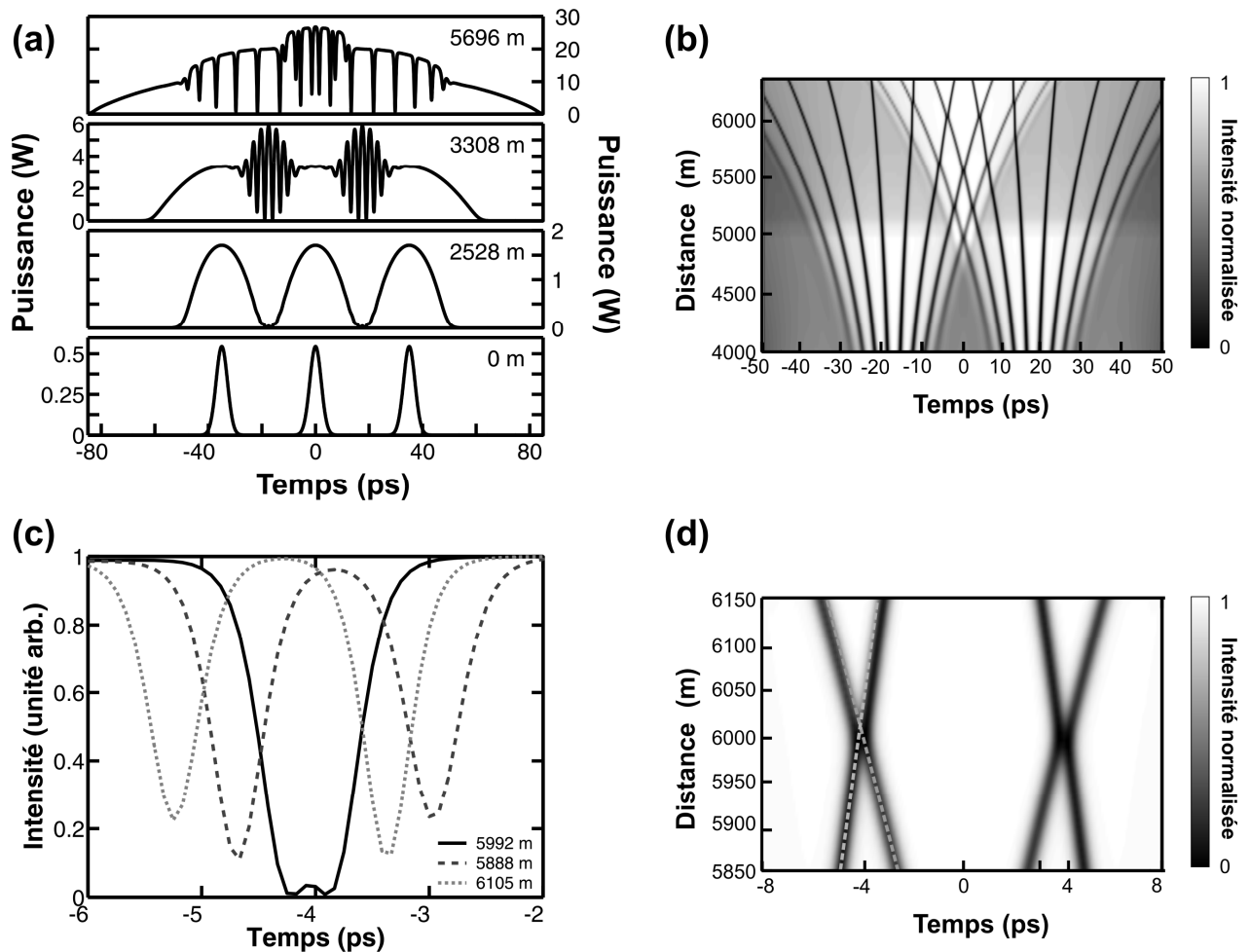


Figure 57 : Evolution d'un triplet d'impulsions initiales dans un amplificateur Raman. **(a)** Profils d'intensité obtenus pour différentes distances de propagation (0, 2528, 3308 et 5696 m). **(b)** Evolution longitudinale du profil d'intensité des solitons gris générés : les profils d'intensité entre 4000 m et 6300 m ont été normalisés de la même manière que la Figure 55. **(c)** Profils d'intensité de deux solitons gris entrant en collision dans la zone centrale du triplet : profils d'intensité avant, pendant et après la collision (tirets, ligne continue et pointillés respectivement). **(d)** Evolution des profils d'intensité de deux solitons gris pendant la collision : l'évolution en l'absence de collision (ligne pointillée grise) souligne un décalage temporel intervenant lors de collision des deux solitons gris.

Nous pouvons constater Figure 57(c) que les solitons ne sont globalement pas affectés par la collision et qu'ils ressortent identiques de la collision. Les résultats numériques obtenus ici sont qualitativement en accord avec les conclusions de Thurston *et al.* [72]. Nous pouvons ainsi remarquer sur la Figure 57(d) que lors de la collision, un décalage temporel apparaît [72]. Notons cependant

quelques différences par rapport à la configuration évoquée par Thurston. Nous considérons tout d'abord la propagation dans un milieu amplificateur, ce qui entraîne notamment une compression progressive de l'impulsion. Néanmoins, la distance sur laquelle intervient la collision n'excédant guère la centaine de mètres, les effets de la compression sur une telle distance seront peu marqués. Une autre différence est que, dans notre exemple, les solitons gris entrant en collision ont des facteurs $|B|$ a priori différents, ce qui aura pour conséquence une annulation incomplète de la phase de l'impulsion lors de la collision.

Nous ne détaillerons pas davantage, dans le cadre de ce mémoire, la collision des solitons gris obtenue lors de l'interaction de plus de deux similaritons.

2.3. Cas d'une amplification Raman

Le modèle développé dans la partie précédente reposait sur l'hypothèse d'un gain longitudinal constant. Plusieurs effets qui peuvent influencer sur la forme de l'impulsion de sortie, tels que la dépendance longitudinale du profil de gain [173, 238] ou bien la forme spectrale du gain Raman ont ainsi été négligés. Pour mieux modéliser nos expériences, d'autres simulations numériques ont été effectuées, basées sur les équations (86) et (103) qui représentent de manière plus rigoureuse le processus d'amplification Raman ainsi que des effets dispersifs et non-linéaires d'ordres supérieurs. Nous avons également inclus dans ces simulations le champ électrique initial $\psi_s(0,t)$ correspondant aux profils expérimentaux d'intensité et de chirp de nos impulsions initiales déterminés par la technique FROG.

Nous avons considéré un montage d'amplification contrapropagatif. La puissance de pompe initiale $|\psi_r(L)|^2$ est de 0.95 W de façon à obtenir un gain intégré total G de 22.3 dB. Nous avons opté pour un pompage contrapropagatif car nous avons montré qu'avec cette configuration, les effets temporels de déplétion de la pompe étaient beaucoup moins sensibles que dans le cas copropagatif (cf. chapitre précédent, partie 3.2). En effet, dans le cas copropagatif, les effets de déplétion auraient abouti à des gains effectifs différents pour chacune des impulsions, la première impulsion subissant un gain plus élevé que la seconde, effet que nous désirons ici éviter.

La Figure 58(a) représente les profils de phase et d'intensité (*ligne continue*) obtenus par simulations numériques après une distance de propagation de 5.3 km. Nous constatons que l'utilisation d'un ajustement par une forme en \tanh^2 caractéristique des similaritons noirs (*cercles*) permet un bon accord qualitatif. La largeur caractéristique T_{DB} de cet ajustement est 0.42 ps. Un saut de phase brutal de π au minimum de l'impulsion est également présent. Sur le spectre des impulsions en sortie de l'amplificateur représenté Figure 58(b), nous retrouvons qualitativement les mêmes résultats que dans le modèle avec un profil de gain constant. La séparation des pics indique un taux de répétition de 446 GHz.

Ces simulations numériques complémentaires nous permettent de conclure qu'il n'existe pas de restrictions strictes concernant l'évolution longitudinale du profil de gain (*mis à part le fait qu'il soit adiabatique*) ou bien concernant la forme des impulsions initiales pour l'obtention d'un train de solitons noirs.

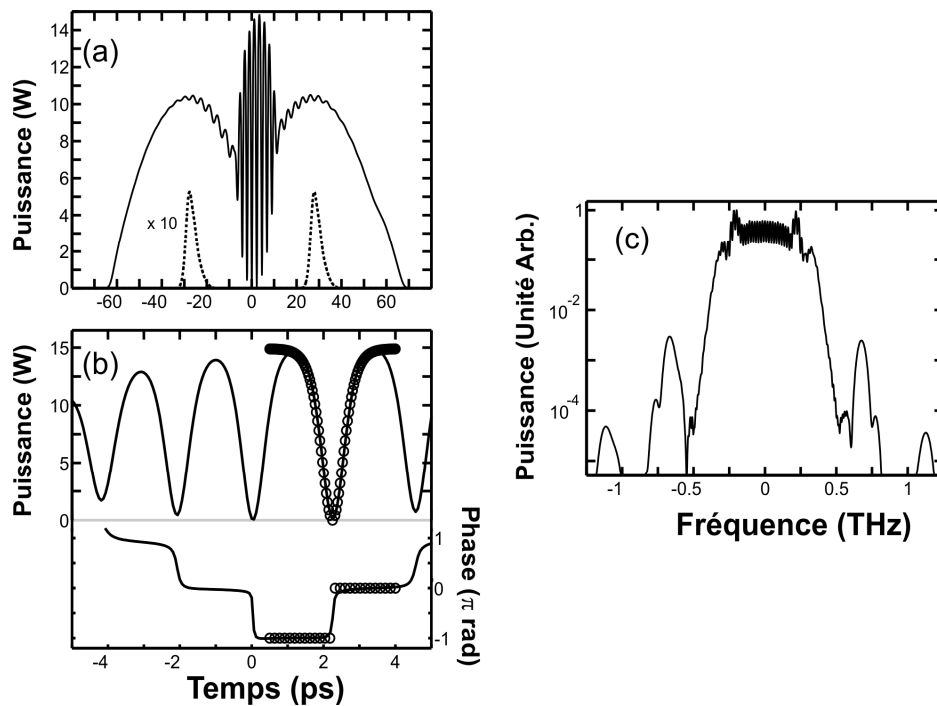


Figure 58 : (a) Profil d'intensité, obtenu par intégration numérique de l'ESNL généralisée, d'une paire d'impulsions se propageant dans un amplificateur Raman de 5.3 km (ligne continue). Le profil des impulsions initiales, déterminé expérimentalement par FROG, est représenté par des pointillés ($\times 10$) (b) Profil d'intensité et de phase au centre de la zone de recouvrement : les simulations numériques (lignes pleines) sont comparées à un ajustement par les caractéristiques d'un soliton noir (cercles) (c) Spectre convolué avec la réponse expérimentale de notre analyseur de spectre.

2.4. Expériences

Nous avons cherché à vérifier expérimentalement les prévisions numériques concernant l'interaction de deux impulsions.

2.4.1. Montage expérimental

Le montage expérimental est représenté Figure 59. Les sources utilisées sont identiques à celles décrites dans le chapitre III et les propriétés de la fibre NZ-DSF correspondent aux caractéristiques utilisées pour les simulations numériques. La configuration contrapropagative utilisée dans l'amplificateur à similaritons est décrite dans le chapitre précédent, dans la section 3.2.3. Les impulsions initiales sont en limite de Fourier et possèdent une largeur totale à mi-hauteur de 5.0 ps et une énergie initiale de 2.9 pJ : leur profil d'intensité est représenté Figure 60 par des losanges. La puissance de pompe Raman est ici de 1420 mW.

La paire d'impulsions initiales est générée grâce à une ligne à retard optique combinée avec des coupleurs 50/50. Un atténuateur dans le montage permet de régler des énergies identiques pour chaque impulsion. L'adjonction d'un polariseur impose aux deux impulsions une polarisation linéaire identique.

Les impulsions d'entrée et de sortie ont été caractérisées par leur spectre optique et leur signal d'autocorrélation en intensité. Quand cela était possible, nous avons utilisé un dispositif FROG.

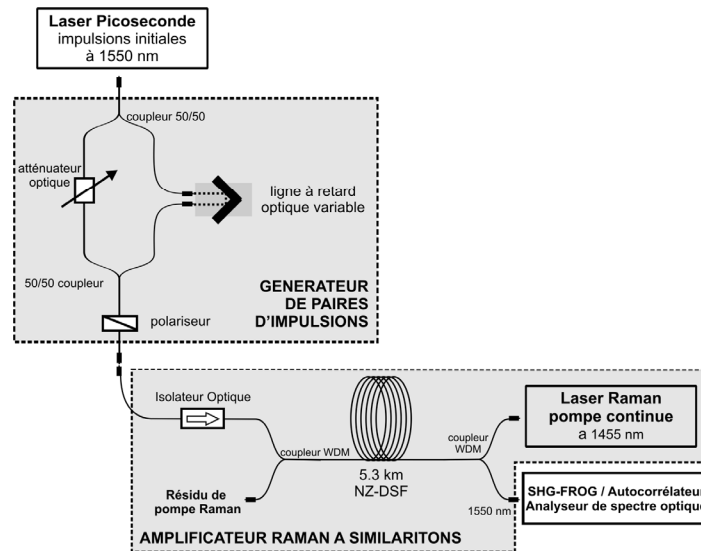


Figure 59 : Montage expérimental utilisé pour la génération d'une paire d'impulsions et pour son amplification Raman dans 5.3 km de fibre à dispersion normale.

2.4.2. Résultats expérimentaux

2.4.2.1. Cas d'une impulsion isolée

Nous avons tout d'abord caractérisé par FROG l'impulsion de sortie dans le cas d'une impulsion unique. Ces résultats, Figure 60, sont en très bon accord avec un ajustement linéaire et parabolique des profils de chirp et d'intensité respectivement (*lignes grises*) : les impulsions de sortie présentent donc bien toutes les caractéristiques d'un similariton avec une largeur totale $2 T_P = 73.5$ ps, un coefficient de chirp $C_P = 11.8$ GHz/ps et une puissance crête de 10 W.

La comparaison entre les données expérimentales (*cercles*) et le résultat des simulations numériques (*lignes continues*) présentées dans la partie 2.3 indique un bon accord entre les résultats numériques et expérimentaux, ce qui confirme une nouvelle fois la qualité de notre modèle numérique. Le modèle basé sur l'hypothèse d'un gain constant prédit, quant à lui, des valeur $2 T_P = 85$ ps avec un chirp $C_P = 10.7$ GHz/ps. Le léger écart avec les résultats numériques peut ici s'expliquer par la validité questionable de l'hypothèse d'un gain constant.

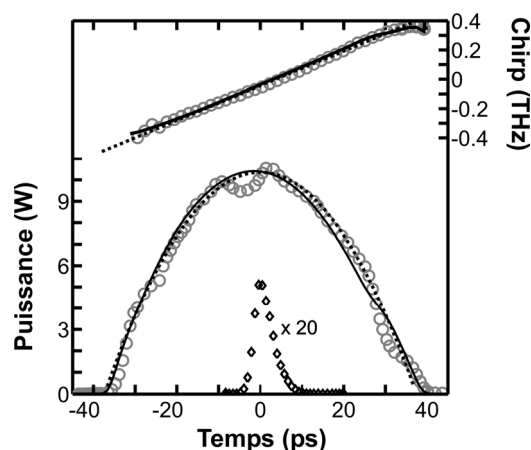


Figure 60 : Profils d'intensité et de chirp retrouvés par caractérisation FROG des impulsions initiales (losanges, $\times 10$) et des impulsions en sortie de l'amplificateur (cercles). Les résultats sont comparés avec des ajustements paraboliques et linéaires des profils d'intensité et de chirp respectivement (lignes pointillées). Les résultats des simulations numériques sont représentés par des lignes continues.

2.4.2.2. Cas de deux impulsions

Nous caractérisons maintenant l'impulsion de sortie résultant des interactions entre deux impulsions initialement séparées d'une durée $\Delta T_0 = 55.55$ ps. Pour des raisons de stabilité temporelle et de sensibilité de notre équipement FROG, nous n'avons pas été capables d'effectuer une caractérisation directe par la technique FROG. Pour reconstruire correctement les impulsions, il aurait fallu notamment pouvoir mesurer expérimentalement sur le signal doublé les conséquences des pics secondaires apparaissant dans le spectre, ce qui aurait impliqué une sensibilité de plusieurs dizaines de dB dont nous ne disposons pas. De plus, nous ne disposons pas au laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne de caméra à balayage de fente, similaire à celle utilisée par Emplit *et al.* [61]. Toutefois, dans notre cas, comme les solitons noirs ont, d'après les simulations numériques, une largeur temporelle de seulement $T_{DB} = 0.32$ ps, une résolution temporelle largement inférieure à la picoseconde aurait été requise pour la caméra à balayage de fente, ce qui reste difficilement accessible.

Nous aurions également pu avoir recours à une technique de corrélation croisée similaire à celle utilisée dans les articles [60, 74, 81]. Mais comme nos impulsions initiales sont nettement plus larges que les similaritons noirs que nous désirons caractériser, cette technique demeure difficile à mettre en œuvre dans la pratique.

Dans ces conditions, pour caractériser les impulsions de sortie, nous avons enregistré le signal d'autocorrélation (représenté Figure 61(a) par des cercles) qui indique des oscillations avec un taux de répétition de 410 GHz. L'accord entre les résultats expérimentaux et la trace d'autocorrélation obtenue à partir des simulations numériques présentées partie 2.3 est très bon. Nous pouvons également comparer ces résultats à un ajustement basé sur l'hypothèse d'une paire d'impulsions modulée en son centre par une forme sinusoïdale (ligne pointillée). L'écart important pousse alors à rejeter l'éventualité d'un profil d'intensité modulé sinusoïdalement.

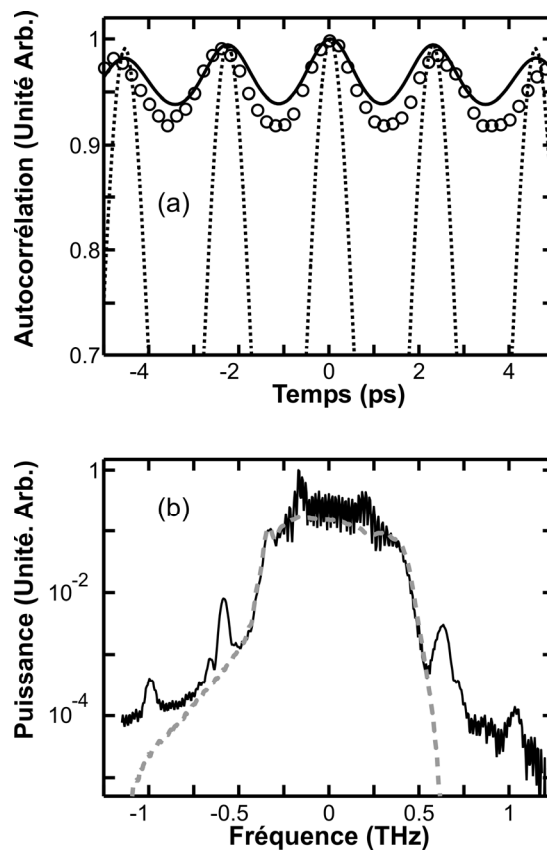


Figure 61 : (a) Partie centrale du signal d'autocorrélation de la paire d'impulsions après 5300 m de propagation. Les résultats expérimentaux (cercles) sont comparés aux simulations numériques (ligne continue) et à un ajustement basé sur l'hypothèse d'une modulation sinusoïdale (ligne pointillée). (b) Spectre d'une impulsion unique (ligne grise pointillée) et d'une paire d'impulsions (ligne continue) en sortie de l'amplificateur.

Nous avons également enregistré le spectre expérimental des impulsions de sortie (*Figure 61(b)*) sur lequel nous mesurons une séparation des pics de 407 GHz conforme au taux de répétition observé sur le signal d'autocorrélation. Encore une fois, les résultats expérimentaux sont en accord avec les résultats numériques présentés précédemment *Figure 58(c)*. Une légère asymétrie du spectre de sortie peut être observée, les fréquences basses ayant une amplitude plus importante que les fréquences hautes. Cette même asymétrie est déjà présente sur le spectre d'un similariton unique (*ligne grise*) et n'est donc pas propre à l'interaction entre deux impulsions. Elle est plutôt à relier à l'asymétrie spectrale des impulsions initiales, asymétrie accentuée par les effets de la diffusion Raman intra-pulse.

L'excellent accord entre les spectres et les signaux d'auto-corrélation numériques et expérimentaux sont des marques extrêmement fortes qui nous permettent de conclure que nous avons été capables de caractériser expérimentalement la génération d'un train de solitons noirs à partir de l'interaction de deux similaritons optiques. Nous aurions désiré suivre expérimentalement l'évolution longitudinale du train de solitons noirs. Malheureusement, la configuration de pompage contra-propagative qui nous était imposée pour éviter les effets de déplétion, ne permet pas aisément de telles mesures (*modifier la longueur de la fibre aurait en effet conduit à modifier également les conditions de pompage*).

2.5. Influence de différents paramètres

Nous étudions maintenant numériquement et expérimentalement l'influence de plusieurs paramètres sur le taux de répétition f_D du train de solitons gris. Nous avons ainsi modifié la séparation temporelle ΔT_0 et l'énergie des impulsions initiales U_{ini} , ainsi que le gain total G de l'amplificateur. Nous avons, à chaque reprise, déterminé le taux de répétition en mesurant les caractéristiques spectrales des pics présents sur le spectre de sortie de la paire d'impulsions.

2.5.1. Influence de l'écart temporel entre impulsions

Nous observons *Figure 62(a)* l'influence linéaire de la séparation temporelle ΔT_0 des impulsions initiales sur le taux de répétition f_D des solitons gris. Les mesures expérimentales (*cercles*) sont en accord avec les simulations numériques basées sur la résolution du système d'équations couplées **(86)** et **(103)** (*ligne continue*).

Cette évolution linéaire est à relier directement avec le processus de génération de la modulation sinusoidale du profil d'intensité. En effet, nous avons montré précédemment dans la partie **2.2.2**, équation **(109)** que la fréquence de modulation f_S (*ligne mixte*) variait linéairement avec ΔT_0 . Mais nous avons également montré que f_D est plus faible que f_S en raison de la vitesse relative β_R des solitons gris.

Pour une meilleure compréhension des phénomènes intervenants, nous nous intéressons également aux prédictions numériques obtenues dans le cas du modèle à gain constant (*détaillé dans la partie 2.2*). Notons δf la différence entre f_S et f_D . Ce paramètre croît avec ΔT_0 : pour $\Delta T_0 = 47$ ps, $\delta f = 0.27$ THz, alors que pour $\Delta T_0 = 70$ ps, cette différence devient seulement $\delta f = 0.18$ THz. Pour expliquer cette évolution, remarquons que la distance à laquelle les impulsions se recouvrent dépend de ΔT_0 . Pour de faibles valeurs de ΔT_0 , le recouvrement se fait à de faibles distances de propagation si bien que les interactions non-linéaires peuvent alors se produire sur une distance plus importante. Ainsi, les similaritons noirs se propagent avec leur propre vitesse relative sur une distance plus importante et le changement dans la période est donc plus important.

Nous avons montré ici un moyen simple d'ajuster avec précision le taux de répétition du train de solitons gris : en variant le délai temporel initial entre les deux impulsions grâce à une ligne à retard variable, nous modifions facilement le taux de répétition.

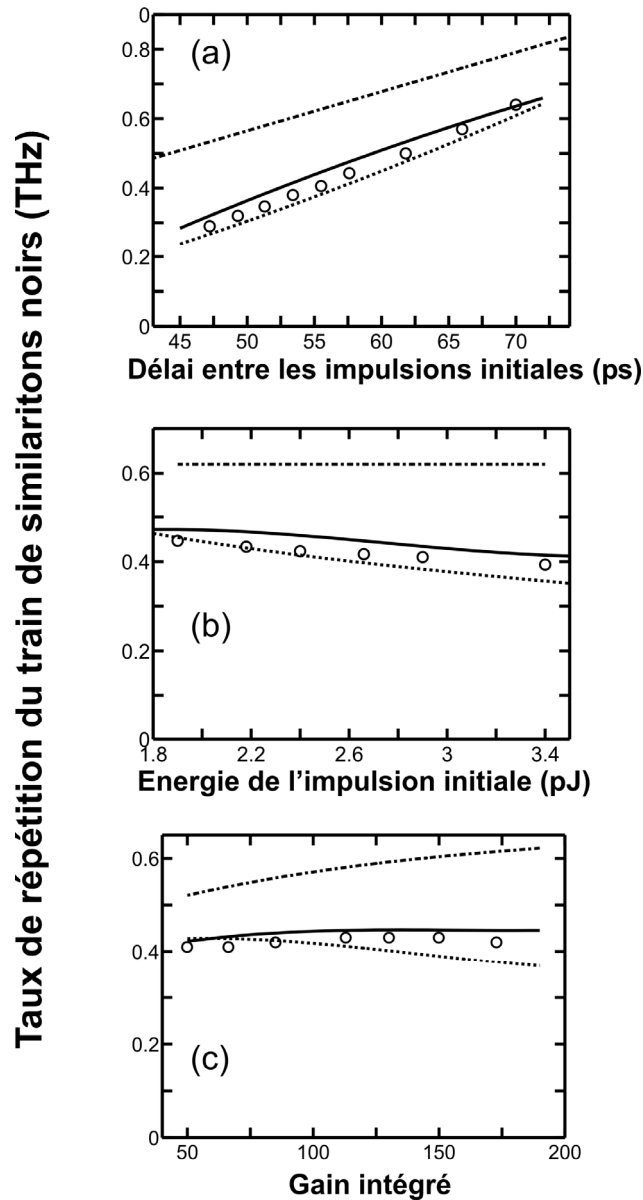


Figure 62 : Influence des paramètres sur le taux de répétition du train de solitons. Les résultats expérimentaux (cercles) sont comparés aux prédictions numériques basées sur l'intégration numérique de l'ESNL généralisée (lignes continues) ou de l'ENSL avec un terme de gain constant (pointillés). L'évolution de f_S , prédite par l'équation (109) est représentée par des traits mixtes. (a) Influence de la séparation initiale entre les impulsions. (b) Influence de l'énergie initiale ΔT_0 . (c) Influence de la valeur du gain dans la fibre.

2.5.2. Influence de l'énergie initiale des impulsions

Nous avons modifié la valeur de l'énergie initiale des impulsions U_{ini} et mesuré f_D (voir Figure 62(b)). Nous pouvons noter que f_D est quasiment constante avec U_{ini} : nous constatons seulement une légère décroissance de f_D avec U_{ini} . Les résultats expérimentaux (cercles) sont en accord quantitatif avec les simulations numériques (ligne continue).

Nous pouvons expliquer le comportement général de f_D en fonction de U_{ini} par les mêmes considérations que celles utilisées dans la partie précédente. Ainsi, la fréquence f_S du battement sinusoïdal initial ne dépend théoriquement pas de l'énergie des impulsions initiales (rappelons que C_P est supposé être indépendant de U_{ini} dans le régime asymptotique, comme nous avons pu le vérifier dans le chapitre précédent, partie 2.2). Par contre, la distance à laquelle les impulsions vont se recouvrir va dépendre de U_{ini} . Plus U_{ini} sera grand, plus cette distance sera faible. Ainsi, pour des

valeurs importantes de U_{ini} , le recouvrement se produira à de faibles distances de propagation si bien que la distance d'interaction non-linéaire sera plus importante, conduisant à un changement de fréquence plus conséquent. Nous pouvons également nous référer à l'expression de la vitesse des solitons donnée par (50) qui indique que la vitesse des impulsions croît avec l'énergie initiale.

2.5.3. Influence du gain

Dans cette dernière partie, nous étudions l'influence du gain dans l'amplificateur. Nous changeons expérimentalement les puissances de pompe de façon à faire varier le gain total G de 50 à 170 (voir Figure 62(c)). Les mesures expérimentales (cercles) indiquent un taux de répétition quasiment indépendant du gain. Ces résultats sont consistants avec les simulations numériques.

La très faible dépendance de f_D vis-à-vis du gain est assez inattendue dans la mesure où une modification du gain influe sur la valeur du chirp C_P (cf. équation (82)) dont dépend linéairement f_S (cf. équation (109)) (évolution représentée par des tirets) : f_S augmentant avec G , nous aurions pu nous attendre à une augmentation de f_D avec G . L'évolution de f_D vis-à-vis de G est donc fortement affectée par la vitesse relative β_R des solitons gris. En effet, plus le gain sera important, plus la distance à laquelle les impulsions vont se recouvrir sera faible. Ainsi, suivant le même raisonnement que celui tenu précédemment, une augmentation du gain conduira à une augmentation de δf . De plus, comme l'indique l'équation (50), plus la puissance crête des impulsions sera importante (c'est à dire plus le gain dans la fibre sera important), plus β_R sera important et cela contribuera d'autant plus à augmenter δf . Ces deux effets (dépendance de la distance de recouvrement et de la vitesse relative) vont contrebalancer l'augmentation de f_S due à la nature auto-similaire des impulsions en interaction.

2.6. Conclusion

Pour conclure, nous avons présenté dans cette partie un nouveau moyen de générer des solitons gris à partir de l'interaction de deux similaritons optiques de même énergie initiale et de même fréquence. Le recouvrement de deux similaritons crée un battement sinusoïdal qui évolue en raison des effets non-linéaires et du gain adiabatique vers un train de solitons gris. Les résultats expérimentaux sont en bon accord avec les simulations numériques. Ces résultats, obtenus expérimentalement dans le cadre de l'amplification Raman, peuvent être étendus à l'amplification erbium dans la limite où l'amplification est adiabatique, ce qui est possible dans le cas de l'utilisation de fibres dopées de grande longueur avec une concentration en terres-rares faible [106].

Nous avons également étudié l'influence de la séparation temporelle initiale des impulsions, de l'énergie initiale des impulsions et du gain sur le taux de répétition f_D du train de solitons. L'évolution de f_D vis-à-vis de ces différents paramètres est influencée à la fois par la fréquence f_S des oscillations sinusoïdales liées au recouvrement linéaire des deux similaritons, mais également par la vitesse β_R des solitons gris générés.

3. COLLISION DE SIMILARITONS OPTIQUES

3.1. Position du problème

Nous avons étudié, dans la partie précédente, la situation où deux similaritons de même fréquence centrale ω_0 se recouvraient temporellement et interagissaient. Nous considérons maintenant l'amplification de deux impulsions initialement séparées temporellement de ΔT_0 et décalées en fréquence de Ω . La première impulsion de fréquence centrale $\omega_0 + \Omega/2$ est centrée à $t = -\Delta T_0/2$ alors que la seconde impulsion de fréquence centrale $\omega_0 - \Omega/2$ est centrée en $t = \Delta T_0/2$.

Lors de la propagation, chaque impulsion acquiert la forme d'un similariton et est soumise à deux effets. Le premier phénomène est l'augmentation exponentielle de sa largeur temporelle T_p (cf. équation (82)). Le second est la dispersion des vitesses de groupe : le similariton de plus basse fréquence se propage, dans une fibre à dispersion normale, plus rapidement que le similariton de haute fréquence, ce qui entraîne un retard T_G croissant linéairement avec la distance de propagation $T_G(z) = \beta_2 \Omega z$.

L'écart ΔT entre les deux centres des impulsions a alors pour expression :

$$\Delta T(z) = \Delta T_0 - T_G(z). \quad (111)$$

L'écart entre les flancs des deux similaritons peut être évalué par la quantité $\Delta T_{ESP}(z)$:

$$\begin{aligned} \Delta T_{ESP}(z) &= |\Delta T(z)| - 2 T_p(z) \\ &= |\Delta T_0 - \beta_2 \Omega z| - 2 T_p(z) \end{aligned} \quad (112)$$

Les deux similaritons se recouvrent si ΔT_{ESP} est négatif, la zone de recouvrement ayant alors une durée de $|\Delta T_{ESP}| / 2$. La Figure 63 montre l'évolution du paramètre ΔT_{ESP} pour trois valeurs de Ω différentes, pour des impulsions ayant une énergie initiale de 2.9 pJ. L'amplificateur Raman considéré est identique à celui décrit dans la partie précédente, le gain intégré G étant désormais égal à 100. La séparation temporelle initiale ΔT_0 a été choisie de manière à ce que la collision se produise, dans chaque cas, à une même distance z_C égale à 3000 m.

Suivant la valeur de Ω , nous observons des comportements différents. Ainsi, pour Ω élevé ($\Omega = 1.25$ THz, ligne continue), la différence de vitesse de groupe est suffisante pour que les deux similaritons puissent se séparer après la collision. Par contre, pour Ω plus faible ($\Omega = 0.75$ THz, tirets), l'élargissement temporel T_p évolue plus rapidement que le retard T_G si bien que les similaritons ne se sépareront pas.

Il est également possible d'observer des situations intermédiaires comme pour $\Omega = 1$ THz où les similaritons se séparent après la collision mais l'élargissement temporel devenant prédominant, un recouvrement des impulsions s'opère à nouveau. Notons que, quel que soit l'écart fréquentiel Ω utilisé, l'évolution exponentielle de T_p prédominera, à partir d'une certaine distance de propagation (*plus ou moins longue suivant Ω choisi*), sur l'évolution linéaire de T_G . Pour z infini, nous serons toujours en situation de recouvrement.

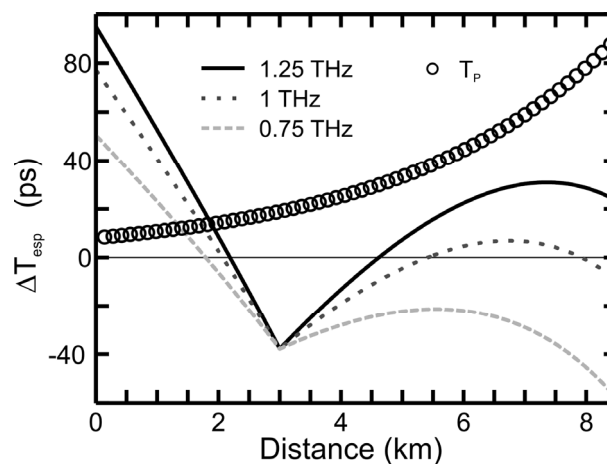


Figure 63 : Evolution de ΔT_{ESP} en fonction de la distance de propagation pour trois écarts fréquentiels différents : 0.75 THz (tirets gris), 1 THz (pointillés) et 1.25 THz (ligne continue). L'évolution analytique de la largeur temporelle T_p des similaritons est indiquée par des cercles.

La Figure 64 représente l'évolution des profils temporel et spectral pour $\Omega = 1.25$ THz et $\Omega = 0.75$ THz obtenue par intégration numérique de l'ESNL à gain constant. Les impulsions initiales

ont une forme gaussienne avec une largeur à mi-hauteur de 6 ps. Nous visualisons sur la Figure 64(a,c) les deux situations précédemment évoquées : celle où la collision est suivie par une séparation des deux similaritons et celle où la séparation n'a pas lieu. Nous remarquons, dans les deux cas, lors de la collision, l'apparition d'un battement sinusoïdal (voir également la Figure 65(c,d,e)). Dans le cas représenté Figure 64(c), ce battement évolue ensuite vers un train de solitons noirs comme dans le cas de l'interaction décrit dans la première partie de ce chapitre.

L'évolution du spectre représentée dans le cas de deux impulsions séparées de $\Omega = 1.25$ THz montre qu'après la collision, le spectre reprend globalement sa forme parabolique avec notamment une évolution auto-similaire marquée par un élargissement spectral. Nous remarquons néanmoins que durant la collision, la forme spectrale des impulsions subit une modification importante.

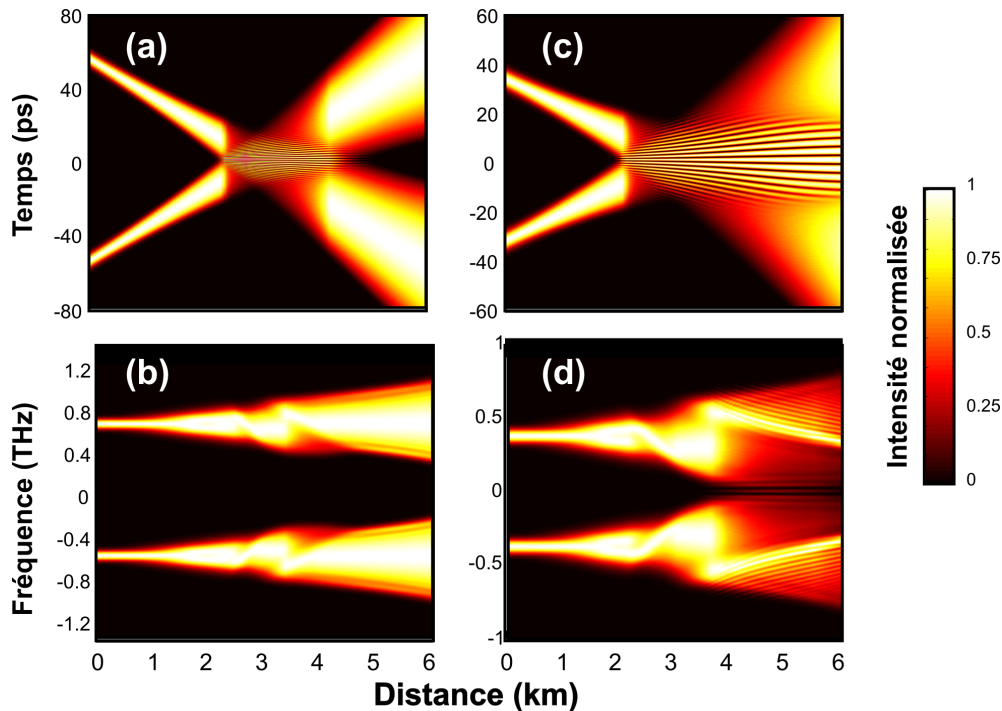


Figure 64 : Evolution longitudinale du profil temporel (a,c) et fréquentiel (b,d) de deux impulsions initialement gaussiennes dans un amplificateur Raman (paramètres décrits dans le texte). Les impulsions initiales sont espacées fréquentiellement de 1.25 THz (a,b) ou 0.75 THz (c,d). L'intensité a été normalisée, à chaque distance, de façon à ce que l'intensité maximale soit 1.

Dans le cas des deux impulsions séparées de $\Omega = 0.75$ THz (Figure 64(b,d)), la situation est plus complexe. En effet, en raison de leur élargissement spectral, les spectres des deux similaritons vont se superposer, ce qui donne lieu dans la zone de recouvrement à un battement spectral.

Nous nous concentrerons, dans la suite de ce chapitre, sur la situation d'impulsions suffisamment espacées spectralement pour qu'il puisse y avoir séparation après la collision. Nous essaierons de cerner tout d'abord de manière théorique les différents effets intervenant lors de la collision. Nous nous appuierons pour cela sur l'équation de Schrödinger non linéaire avec un terme de gain constant. Nous mettrons notamment en évidence l'apparition d'un battement sinusoïdal dont la fréquence varie durant la collision. L'étude du spectre des impulsions permettra de souligner les effets de modulation de phase croisée qui interviennent.

Nous exposerons ensuite le montage expérimental utilisé pour générer les deux impulsions décalées temporellement et fréquentiellement, avant de discuter nos résultats expérimentaux.

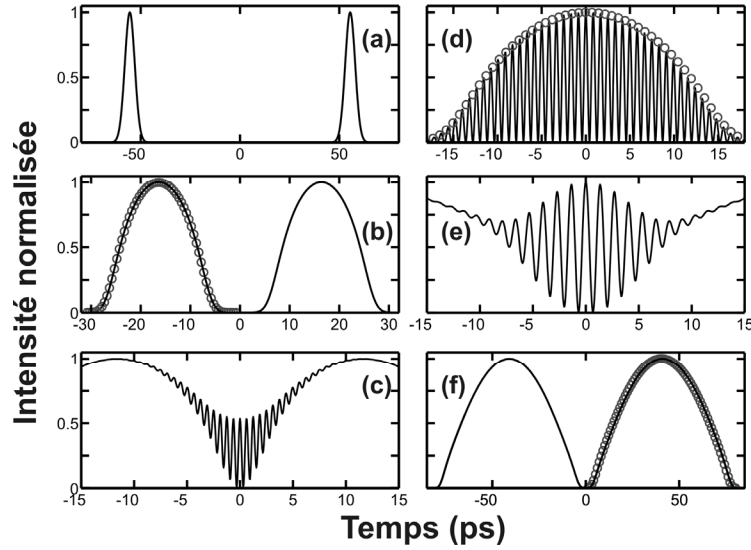


Figure 65 : Evolution du profil d'intensité de la paire d'impulsions pour différentes distances de propagation : (a) Impulsions initiales (0 m) (b) Les impulsions avant le début du recouvrement ont acquis un profil d'intensité parabolique (2110 m) (c) Début de la collision : une modulation sinusoïdale apparaît dans la zone de recouvrement des deux impulsions (2360 m) (d) Les deux impulsions se recouvrent totalement (3000 m) (e) Fin de la collision (4290 m) : la zone de recouvrement est toujours marquée par une modulation sinusoïdale mais la fréquence du battement a diminué par rapport à (c) (f) Les impulsions se sont temporairement séparées (5184 m), chaque impulsion a retrouvé un profil d'intensité parabolique. Le profil du similariton à 1540 nm évoluant sans impulsion voisine est représenté par des cercles (b,d,f).

3.2. Simulations numériques

Nous considérons l'évolution de deux impulsions telle qu'elle peut être décrite par l'ENSL avec un terme de gain constant (cf. équation (64)). Nous pouvons constater Figure 65(b,f) que les impulsions après collision sont affectées non seulement par les éventuels effets de la collision, mais aussi et surtout par l'évolution auto-similaire de l'impulsion.

Afin d'isoler plus facilement les effets consécutifs à la collision des similaritons, nous nous intéressons au champ en sortie de l'amplificateur de longueur $L = 5300$ m et nous faisons varier la position z_C de la collision en agissant sur l'écart temporel initial entre les impulsions ΔT_0 . Nous définissons la quantité ΔT_{COLL} , écart temporel entre les centres des deux similaritons en sortie de la fibre :

$$\begin{aligned} \Delta T_{COLL} &= \beta_2 \Omega L - \Delta T_0 \\ &= \beta_2 \Omega (L - z_C). \end{aligned} \quad (113)$$

ΔT_{COLL} nul correspond donc à une collision se déroulant en sortie de fibre (les deux impulsions se superposent totalement temporellement en $z_c = L$). Les valeurs négatives et positives de ΔT_{COLL} permettront de décrire les comportements respectivement précédant et suivant la collision. Une telle approche a également l'avantage de simplifier la comparaison de nos prédictions numériques avec des résultats expérimentaux (il est plus facile de modifier le délai initial entre les deux impulsions que de modifier la longueur de la fibre.).

Supposons tout d'abord que les effets non-linéaires n'ont pas d'influence lors de la collision. Dans ce cas, chaque impulsion acquiert en sortie de l'amplificateur, indépendamment de sa voisine, un profil parabolique $\psi_P(L, t)$ donné par l'équation (81). Dans la zone de recouvrement, la superposition linéaire des similaritons décalés fréquentiellement de Ω et temporellement de ΔT_{COLL} est alors :

$$\begin{aligned}
\psi_{\text{paire}}(t) &= \psi_p(L, t + \Delta T_{\text{COLL}}/2) \exp(-i \Omega t/2) + \\
&\quad + \psi_p(L, t - \Delta T_{\text{COLL}}/2) \exp(+i \Omega t/2) \\
&= A_p \left\{ \begin{aligned} &\sqrt{1 - \left(\frac{t + \Delta T_{\text{COLL}}/2}{T_p}\right)^2} \exp\left[-i \left(\frac{C_p}{2} \left(t + \frac{\Delta T_{\text{COLL}}}{2}\right)^2 + \frac{\Omega}{2} t\right)\right] \\ &+ \sqrt{1 - \left(\frac{t - \Delta T_{\text{COLL}}/2}{T_p}\right)^2} \exp\left[-i \left(\frac{C_p}{2} \left(t - \frac{\Delta T_{\text{COLL}}}{2}\right)^2 - \frac{\Omega}{2} t\right)\right] \end{aligned} \right\}, \tag{114}
\end{aligned}$$

ce qui correspond au profil d'intensité :

$$\left| \psi_{\text{paire}}(t) \right|^2 = 2 |A_p|^2 \left\{ \begin{aligned} &1 - \frac{1}{T_p^2} \left(t^2 + \frac{\Delta T_{\text{COLL}}^2}{4} \right) \\ &+ \cos(2\pi f_{\text{COLL}} \Delta T_{\text{COLL}}) \sqrt{1 - \left(\frac{t + \Delta T_{\text{COLL}}/2}{T_p}\right)^2} \sqrt{1 - \left(\frac{t - \Delta T_{\text{COLL}}/2}{T_p}\right)^2} \end{aligned} \right\} \tag{115}$$

avec f_{COLL} la fréquence du battement apparaissant dans la zone de recouvrement :

$$f_{\text{COLL}} = \frac{1}{2\pi} \left(\Omega - C_p \Delta T_{\text{COLL}} \right). \tag{116}$$

Cette dernière expression montre que la fréquence de battement évolue avec ΔT_{COLL} , c'est-à-dire durant la collision, ce que nous avons déjà constaté sur la Figure 65(c-e). Il s'agit là d'une différence par rapport au battement sinusoïdal créé pendant l'interaction de deux impulsions (*cf. partie 2.2.2, équation (109)*) dont la fréquence ne variait pas durant la phase d'interaction si les effets non-linéaires étaient négligés.

Nous avons représenté Figure 66 l'évolution de la fréquence de battement donnée par l'équation (116) (*ligne pointillée*) et comparé cette approche ignorant les effets non-linéaires aux résultats de l'intégration numérique de l'équation (64) (*ligne continue*). Même si les valeurs quantitatives diffèrent légèrement, les tendances sont dans les deux cas identiques, à savoir une décroissance quasi-linéaire de la fréquence d'oscillations durant la collision.

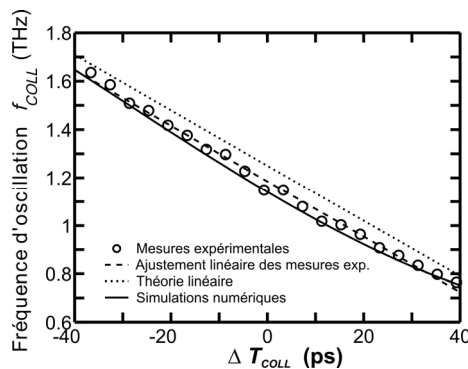


Figure 66 : Evolution, en fonction de l'écart temporel ΔT_{COLL} de la fréquence f_{COLL} du battement sinusoïdal apparaissant dans la zone de recouvrement des deux impulsions décalées de 1.25 THz. Les résultats analytiques négligeant les effets non-linéaires (ligne pointillée) sont comparés aux résultats basés sur l'ESNL avec gain constant (ligne continue). L'évolution des résultats expérimentaux (cercles) peut être convenablement ajustée par une droite (tirets).

Intéressons nous maintenant aux changements qui affectent le profil spectral. Nous constatons clairement sur la Figure 67(a) que, durant la collision, l'allure du spectre est modifiée : chaque

similariton voit son spectre parabolique modifié et une forme hélicoïdale apparaît. Ces modifications sont symétriques par rapport à la fréquence nulle.

Pour mieux mettre en évidence ces changements, nous introduisons la quantité ΔS , différence entre le spectre en intensité obtenu en présence d'interactions et le spectre en intensité obtenu s'il n'y avait eu aucune interaction entre les deux impulsions (*dans ce cas le spectre total serait la somme des spectres des deux similaritons ayant évolué indépendamment de son voisin*).

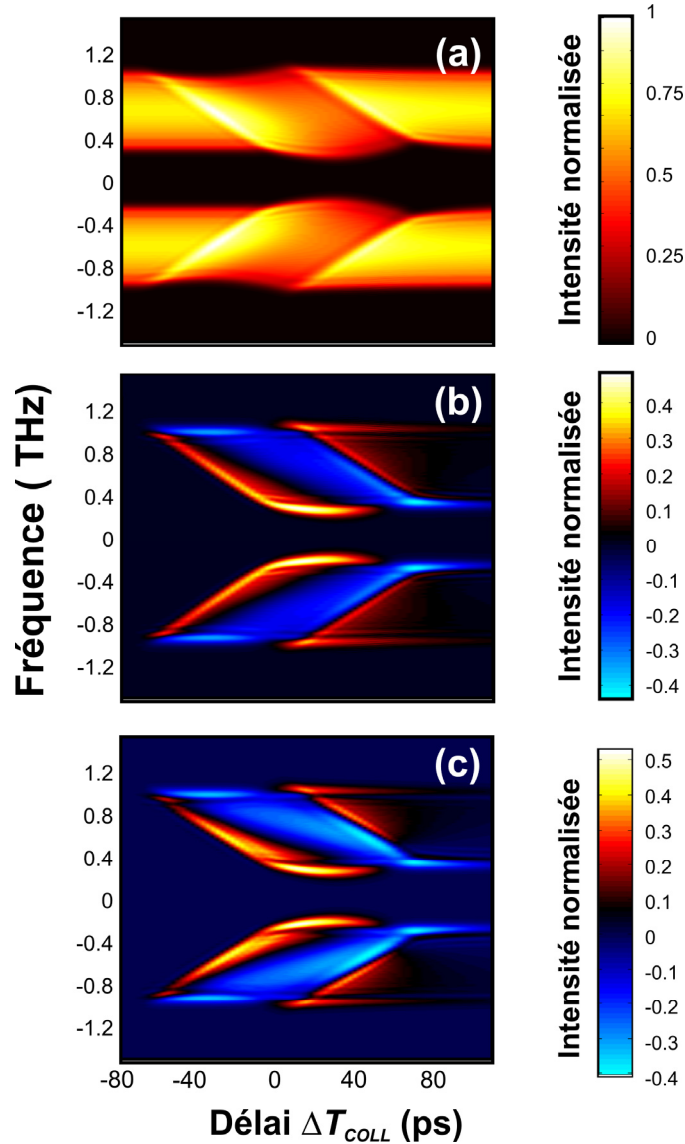


Figure 67 : (a) Evolution du profil d'intensité spectral en fonction de ΔT_{COLL} . Evolution de ΔS en fonction de ΔT_{COLL} (b) résultats basés sur l'intégration numérique de l'ESNL avec un terme de gain constant (64) (c) résultats basés sur l'intégration du système d'équations couplées (117).

Nous avons représenté Figure 67(b) l'évolution de ΔS en fonction de ΔT_{COLL} . Nous constatons sur cette figure la présence de bandes étroites de fréquences amplifiées (*couleurs rouge, jaune, blanc*) dont la fréquence centrale évolue au cours de la collision. Des bandes plus larges (*couleur bleu*) correspondent au contraire à des valeurs ΔS négatives.

L'apparition de ces bandes est liée aux effets de modulation de phase croisée existant entre les deux impulsions [248]. Pour nous en assurer, nous avons modélisé l'évolution des impulsions par un système d'équations couplées :

$$\begin{cases} i \frac{\partial \psi_-}{\partial z} = i \frac{g}{2} \psi_- + i \frac{\delta}{2} \frac{\partial \psi_-}{\partial t} + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \psi_-}{\partial t^2} - \gamma \psi_- (|\psi_-|^2 + 2 |\psi_+|^2) \\ i \frac{\partial \psi_+}{\partial z} = i \frac{g}{2} \psi_+ - i \frac{\delta}{2} \frac{\partial \psi_+}{\partial t} + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \psi_+}{\partial t^2} - \gamma \psi_+ (|\psi_+|^2 + 2 |\psi_-|^2) \end{cases} \quad (117)$$

avec $\psi_+(z,t)$ et $\psi_-(z,t)$ les champs électriques de l'impulsion respectivement à $\omega_0 + \Omega/2$ et à $\omega_0 - \Omega/2$. δ représente le désaccord de vitesse de groupe $\beta_2 \Omega$. Le champ total $\psi(z,t)$ peut être reconstruit par : $\psi(z,t) = \psi_+(z,t) \exp(-\Omega t / 2) + \psi_-(z,t) \exp(\Omega t / 2)$.

La modélisation par le système d'équations couplées (117) revient à éliminer les termes cohérents. L'évolution du paramètre ΔS obtenu par une telle modélisation est représentée Figure 67(c). Aucune différence n'est visible, en échelle linéaire, avec l'approche basée sur l'équation (64) qui inclut implicitement les termes cohérents. Le seul terme de couplage existant dans le système (117) étant le terme de modulation de phase croisée, nous en concluons que l'évolution observée Figure 67(b) est due à la modulation de phase croisée.

Nous avons représenté Figure 68 en échelle logarithmique l'évolution de ΔS au cours de la propagation modélisée par l'ESNL avec un terme de gain constant (64). Remarquons l'apparition de bandes spectrales latérales de part et d'autre du spectre. Ces bandes latérales sont la marque d'un processus non-linéaire de mélange à quatre ondes multiple induit par le battement sinusoidal. L'évolution des fréquences de ces pics secondaires suit d'ailleurs l'évolution de la fréquence du battement donné par l'équation (116) : les premiers pics secondaires ont pour position $\pm 3 f_{COLL} / 2$, les seconds pics secondaires $\pm 5 f_{COLL} / 2$, etc... Ces pics secondaires disparaissent quand les deux impulsions se séparent (*pour* $\Delta T_{COLL} > 60$ ps). Notons toutefois que l'amplitude de ces pics secondaires reste limitée. Les pics visibles Figure 68 n'influencent ainsi pas l'évolution visible en échelle linéaire Figure 67(b) : la modélisation basée sur les équations couplées (117) qui ignorent les termes cohérents (*i.e. négligent les effets à l'origine de l'apparition des bandes latérales dans le spectre*) conduisent ainsi à un résultat (Figure 67(c)) très semblable, en échelle linéaire, à l'approche tenant compte des bandes latérales (Figure 67(b)).

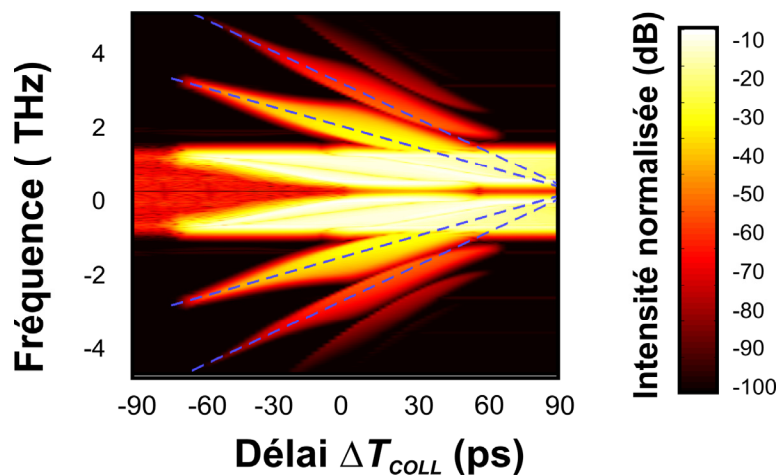


Figure 68 : L'évolution de ΔS en fonction de ΔT_{COLL} (échelle logarithmique) montre la présence de bandes latérales dont l'évolution de la fréquence maximale est en accord avec l'évolution de f_{COLL} (tirets bleus : $\pm 3 f_{COLL} / 2$ et $\pm 5 f_{COLL} / 2$)

Nous pouvons finalement comparer sur la Figure 69 le profil, à la sortie de l'amplificateur, de l'impulsion similariton ayant subi une collision ($\Delta T_{COLL} = 80$ ps, traits continus) avec le profil obtenu en l'absence de collision ($\Delta T_{COLL} = -80$ ps, cercles). Nous n'observons aucune différence notable sur le profil d'intensité : l'impulsion similariton retrouve, après collision, son profil d'intensité parabolique.

Par contre, une légère modification du spectre peut être observée Figure 69(b). Cette différence sur le spectre est compatible avec la valeur de ΔS non nulle pour des valeurs de ΔT_{COLL} supérieures à 80 ps (cf. Figure 67(b)).

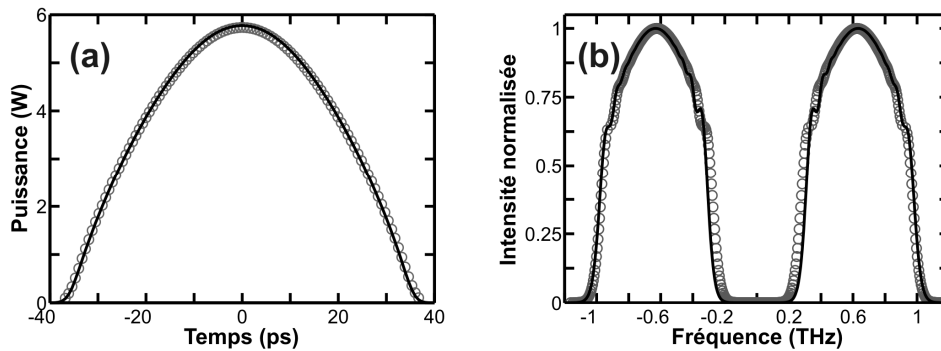


Figure 69 : Comparaison des profils d'intensité (a) et des profils spectraux (b) des similaritons optiques après collision (ligne) ou en cas d'absence de collision (cercles).

3.3. Le générateur d'impulsions décalées en fréquence et en temps

Nous présentons maintenant la confirmation expérimentale de ces prédictions numériques. La première étape expérimentale a été la réalisation d'une source permettant de générer deux impulsions temporellement et spectralement décalées. La solution mise en œuvre consiste à découper spectralement le spectre élargi d'un similariton généré à partir d'un amplificateur à fibre dopée erbium.

3.3.1. Principe et montage expérimental

Le principe utilisé pour générer deux impulsions décalées temporellement et spectralement, représenté Figure 70, exploite les propriétés des similaritons optiques. Une source à similaritons basée sur le découpage du spectre élargi d'un train de similaritons optiques a d'ores et déjà été démontrée par Ozeki *et al.* [179, 249]. Les impulsions initiales sont injectées dans un amplificateur à similariton à base de fibre dopée erbium. En sortie de cet amplificateur, le spectre de l'impulsion s'est notablement élargi. Pour accentuer encore cet élargissement, nous faisons propager le similariton issu de l'amplificateur erbium dans une seconde fibre passive à dispersion normale. Rappelons que le similariton conserve, durant la propagation dans une fibre à dispersion normale, sa forme parabolique tout en s'élargissant temporellement et spectralement [84, 172] (cf. chapitre IV, partie 4.1). Nous pouvons ensuite découper spectralement cette impulsion par l'intermédiaire de deux filtres de forme gaussienne espacés de 1.25 THz. Chaque filtre est placé sur l'un des bras d'une ligne à retard similaire à celle décrite dans la partie 2.4.1.

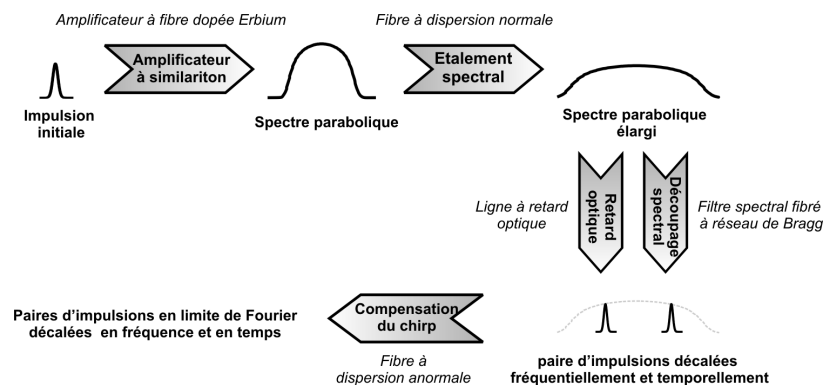


Figure 70 : Principe de la source permettant de générer des impulsions décalées temporellement et spectralement.

Le montage expérimental, totalement fibré, est détaillé Figure 71. Les impulsions initiales issues du laser Pritel, d'une durée temporelle de 8 ps avec une longueur d'onde de 1545 nm, sont filtrées spectralement pour éliminer une partie du bruit initial par un filtre accordable passe-bande large (*bande passante de 1 THz*).

Un isolateur à 1480 nm est inséré dans le montage pour éviter qu'une partie de la pompe erbium résiduelle ne vienne perturber le fonctionnement du laser picoseconde. Un atténuateur variable permet d'ajuster l'énergie des impulsions initialement envoyées dans l'amplificateur erbium.

L'amplificateur est constitué d'une fibre erbium de 15 m de chez OFS ayant pour paramètres une dispersion $\beta_2 = 40.10^{-3} \text{ ps}^2.\text{m}^{-1}$ et un coefficient non-linéaire $\gamma = 6.10^{-3} \text{ W}^{-1}.\text{m}^{-1}$, identiques à la fibre utilisée par Billet *et al.* [172]. Le pompage utilisé est contrapropagatif, la pompe délivrant une onde continue à 1480 nm avec une puissance d'une centaine de milliWatts (*le laser utilisé est un laser Raman de Keopsys similaire à celui utilisé pour la génération des similaritons Raman*). Après la fibre erbium, 800 mètres de fibre NZ-DSF dont les paramètres sont décrits dans le chapitre IV partie 4.1, sont utilisés pour élargir et aplanir le spectre obtenu.

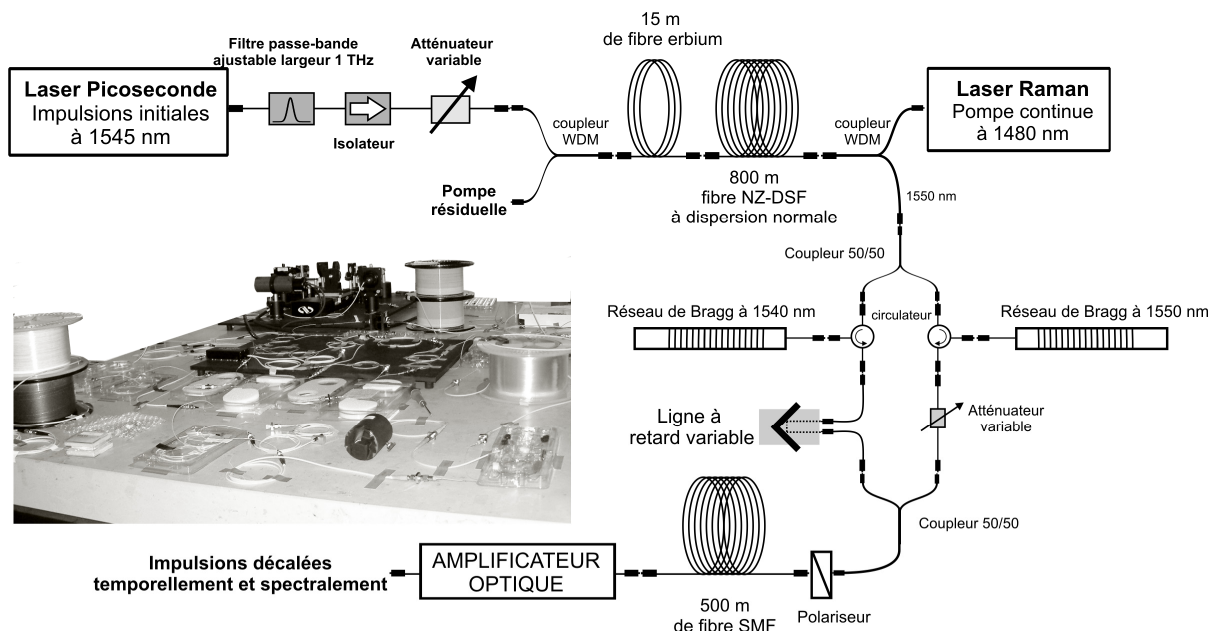


Figure 71 : Montage expérimental.

Le découpage spectral est réalisé au sein de la ligne à retard décrite partie 2.4.1 grâce à deux filtres de Bragg produits par Teraxion (*voir chapitre VI, partie 3.2.3*). Ces filtres ont une fonction de transfert gaussienne avec une largeur spectrale à mi-hauteur de 75 GHz. Le premier filtre est centré à 1540 nm et le second à 1550 nm. En sortie de la ligne à retard, un polariseur permet d'imposer aux deux impulsions la même polarisation linéaire. La compensation du chirp des impulsions est réalisée au moyen de 500 m de fibre SMF. Cette longueur de fibre nous permet surtout d'ajuster le retard temporel en introduisant un délai supplémentaire entre les impulsions. En effet, chaque filtre de Bragg a introduit un retard qu'il n'a pas été possible de compenser totalement par l'intermédiaire de la ligne à retard insérée dans le montage (*la ligne utilisée introduit un retard maximum de 300 ps*).

Les différentes opérations ayant entraîné une réduction importante de la puissance du signal, nous utilisons un amplificateur erbium pour atteindre une énergie par impulsion de 2.9 pJ à l'entrée de l'amplificateur à similaritons Raman. Ce dernier amplificateur est identique à celui utilisé dans la première partie de ce chapitre, à l'exception de la puissance de pompe qui conduit maintenant à un gain intégré G de 100.

3.3.2. Impulsions générées expérimentalement

Les spectres des impulsions initiales, des impulsions après amplification et élargissement spectral, et des impulsions après découpage spectral sont représentés Figure 72. L'élargissement spectral obtenu durant l'amplification similariton et la propagation dans une fibre NZ-DSF apparaît alors clairement : l'impulsion initiale de largeur à mi-hauteur 67 GHz multiplie ainsi par 25 sa largeur spectrale (*largeur du spectre après amplification et élargissement : 1.6 THz*).

La platitude du profil spectral est également remarquable sur près de 1.5 THz. Cette platitude permet d'obtenir, après découpage spectral, les deux impulsions désirées. Le signal d'autocorrélation de l'impulsion à 1550 nm représenté Figure 72(b) ne montre pas de piédestaux et indique, pour l'impulsion, une largeur à mi-hauteur de 7.3 ps (*en se basant sur l'hypothèse d'une impulsion gaussienne*). Cette valeur est supérieure aux caractéristiques de l'impulsion si elle avait été en limite de Fourier (*impulsions de 5.8 ps*). Le léger chirp résiduel peut être relié à une surcompensation du chirp du similariton. Cette surcompensation est liée principalement au chirp des réseaux de Bragg que nous n'avons pas initialement pris en compte pour le calcul de la distance de fibre SMF nécessaire à la recompression du similariton. Ainsi, la longueur de fibre SMF utilisée est trop importante. Nous avons en effet vérifié qu'avec une longueur de fibre plus faible (*350 m*), les impulsions obtenues étaient plus courtes. Malheureusement, utiliser une longueur de fibre plus courte ne nous permet pas d'obtenir des valeurs de retard intéressantes pour notre expérience (*nous cherchons à générer des impulsions avec une séparation initiale comprise entre 90 et 290 ps*). Nous décidons de conserver une longueur de 500 m, même si les impulsions ne sont pas alors parfaitement en limite de Fourier : nous verrons plus tard que cela n'influe pas qualitativement sur les résultats que nous désirons mettre en évidence dans le cadre de ce travail.

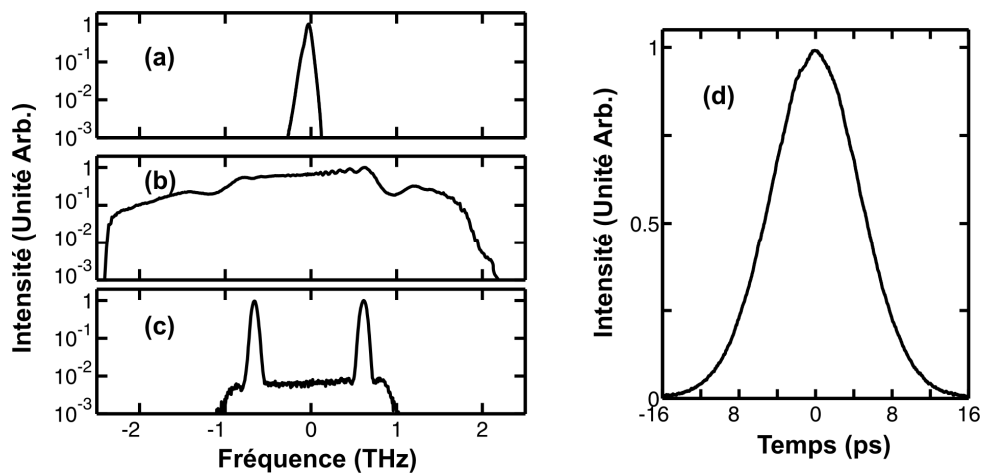


Figure 72 : Spectre en intensité des impulsions initiales délivrées par le laser Pritel (longueur d'onde centrale 1545 nm) (a), des impulsions par amplification similariton dans 15 m de fibre erbium et élargissement spectral dans 800 de NZ-DSF (b), impulsions après filtrage spectral (c). (d) Signal d'autocorrélation de l'impulsion générée à 1550 nm.

Il aurait été intéressant d'effectuer une caractérisation FROG des impulsions similaritons erbium générées par notre montage. Malheureusement, la nature fibrée de notre montage de caractérisation nous impose ici quelques limites en terme de puissance initiale injectée : pour des puissances crêtes initiales trop importantes, les effets non-linéaires ne sont plus négligeables dans les quelques dizaines de centimètres de fibre SMF utilisée (*une dizaine de centimètres de fibre peut suffire à modifier profondément le spectre des similaritons* [236]). Réduire la puissance à l'entrée de notre dispositif FROG permet d'éviter ces phénomènes, mais dans ces conditions, la densité spectrale du signal doublé devient trop faible et le rapport signal sur bruit devient insuffisant. La seule solution est alors d'utiliser un montage FROG à entrée non fibrée. Billet *et al.* [172] ayant réalisé précisément

une telle caractérisation dans des conditions expérimentales assez similaires, nous n'avons pas cherché à adapter notre montage FROG pour réaliser à Dijon une telle caractérisation.

La trop faible puissance des impulsions décalées temporellement et fréquentiellement en sortie du montage ne nous a également pas permis une caractérisation FROG.

3.4. Résultats expérimentaux

Nous présentons maintenant les résultats expérimentaux obtenus après propagation dans l'amplificateur à similaritons Raman. Pour les mêmes raisons que celles évoquées dans la partie 2.4.2, nous nous concentrons principalement sur les spectres et sur les signaux d'autocorrélation en intensité. Nous varions expérimentalement, à l'aide de notre ligne à retard, l'écart ΔT_0 entre les deux impulsions initiales, ce qui nous permet de visualiser en sortie de fibre le résultat d'une collision se produisant à une distance z_c variable (cf. partie 3.2, équation (113)).

3.4.1. Signal d'autocorrélation

Le signal d'autocorrélation à $\Delta T_{COLL} = 0$ ps est représenté Figure 73. Les résultats expérimentaux (*cercles*) sont en excellent accord avec les résultats numériques (*obtenus par le modèle à gain constant*). L'hypothèse supposant un battement sinusoïdal du profil d'intensité est également en excellent accord avec les résultats expérimentaux.

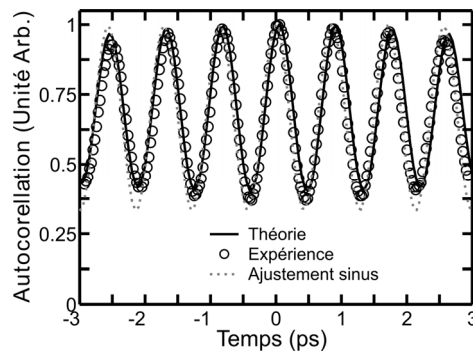


Figure 73 : Signal d'autocorrélation en intensité de la collision de deux similaritons optiques obtenu pour $\Delta T_{COLL} = 0$. Les résultats expérimentaux (*cercles*) sont comparés aux simulations numériques (*ligne continue*) et à un ajustement sinusoïdal du battement en intensité (*ligne pointillée*).

Nous avons mesuré expérimentalement l'évolution de la fréquence du battement f_{COLL} en fonction de ΔT_{COLL} . Les résultats expérimentaux sont représentés Figure 66 (*page 104*) par des cercles et concordent quantitativement avec la décroissance linéaire de f_{COLL} avec ΔT_{COLL} prédite numériquement.

3.4.2. Spectres

La Figure 74 représente le spectre des impulsions mesuré en sortie de l'amplificateur Raman dans le cas où les impulsions ne subissent pas de collision (*cercles*) (*nous avons systématiquement retiré sur les spectres le bruit dû à l'émission spontanée des différents amplificateurs en retranchant numériquement le spectre mesuré en l'absence de signal*). Nous constatons quelques différences entre le spectre expérimental et le spectre prédit par le modèle à gain constant. L'impulsion décalée vers les basses fréquences a ainsi une énergie plus importante que l'impulsion décalée vers les hautes fréquences. En effet, les deux impulsions étant séparées de 1.25 THz, elles subissent un gain différent. L'inclusion de la dépendance fréquentielle du gain Raman (*représentée Figure 15(b) et prise en*

compte dans la modélisation basée sur l'équation (85)) permet alors de rendre compte de cette différence (ligne continue).

Nous constatons également l'apparition d'un pic étroit dans le spectre expérimental. Ce pic étroit peut être relié au résidu de chirp de pente négative. En effet, il a été montré qu'un chirp initial de pente négative pouvait entraîner un changement sur le spectre en sortie de l'amplificateur [236]. Le spectre en sortie de l'amplificateur est d'ailleurs beaucoup plus sensible à la forme initiale de l'impulsion [170] et à une éventuelle asymétrie de cette dernière. Inverser le sens d'utilisation des filtres de Bragg permet de modifier le chirp (et la forme) des impulsions initiales et nous constatons alors que les pics disparaissent. Malheureusement, inverser le sens d'utilisation des filtres conduit également à modifier le retard que chacun introduit et, dès lors, notre ligne à retard ne permet plus d'insérer un écart suffisant pour observer une collision temporelle.

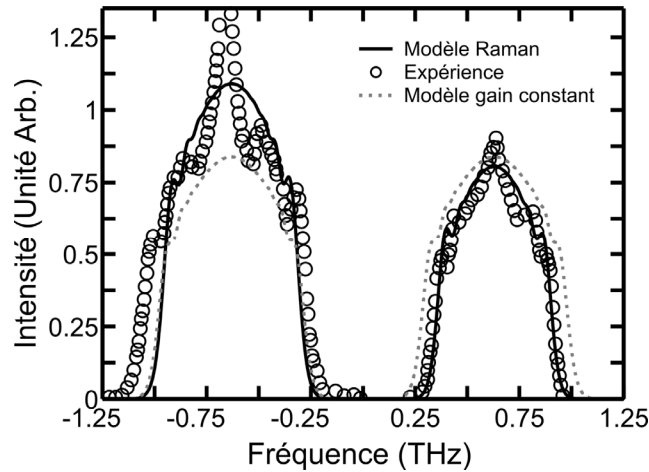


Figure 74 : Spectre des impulsions en sortie de l'amplificateur Raman en l'absence de collision. Les résultats expérimentaux (cercles) sont comparés avec les simulations numériques basées, soit sur l'ESNL avec un gain constant (ligne pointillée), soit sur le système d'équations couplées (86) et (103) (ligne continue).

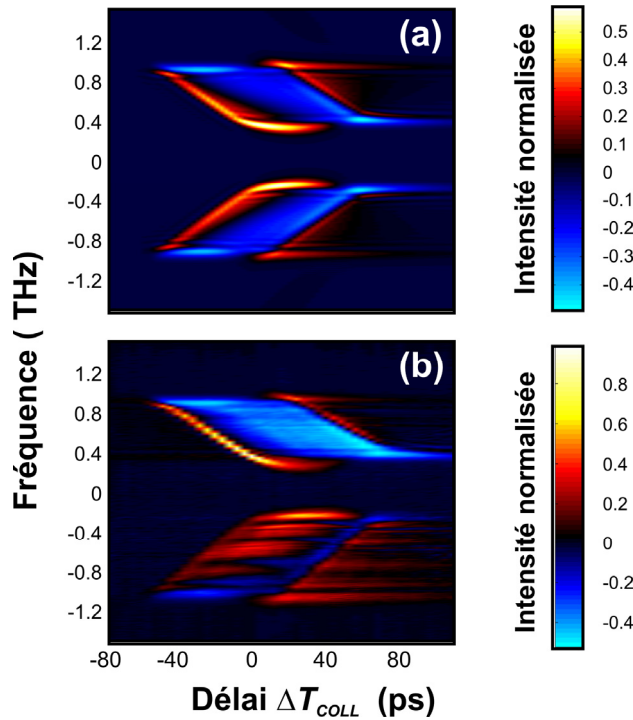


Figure 75 : Evolution de ΔS en fonction de ΔT_{COLL} (échelle linéaire). (a) résultats basés sur l'intégration numérique du système d'équations (86) et (103) (b) Résultats expérimentaux.

Nous constatons Figure 74 que le modèle incluant le gain Raman rend plus fidèlement compte du spectre des impulsions. Nous utilisons donc les équations couplées (86) et (103) pour prédire l'évolution ΔS suivant ΔT_{COLL} . Les résultats représentés Figure 75(a) peuvent être comparés à ceux obtenus par le modèle à gain constant (Figure 67(b)) : l'introduction de la dépendance fréquentielle et longitudinale du gain Raman ne modifie pas qualitativement l'évolution de ΔS .

L'enregistrement des spectres expérimentaux pour différentes valeurs de ΔT_{COLL} conduit à la Figure 75(b). Ce résultat expérimental est en bon accord avec les résultats numériques. Notons toutefois une légère asymétrie observée dans la figure expérimentale, asymétrie non présente dans les simulations numériques. L'influence du profil de l'impulsion initiale pourrait en partie expliquer cette asymétrie (*n'ayant pas réalisé de caractérisation FROG des impulsions initiales, nous ne connaissons pas leur profil exact et nous avons utilisé pour nos simulations numériques une impulsion de forme gaussienne*).

3.4.3. Effets de la collision

Nous avons enregistré les signaux d'autocorrélation de l'impulsion à 1550 nm en l'absence ou en présence de collision. Pour isoler l'impulsion à 1550 nm, nous avons placé en sortie du montage un filtre de Bragg 'flat-top' centré à 1550 nm avec une passe-bande de largeur 1 THz. Nous constatons Figure 76(a) que le signal d'autocorrélation en intensité, après filtrage, de l'impulsion ayant subi une collision (*situation où $\Delta T_{COLL} = 80$ ps*) est très proche de celui de l'impulsion n'ayant pas subi de collision (*situation où $\Delta T_{COLL} = -80$ ps*). Notons que le signal observé Figure 76(a) ne correspond pas rigoureusement à l'autocorrélation du similariton en sortie de l'amplificateur Raman. En effet, le filtrage par le filtre à réseau de Bragg entraîne une compression temporelle du similariton, le filtre utilisé introduisant un chirp de pente négative. Ce chirp introduit étant identique quelle que soit l'impulsion initiale, il ne modifie pas notre conclusion, à savoir que le profil d'intensité du similariton n'est quasiment pas modifié par une collision avec un autre similariton.

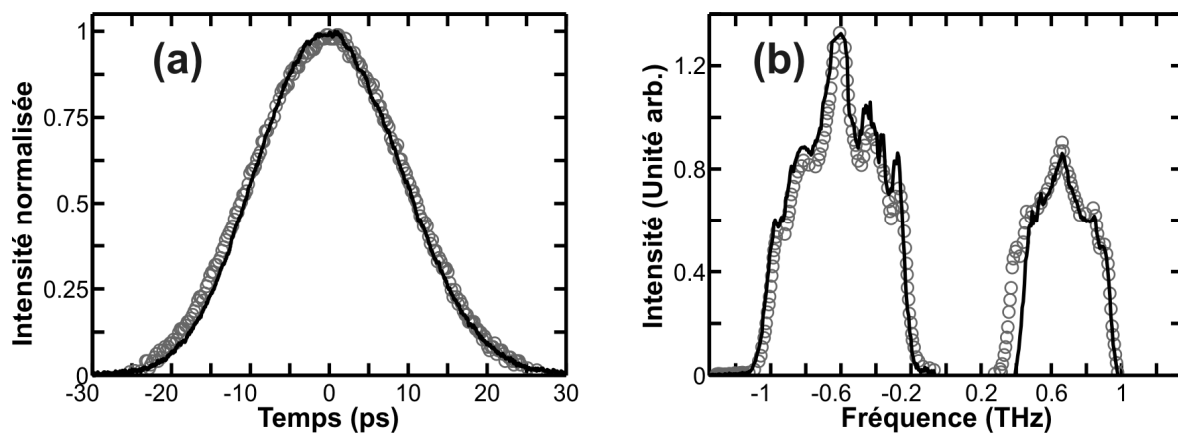


Figure 76 : Comparaison des propriétés d'un similariton ayant subi une collision (ligne continue) ou n'ayant pas subi de collision (cercles) (a) Comparaison des signaux d'auto-corrélation de l'impulsion à 1550 nm après passage dans un filtre de Bragg centré à 1550 nm de bande passante 1 THz (b) Comparaison des spectres en intensité.

La Figure 76(b) permet de comparer les profils spectraux des impulsions avec ou sans collision. Nous vérifions alors la modification du spectre après collision, comme évoqué dans la partie 3.2.

3.5. Conclusion sur la collision de similaritons

Nous avons montré dans cette partie que la collision de similaritons pouvait conduire à différentes évolutions, selon qu'après collision, les impulsions se séparent ou pas. Nous nous sommes principalement intéressés à la situation où la différence des vitesses de groupe était suffisante pour permettre, après collision, une séparation des deux impulsions.

Nous avons alors souligné théoriquement puis expérimentalement que la collision de deux similaritons optiques donnait naissance à un battement sinusoïdal dont la fréquence diminue durant la phase de collision. L'étude du spectre de la paire d'impulsions met en évidence les effets de la modulation de phase croisée. Malgré ces manifestations, nous avons pu vérifier que les impulsions conservent globalement leur forme de similaritons après la collision.

4. CONCLUSION

Nous avons présenté dans ce chapitre une étude numérique et expérimentale du comportement des similaritons dans des situations d'interaction (*similaritons à la même fréquence se recouvrant*) et de collision (*deux similaritons à des fréquences initiales différentes*). Cette étude a été effectuée dans le cadre d'une amplification Raman adiabatique. La dynamique observée dans le cas des similaritons est très éloignée de la dynamique d'une paire de solitons brillants se propageant en régime de dispersion anormale dans une fibre passive [21, 56, 57, 247].

La situation d'interaction conduit à la formation d'un battement sinusoïdal de fréquence f_s dans la zone de recouvrement. Ce battement évolue progressivement, en raison de la non-linéarité et du gain, vers un train de solitons gris. Nous avons donc mis en évidence un moyen original de générer un train de solitons gris avec un taux de répétition (*plusieurs centaines de GHz*) qui peut être facilement ajusté en modifiant l'écart initial entre les deux impulsions. Le taux de répétition du train est affecté à la fois par les propriétés intrinsèques des similaritons (*propriétés qui influencent directement la fréquence f_s*) et par la vitesse relative des solitons gris.

Pour étudier expérimentalement la situation de collision, nous avons mis en place un générateur de similaritons erbium qui nous permet d'obtenir un élargissement conséquent du spectre des impulsions. Grâce à un filtrage spectral par des réseaux de Bragg, nous générons deux impulsions de quelques picosecondes espacées de 1.25 THz. L'étude numérique et expérimentale a alors montré que les similaritons générés conservaient globalement leurs propriétés caractéristiques après une collision, et ce malgré le battement sinusoïdal qui a pu apparaître durant la propagation et les effets de modulation de phase croisée.

APPLICATIONS DES SIMILARITONS OPTIQUES

Dans cette dernière partie, nous présentons trois applications possibles des similaritons optiques. Nous vérifierons tout d'abord que les similaritons Raman peuvent être efficacement comprimés. Nous détaillerons ensuite un dispositif totalement fibré de mise en forme d'impulsions ultra-courtes basé sur l'exploitation des propriétés spectrales des similaritons optiques. Enfin, nous tirerons profit des similaritons pour proposer un dispositif permettant de régénérer de manière optique un signal de télécommunications à haut-débit.

1. INTRODUCTION

Dès leur mise en évidence théorique et expérimentale [14], les similaritons optiques ont laissé entrevoir des applications prometteuses, en particulier dans le domaine de la génération d'impulsions ultra-courtes de forte puissance. D'éventuelles retombées dans le domaine des télécommunications optiques ont également été anticipées [179, 249, 250] en exploitant les propriétés des amplificateurs par fibre dopée terres-rares.

Après avoir bien cerné dans les chapitres III et IV, les propriétés intrinsèques des similaritons, nous avons imaginé deux applications originales dans le domaine de la mise en forme d'impulsions [251] et pour la régénération optique de signaux de télécommunication à haut débit [252].

Après avoir décrit et vérifié expérimentalement la capacité des similaritons Raman à être comprimés efficacement, nous présenterons en détail ces deux nouvelles applications, en rappelant au préalable les diverses techniques actuellement disponibles pour réaliser les fonctions de synthèse d'impulsions ultra-courtes et de régénération optique.

2. COMPRESSION DE SIMILARITONS OPTIQUES

2.1. Introduction

La génération d'impulsions optiques de plus en plus brèves a motivé depuis plusieurs années de nombreuses recherches. S'il est encore possible d'utiliser des dispositifs optoélectroniques (*modulateurs ultra-rapides par exemple*) pour synthétiser des impulsions d'une dizaine de picosecondes, seules les solutions tout optiques sont envisageables pour atteindre des durées inférieures.

Plusieurs techniques ont alors tiré profit des potentialités de la fibre optique dues à la combinaison de ses propriétés de non-linéarité et dispersion. Lors de la propagation d'une impulsion de forte intensité dans une fibre optique (*cf. chapitre I, partie 3.3*), de nouvelles fréquences apparaissent dans son spectre, l'impulsion acquiert un chirp et n'est donc plus en limite de Fourier. Si ce chirp lié à la non-linéarité peut être compensé, l'impulsion subira alors une compression temporelle.

Reprenons l'exemple d'une impulsion de forte puissance évoluant dans une fibre optique à dispersion normale : elle tendra à acquérir un chirp quasi-linéaire de pente positive en son centre (*cf. chapitre I, partie 3.5*). Il est alors envisageable de réduire ce chirp par l'introduction d'un dispositif optique à dispersion anormale. Pour cette seconde étape, l'utilisation d'une fibre à dispersion anormale est possible, aboutissant alors à un montage totalement fibré [116, 253]. L'optimisation des longueurs des différents segments est alors cruciale pour optimiser la qualité de l'impulsion, en particulier pour réduire l'énergie présente dans les piédestaux [254]. Il est également possible d'utiliser comme élément dispersif des réseaux de diffraction [134], des fibres à réseaux de Bragg ou bien simplement un

prisme. Cette solution a été retenue par Südmeyer *et al.* [255] qui, après élargissement spectral dans une fibre à cristaux photoniques, ont abouti à des impulsions d'une trentaine de femtosecondes pour une puissance crête de 12 MW.

Une autre approche consiste à réaliser simultanément les phases d'élargissement spectral et de recompression en utilisant uniquement une fibre à dispersion anormale. L'évolution obtenue pourra alors être qualifiée de "compression soliton" [42, 44, 161, 217, 256, 257]. Si une impulsion initiale suffisamment énergétique est injectée dans une fibre à dispersion anormale, elle adaptera ainsi progressivement sa forme (*amplitude et durée temporelle*) pour évoluer vers la forme d'un soliton. L'ordre N du soliton obtenu dépendra alors de l'énergie initiale de l'impulsion (*cf. chapitre I, partie 3.6.1.2*). Une variante consiste à utiliser des fibres à dispersion décroissante [183-186]. Durant le processus de compression soliton, les effets dispersifs d'ordre supérieur et l'effet Raman intrapulse pourront également jouer un rôle important [59].

Dès sa mise en évidence expérimentale, le similariton a trouvé une application naturelle dans le domaine de la génération d'impulsions ultra-courtes [14]. En effet, nous avons pu voir dans le chapitre II, partie 3.2, équations (82) et (83), que, lors de sa formation, le similariton subissait un élargissement spectral conséquent tout en acquérant un chirp spectral parfaitement linéaire avec une pente négative. Ce chirp va pouvoir être aisément compensé sur la totalité du spectre de manière à obtenir une impulsion en limite de Fourier dont la largeur temporelle sera significativement plus faible qu'avant passage dans l'amplificateur [14, 92, 177, 181].

2.2. Résultats analytiques

Le point fort des similaritons réside dans la linéarité de leur chirp spectral : plusieurs techniques courantes sont alors disponibles si bien qu'il est tout à fait réaliste de pouvoir compenser parfaitement le chirp spectral. Dans ce cas, à partir du similariton d'expression spectrale $\widetilde{\psi}_p(\omega)$ donnée par l'équation (83), l'impulsion recomprimée $\widetilde{\psi}_{PC}(\omega)$ a pour expression dans le domaine spectral :

$$\begin{cases} \widetilde{\psi}_{PC}(\omega) \approx \widetilde{A}_p \sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\omega_p^2}} & \text{si } |\omega| \leq \omega_p \\ \widetilde{\psi}_{PC}(\omega) = 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (118)$$

La transformée de Fourier inverse de cette expression donne la forme temporelle de l'impulsion recomprimée : [28]

$$\psi_{PC}(t) = \sqrt{2} \widetilde{A}_p \omega_p \Gamma\left(\frac{3}{2}\right) \frac{J_1(\omega_p t)}{\omega_p t} \quad (119)$$

avec J_1 la fonction de Bessel de première espèce à l'ordre 1 et Γ la fonction gamma [258].

Au contraire d'une impulsion gaussienne ou bien sécante hyperbolique, l'impulsion $\psi_{PC}(t)$ correspond à une impulsion présentant de légers piédestaux. La très grande majorité de l'énergie (97 %) de l'impulsion reste néanmoins concentrée dans la partie centrale de l'impulsion. L'évolution temporelle de l'impulsion est gouvernée par le terme en $J_1(\omega_p t) / \omega_p t$ représenté Figure 77. Un exemple bien plus illustre en optique où intervient ce terme est la tâche d'Airy, figure de diffraction d'une onde plane monochromatique de longueur d'onde λ par une ouverture circulaire de rayon a [25, 259] : la figure de diffraction, observée à une distance d suffisante, présente une symétrie circulaire avec une dépendance radiale du champ en $J_1(k_a r) / k_a r$ avec $k_a = 2 \pi a / \lambda / d$. Il est alors bien connu que, si une grande partie de l'énergie est contenue dans la tâche centrale, il existe néanmoins des anneaux extérieurs concentriques.

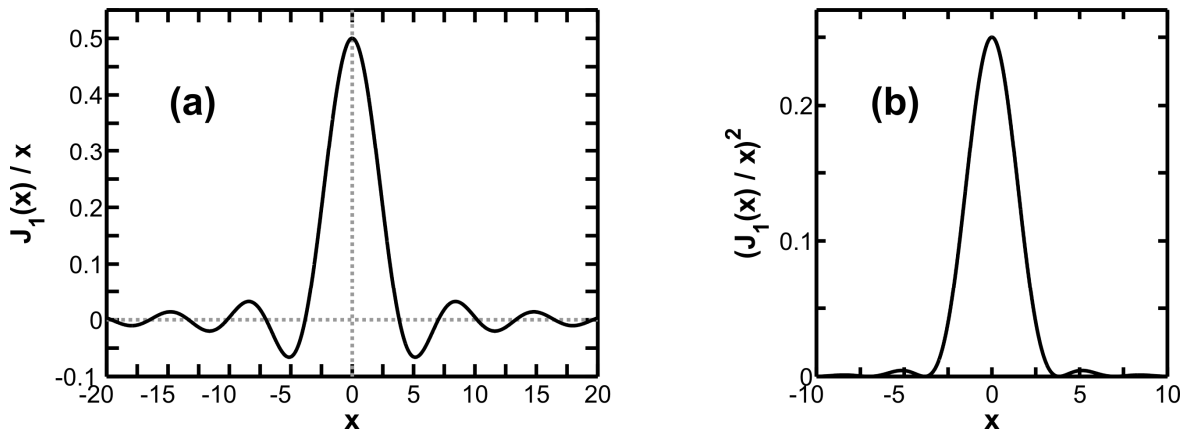


Figure 77 : (a) Représentation de la fonction $J_1(x)/x$ caractéristique du profil d'intensité de l'impulsion recomprimée. (b) Représentation de la fonction $(J_1(x)/x)^2$

De même que plus une ouverture est large, plus sa figure de diffraction est petite, l'expression (119) indique que plus la largeur spectrale ω_p est importante plus courte est la durée de l'impulsion recomprimée. Un élément qui limitera les performances réalisables sera alors la largeur finie de la bande passante de gain (cf. chapitre II, partie 1.1 et 3.4). Pour améliorer les performances en terme de largeur spectrale de l'impulsion, il a été proposé [28, 172] d'injecter le similariton généré dans une fibre hautement non-linéaire où l'impulsion parabolique poursuivra son élargissement spectral tout en conservant ses propriétés (cf. chapitre I, partie 3.7 et chapitre IV, partie 4.1).

2.3. Méthodes expérimentales

Expérimentalement, l'enjeu majeur est de réaliser la meilleure compensation possible du chirp linéaire. Pour atteindre cet objectif, plusieurs techniques sont disponibles. Nous avons déjà évoqué, dans le cadre de l'amplification à dérive de fréquence discutée dans le chapitre II partie 2.4, plusieurs techniques qui permettaient de comprimer (ou bien d'étirer) une impulsion.

Les techniques les plus anciennes reposent sur l'utilisation d'éléments à l'air libre. La méthode la plus répandue pour recomprimer une impulsion similariton, basée sur l'association de deux réseaux de diffraction [134], a permis d'atteindre des performances exceptionnelles avec la génération d'impulsions ayant des durées de l'ordre de la centaine de femtosecondes pour des puissances-crêtes dépassant la centaine de kiloWatt [14, 92, 177, 178]. Pour des performances optimales, il est possible d'utiliser un réseau de diffraction permettant de compenser un éventuel chirp résiduel d'ordre supérieur [177].

Si les réseaux de diffraction restent actuellement la solution privilégiée lorsque des puissances crêtes très élevées sont en jeu (plusieurs centaines de kW), la technique présente néanmoins l'inconvénient de nécessiter un passage à l'air libre, source éventuelle d'instabilité dans le montage expérimental (et cela d'autant plus que l'écart entre les deux réseaux de diffractions sera important). Afin d'obtenir une stabilité et une facilité d'utilisation maximales, il est donc tentant de chercher à compenser le chirp résiduel par l'utilisation d'éléments fibrés.

Une première solution pourra reposer sur l'utilisation de réseaux de Bragg [23, 260, 261]. Nous évoquerons plus en détail cette possibilité dans la partie 3 où nous montrerons un exemple expérimental de compensation du chirp d'un similariton dans le cadre de la mise en forme d'impulsions.

Il est également possible d'utiliser une fibre à dispersion anormale : aux longueurs d'ondes des télécommunications optiques, la fibre standard SMF peut alors convenir. Si la puissance du similariton

injecté dans la fibre à dispersion normale est faible, les effets non-linéaires seront peu marqués et le résultat sera proche d'une compression linéaire telle celle obtenue par un double réseau de diffraction. Malheureusement, la finalité étant bien souvent d'obtenir non seulement les impulsions les plus courtes possibles mais aussi les puissances crêtes les plus élevées, l'hypothèse de puissances faibles est souvent inadaptée : les conditions de la compression seront plus proches d'une compression soliton que d'une compression linéaire. Le spectre de l'impulsion pourra alors subir des modifications importantes entre l'entrée et la sortie du dispositif fibré de recompression [181, 236].

Une alternative prometteuse qui a été développée ces dernières années repose sur l'utilisation de fibres à cristal photonique creuses [262-264]. En effet, l'impulsion se propageant alors principalement dans l'air contenu dans le cœur creux de la fibre, les effets non-linéaires vont avoir une influence beaucoup moins marquée (*la non-linéarité de l'air étant plus de 1000 fois inférieure à celle de la silice* [265]). Une recompression quasi-linéaire peut alors être réalisée, tout en conservant un montage totalement fibré [136, 141, 142]. Cette technique a été appliquée avec succès à des impulsions similaritons générées dans un amplificateur dopé erbium [172].

2.4. Résultats expérimentaux

Nous avons mis en place à Dijon la méthode basée sur la recompression dans une fibre SMF d'un similariton de faible puissance (*un similariton initialement de 350 pJ dont nous avons réduit l'énergie à 9 pJ*). Notre ambition n'était ici pas de rivaliser avec les résultats obtenus dans le cadre des amplifications à base de fibres dopées terres-rares, les meilleures performances réalisables par amplification Raman [116] restant inférieures aux performances obtenues par fibres dopées terres-rares. Notre objectif était plus modestement de vérifier, par un exemple simple, la capacité des similaritons Raman à être efficacement comprimés. La Figure 78(a,c) montre clairement que l'impulsion initiale présente bien les profils temporel et spectral d'intensité paraboliques caractéristiques des similaritons optiques. A partir de la caractérisation FROG du similariton, nous pouvons évaluer à 478 m la longueur de fibre SMF (*avec une dispersion $\beta_2 = -0.0221 \text{ ps}^2 \cdot \text{m}^{-1}$*) nécessaire pour compenser le chirp linéaire. Expérimentalement, la largeur temporelle la plus faible du signal d'autocorrélation de l'impulsion recomprimée est obtenue pour une valeur de 470 m de fibre, proche de la valeur théorique.

La Figure 78(a) illustre la compression importante subie par le similariton qui passe ainsi d'une largeur totale à mi-hauteur de 43 ps à 1 ps. Par comparaison avec la durée de l'impulsion injectée dans l'amplificateur à similariton (*7 ps*), cela représente une compression par un facteur 7. La comparaison entre les spectres avant et après recompression montre un léger élargissement spectral de l'impulsion durant sa phase de recompression dans la fibre : malgré la puissance initiale réduite, les effets non-linéaires n'ont pas été totalement éliminés. En effet, la longueur non-linéaire associée à l'impulsion recomprimée (*d'une puissance crête de 7 W*) est égale à 71 m, à comparer à la longueur de dispersion qui est de 45 m.

Le profil d'intensité de l'impulsion recomprimée représenté Figure 78(c) obtenu par caractérisation FROG montre la présence de piédestaux dans l'impulsion. Ces piédestaux sont supérieurs à ceux qu'on aurait pu espérer si l'impulsion avait été en limite de Fourier (*courbe pointillée*). L'origine de ces oscillations n'est pas liée à une mauvaise manipulation expérimentale. En effet, la recompression optimale effectuée de manière numérique (*cercles*) dans la fibre donne des résultats similaires et le profil de phase temporel est, dans les deux cas, constant aux environs du maximum de l'impulsion. La présence des piédestaux peut, en fait, être reliée à la forme non parfaitement parabolique de l'impulsion : le spectre n'est pas parfaitement parabolique et présente entre autres une certaine asymétrie. Le profil de chirp de l'impulsion similariton (*non représenté ici*) montre notamment une très faible déviation par rapport à un profil de chirp parfaitement linéaire. A cela, il ne faut pas non plus oublier que la propagation dans la fibre de recompression introduit également de la dispersion du troisième ordre et de la non-linéarité. Compte-tenu de tous ces effets cumulés, il n'est dès lors pas étonnant d'obtenir un léger écart par rapport à l'impulsion en limite de Fourier.

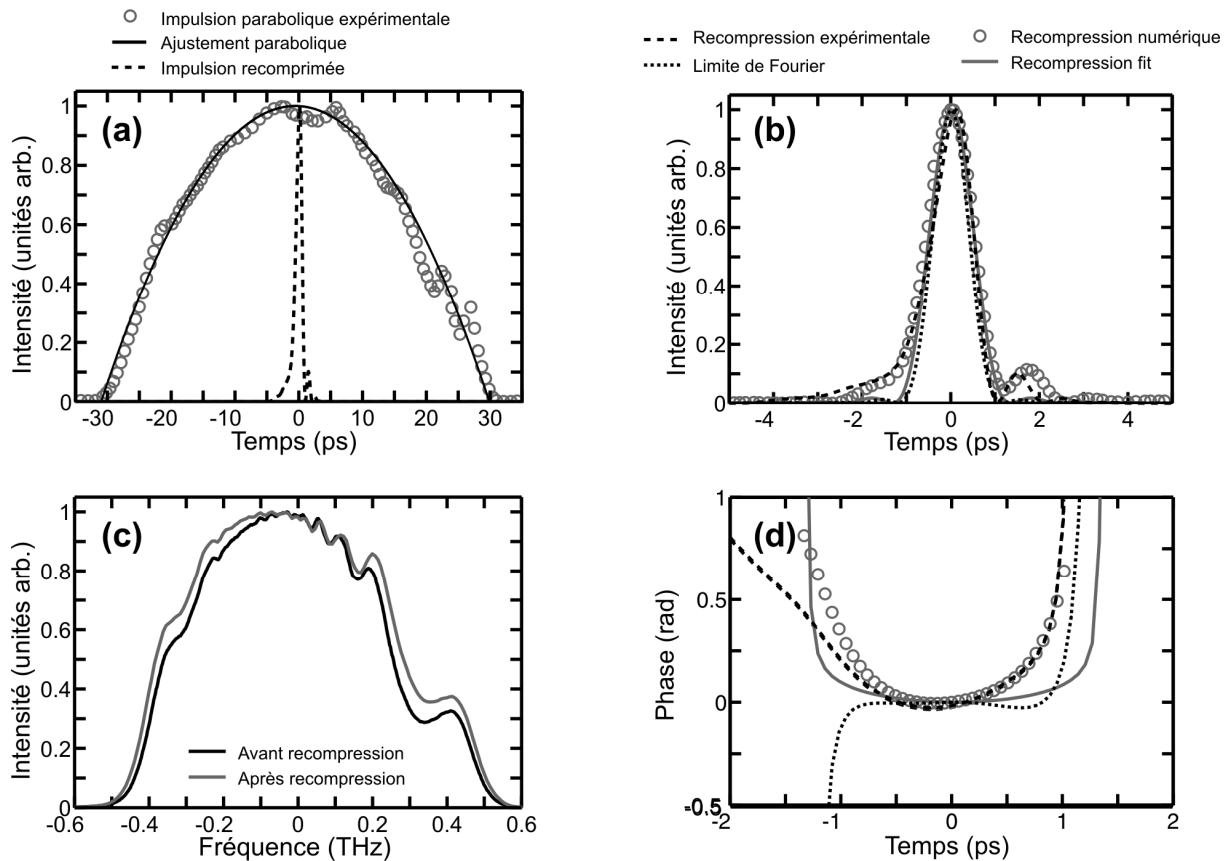


Figure 78 : (a) Profils d'intensité du similariton en sortie de l'amplificateur : les données expérimentales obtenues par mesure FROG sont comparées à un ajustement parabolique (ligne continue). L'impulsion recomprimée est représentée par des tirets. (b) Impulsion recomprimée : données expérimentales (cercles) comparées à une recompression numérique du similariton (en prenant en compte les dispersions d'ordre 2 et 3 et la non-linéarité de la fibre) (tirets). L'impulsion idéale en limite de Fourier est représentée par des pointillés. En ligne continue, la recompression d'une impulsion obtenue par ajustement parabolique et linéaire des profils expérimentaux d'intensité et de chirp du similariton. (c) Spectres expérimentaux à l'entrée (ligne continue noire) et en sortie (ligne grise) de la fibre de recompression. (d) Phase de l'impulsion recomprimée.

3. SYNTHÈSE D'IMPULSIONS PAR SIMILARITONS OPTIQUES

3.1. Introduction

Dans cette partie, nous nous intéressons aux techniques de synthèse d'impulsions, également appelées techniques de mise en forme d'impulsions (ou techniques de "pulse shaping"). Ces méthodes visent à modifier la forme d'une impulsion optique ψ_{in} ultracourte de manière contrôlée spécifique. Une impulsion optique pouvant être caractérisée par les couples $(|\psi_{in}(t)|; \varphi_{in}(t))$ $(|\tilde{\psi}_{in}(\omega)|; \varphi_{in}(\omega))$, la modification de l'impulsion pourra porter sur l'une de ces quatre quantités.

La compression d'une impulsion, c'est-à-dire la compensation de son chirp spectral pour aboutir à une impulsion en limite de Fourier, est donc un premier exemple de mise en forme. Dans la partie précédente, nous avons ainsi présenté le cas simple de la recompression d'une impulsion au chirp spectral linéaire. Mais on peut également recomprimer des impulsions avec des chirps spectraux beaucoup plus complexes, ce qui nécessite alors des techniques spécifiques de contrôle de la phase.

Pour des applications plus élaborées, il sera possible de jouer à la fois sur les profils de phase et d'amplitude pour synthétiser, en théorie, toute forme d'impulsion. De telles méthodes auront des applications dans différents domaines. Ainsi, les techniques de mise en forme d'impulsions ont été utilisées dans le domaine des télécommunications, pour multiplier par exemple le débit d'un train

d'impulsions [266-268], ou bien encore pour synthétiser des solitons noirs [60, 61, 74, 75]. D'autres applications existent dans le domaine du traitement tout optique, avec par exemple la génération d'impulsions carrées [267, 269]. Une mise en forme adaptée permet également de précompenser des distorsions qui peuvent se produire à la traversée d'un milieu aberrant, dispersif, amplificateur... [270-272]. Un autre domaine où un contrôle avancé de l'amplitude et de la phase d'impulsions optiques est requis est le contrôle de l'interaction matière-rayonnement, qui permet, par exemple, l'orientation de molécules [273] et également la maîtrise de réactions chimiques [274].

Nous commencerons par une brève revue des techniques actuellement utilisées dans le cadre de la mise en forme d'impulsions, puis nous exposerons la nouvelle technique que nous proposons, basée sur la génération de similaritons optiques et sur un traitement spectral adéquat. Nous présenterons le montage expérimental utilisé et les résultats obtenus. Une attention particulière sera portée sur l'influence des caractéristiques de l'impulsion initiale vis-à-vis des propriétés de l'impulsion synthétisée : nous montrerons notamment que l'impulsion synthétisée est indépendante de la forme, de l'énergie et de la longueur d'onde de l'impulsion initiale.

3.2. Différentes techniques de synthèse d'impulsions

3.2.1. Principe général

Soit une impulsion initiale $\psi_{in}(t)$. Pour obtenir en sortie du dispositif de mise en forme une impulsion $\psi_{out}(t)$, il faut utiliser la fonction de transfert temporelle $h(t)$ suivante :

$$h(t) = \psi_{out}(t) / \psi_{in}(t) \quad (120)$$

Malheureusement, il est bien souvent impossible de générer la modulation $h(t)$ dans le domaine temporel, les modulateurs disponibles ayant un temps de réponse trop élevé. Les meilleurs modulateurs électro-optiques actuels ont ainsi une bande passante maximale d'environ 40 GHz, correspondant à des impulsions d'une durée minimale temporelle d'une dizaine de picosecondes.

Il sera bien plus simple de réaliser une modulation du spectre $\tilde{\psi}_{in}(\omega)$ par la fonction de transfert $H(\omega)$:

$$H(\omega) = \tilde{\psi}_{out}(\omega) / \tilde{\psi}_{in}(\omega) = |H(\omega)| \exp(i \phi_H(\omega)) \quad (121)$$

$H(\omega)$ est une quantité a priori complexe, ce qui nécessitera une modulation du spectre en amplitude et en phase.

3.2.2. Méthode de 4-f

La méthode 4-f [275], également parfois appelée méthode de Weiner en référence à ses nombreux travaux exploitant ce dispositif expérimental [276-278], est une méthode efficace et largement répandue qui permet de transformer le problème de modulation spectrale $H(\omega)$ en un problème de modulation spatiale $H(x)$ avec x une coordonnée spatiale. Un réseau de diffraction initial disperse la lumière, convertissant ainsi la fréquence ω en angle α . Une lentille placée à la distance focale f du réseau permet de convertir ensuite l'angle en position x . Les éléments qui vont permettre de réaliser la fonction de transfert complexe $H(\omega)$ sont alors placés dans le plan de Fourier de la lentille. $H(\omega)$ pourra être obtenu par l'intermédiaire d'un masque en amplitude dont la transmission sera $|H(x)|$ et d'un masque de phase introduisant un retard $\phi_H(x)$. Après cette opération, une seconde lentille et un second réseau de diffraction permettront de reconverter la modulation spatiale x et la modulation spectrale ω .

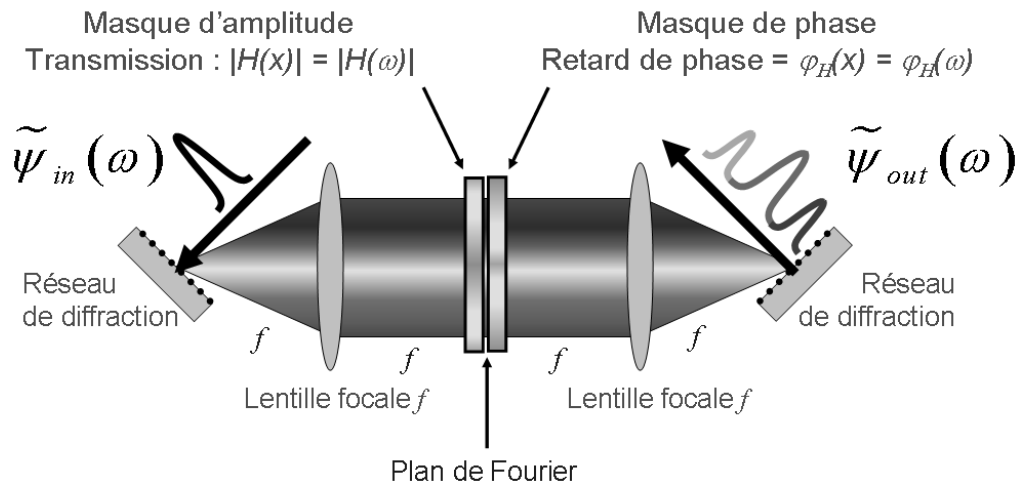


Figure 79 : Principe de la méthode 4-f de Wiener

Les premières configurations expérimentales reposaient sur des techniques de filtrage passives ayant recours à des masques réalisés par lithographie : tout changement de ψ_{in} ou bien de ψ_{out} contraignait alors à la réalisation de nouveaux masques.

Pour remédier à ce problème, diverses techniques de modulation active [277], pouvant être programmées en temps réel, ont été développées parmi lesquelles :

- **Les barrettes à cristaux liquides** [279]. Dans ce type de dispositif, les cristaux liquides s'orientent suivant la direction d'un champ électrique continu extérieur. Cela entraîne une rotation de la lumière incidente selon un angle déterminé par le voltage appliqué à la cellule. En combinant deux barrettes de cristaux liquides insérées entre deux polariseurs, on peut réaliser simultanément une modification de la phase et de l'amplitude de la lumière incidente.

Les barrettes à cristaux liquides ont l'avantage de présenter des pertes modérées. Leur principal inconvénient reste leur structure en pixels. Même s'il a connu un accroissement régulier (*des barrettes de 512 pixels sont désormais disponibles* [280]), le nombre fini de pixels va limiter la résolution du filtrage spectral. De plus, entre chaque pixel, se trouve un espace mort qui conduira à l'apparition d'artefacts.

- **Les modulateurs acousto-optiques** [281] permettent de moduler en intensité et en phase une onde lumineuse incidente. La modulation est effectuée dans un cristal par une onde sonore modulée en fréquence (*domaine des radio-fréquences*) et en puissance. L'avantage du dispositif est d'offrir une résolution élevée et une modulation spatiale continue (*pas d'espaces morts comme dans le cas précédent*). L'inconvénient majeur réside dans les fortes pertes liées à l'efficacité réduite du processus de diffraction mis en jeu.

- **Les miroirs déformables** [218, 282, 283] constituent une autre solution. Les déformations de la forme du miroir permettent de modifier le retard optique vu par chaque longueur d'onde et ainsi d'introduire une modulation de la phase. Le dispositif présente peu de pertes mais sa résolution est limitée par le nombre généralement réduit des contrôleurs de déformations. Toute modulation de l'amplitude est de plus impossible. Enfin, les déformations forcément limitées des miroirs ne permettent d'introduire qu'une variation de phase modérée. Le domaine d'application des miroirs déformables sera donc principalement pour corriger une phase résiduelle d'impulsions femtosecondes et permettre ainsi leur compression en une impulsion limite de Fourier [282].

Certaines variantes du montage [74, 266, 269] permettent de réaliser directement une conversion du profil de modulation spatiale dans le domaine temporel sans passer par le domaine spectral.

3.2.3. Utilisation de réseaux de Bragg

Une autre méthode consiste à utiliser des réseaux de Bragg fibrés. Ces éléments constituent un composant optique désormais standard [21]. Dans un réseau de Bragg, une modulation du profil d'indice $n(z)$ obtenue en exploitant la photosensitivité des fibres, permet de moduler le spectre en amplitude et en intensité de la lumière réfléchie [260]. A partir de la fonction de réflexion désirée, divers algorithmes évolués permettent de déterminer le profil $n(z)$ optimal [260, 284, 285].

La maîtrise des techniques de fabrication des réseaux de Bragg a alors rendu possible de multiples applications dans le domaine des télécommunications optiques [286], que ce soit pour la multiplication du débit d'un train d'impulsions (*une multiplication d'un débit par n est possible en isolant un harmonique sur n*) [267, 268], pour la modification de la forme d'une impulsion [267, 287] ou bien encore pour la compensation de la dispersion du second et du troisième ordres [23, 260, 261, 288-291]. Ces différents exemples montrent le contrôle précis des profils d'intensité [267, 268, 287] et de phase [140, 287-292] obtenus par la manipulation de réseaux de Bragg.

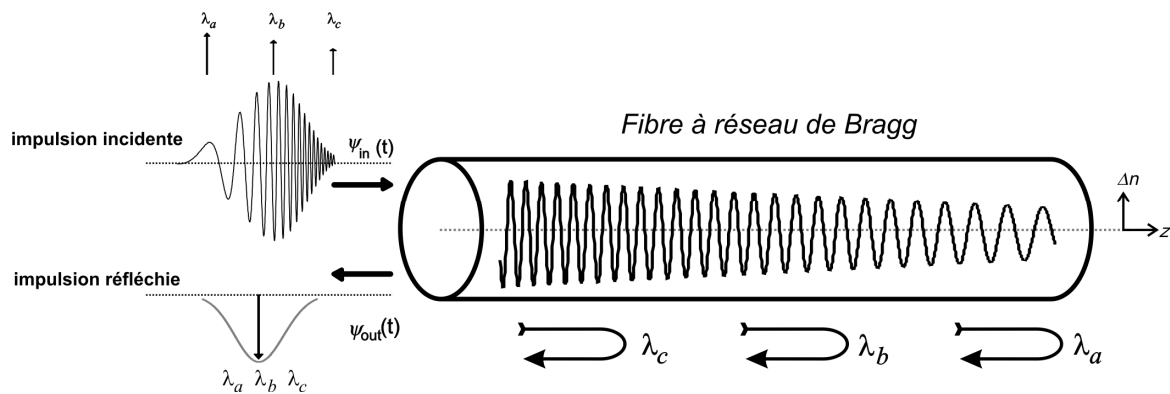


Figure 80 : Principe d'un filtre à réseau de Bragg fonctionnant en réflexion.

L'un des inconvénients des dispositifs à réseaux de Bragg demeure leur nature fibrée qui entraîne, par rapport aux autres dispositifs, l'apparition d'effets non-linéaires lorsqu'une mise en forme d'une impulsion de forte puissance est effectuée.

3.2.4. Synthèse par acousto-optique

La méthode de synthèse par acousto-optique [293] présentée ici est différente de la méthode évoquée partie 3.2.2 où l'acousto-optique était introduit dans un montage 4-f et où l'onde acoustique était perpendiculaire à l'onde lumineuse incidente. Nous considérons maintenant un montage où les signaux lumineux et acoustiques se propagent dans la même direction dans un cristal biréfringent [294]. L'impulsion lumineuse initialement polarisée suivant un axe du cristal voit sa polarisation diffractée vers l'autre polarisation par l'onde acoustique. En jouant sur les fréquences sonores, on peut contrôler quelles sont les fréquences optiques dont la polarisation tournera. L'amplitude de l'onde sonore détermine l'amplitude de l'onde lumineuse diffractée. Le retard existant en sortie du dispositif entre les différentes longueurs d'ondes optiques dépendra de la biréfringence du cristal et de l'instant où la rotation de polarisation s'est effectuée [270].

Les dispositifs utilisant la synthèse par acousto-optique se montrent fiables et n'introduisent pas d'aberrations optiques indésirables (*telles que celles introduites par les lentilles ou réseaux dans la méthode de Weiner*) et peuvent de plus être intégrés dans un système complètement fibré [294]. Avec l'apparition de cette solution sous forme commerciale (*dispositif Dazzler de chez Faslite*), ils sont désormais fréquemment utilisés [152].

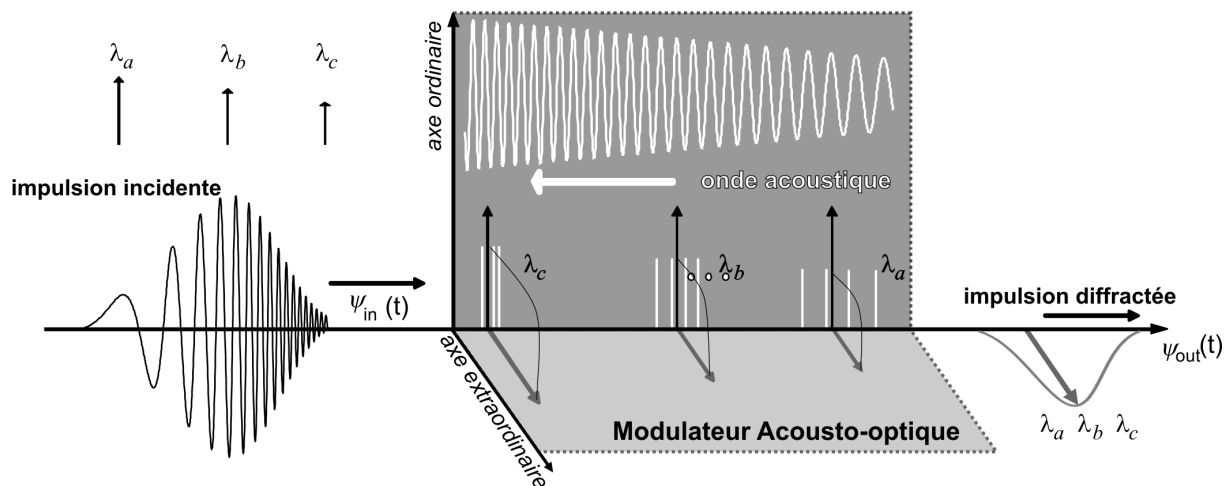


Figure 81 : Principe de la mise en forme par acousto-optique

3.2.5. Algorithmes génétiques et méthodes adaptatives

L'expression (121) montre qu'il est théoriquement nécessaire d'avoir une fonction de transfert en amplitude et en phase. Dans cette fonction de transfert, c'est la phase spectrale qui a le plus d'importance. Dans certaines situations, on va alors chercher à réaliser uniquement une modulation de phase, que ce soit pour des contraintes technologiques (*les miroirs déformables ne permettent pas une modulation d'amplitude* [282]), ou bien pour simplifier le montage expérimental [280]. Les exemples où l'on peut directement déterminer une fonction de phase analytique adéquate sont assez rares [279] si bien qu'il est préférable d'adopter des méthodes indirectes, particulièrement dans le cas d'impulsions initiales ou finales de forme assez atypique.

Une première approche possible pour résoudre ce problème est l'utilisation d'algorithmes génétiques [271], inspirés de l'évolution d'une population face aux contraintes extérieures. Selon Darwin et sa théorie de l'évolution, après plusieurs générations, seuls les individus les plus adaptés aux contraintes subsistent. Appliqué à notre problème, cela revient à considérer initialement un ensemble de solutions $\varphi_H(\omega)$ quelconques. La contrainte extérieure est de se rapprocher le plus possible, après filtrage, de $\tilde{\psi}_{out}(\omega)$. Seuls les meilleurs candidats $\varphi_H(\omega)$ seront retenus. Ces solutions sont alors combinées, des mutations appliquées et on reprend le processus de sélection. Cette méthode itérative se révèle simple mais robuste [295]. L'inconvénient est généralement une certaine lenteur dans le processus de convergence.

Une autre approche plus rapide consiste à utiliser des méthodes adaptatives. Pour cela, un système d'asservissement doit être réalisé : l'impulsion mesurée en sortie du dispositif de mise en forme est analysée en amplitude et en phase par un dispositif temps-réel (*type FROG* [270, 272] ou bien *SPIDER* [152, 296]). Le résultat de la mesure est ensuite utilisé pour modifier la fonction de transfert appliquée par le modulateur actif afin de se rapprocher de la forme désirée. Au bout d'un nombre réduit d'itérations, le résultat devient généralement convenable, permettant ainsi la correction en quelques secondes d'un effet [280]. Ce type de méthode se révèle particulièrement adapté pour pré-corriger les effets indésirables intervenant durant la propagation dans une fibre [272] ou dans une chaîne d'amplification par exemple [270].

3.3. Principe de la synthèse à partir de similaritons optiques

La méthode que nous proposons [251] repose sur deux étapes, comme détaillé par la Figure 82. La première étape consiste à injecter des impulsions initiales quelconques dans un amplificateur à similaritons. En sortie de cet amplificateur, les impulsions initiales seront devenues des similaritons optiques présentant un profil d'intensité temporel parabolique et un chirp linéaire (cf. équation (81)). Rappelons que le spectre $\tilde{\psi}_p(\omega)$ correspondant à un similariton a lui aussi une forme parabolique de largeur caractéristique ω_p avec un profil de chirp linéaire de pente $1/C_p$ (cf. équation (83)). Comme nous avons pu le voir dans le chapitre II, partie 3.3 et dans le chapitre IV, partie 2.1, ces propriétés sont uniquement déterminées par l'énergie des impulsions initiales. En ce qui concerne le chirp C_p , il est à noter qu'il est même indépendant totalement des caractéristiques de l'impulsion initiale (cf. équations (82) et (84) ainsi que le chapitre 4, partie 2.1).

Nous allons chercher dans cette partie à synthétiser une impulsion d'amplitude complexe $\tilde{\psi}_{out}(\omega)$ qui peut être mis sous la forme :

$$\tilde{\psi}_{out}(\omega) = |\tilde{\psi}_{out}(\omega)| \exp(i \varphi_{out}(\omega)). \quad (122)$$

La fonction de transfert à utiliser pour passer d'un similariton $\tilde{\psi}_p(\omega)$ à $\tilde{\psi}_{out}(\omega)$ est alors

$$H(\omega) = \frac{\tilde{\psi}_{out}(\omega)}{\tilde{\psi}_p(\omega)} = \frac{|\tilde{\psi}_{out}(\omega)| \exp(i \varphi_{out}(\omega))}{|\tilde{\psi}_p(\omega)| \exp(i (\tilde{\varphi}_p(z) + \tilde{C}_p \omega^2 / 2))} = |H(\omega)| \exp(i \varphi_H(\omega)) \quad (123)$$

avec

$$\begin{cases} |H(\omega)| = \frac{|\tilde{\psi}_{out}(\omega)|}{|\tilde{\psi}_p(\omega)|} \\ \varphi_H(\omega) = \varphi_{out}(\omega) - \tilde{\varphi}_p(z) - \tilde{C}_p \omega^2 / 2 \end{cases} \quad (124)$$

Supposons que la largeur spectrale ω_{out} de l'impulsion à synthétiser soit nettement inférieure à la largeur du similariton ω_p généré. Dans ces conditions, le spectre du similariton peut être considéré comme étant constant sur l'intervalle $[-\omega_{out}, \omega_{out}]$, si bien qu'un filtrage du similariton par un filtre spectral de profil d'intensité $|\tilde{\psi}_{out}|^2$ va conduire au profil en intensité recherché. Pour obtenir le profil de phase recherché, nous compensons tout d'abord le chirp spectral $\tilde{C}_p \omega^2 / 2$ du similariton (nous négligeons ici le terme de phase constant $\tilde{\varphi}_p(z)$), puis nous ajoutons la phase spectrale désirée $\varphi_{out}(\omega)$. Dans ces conditions, la fonction de transfert à appliquer devient :

$$\begin{cases} |H(\omega)| \approx |\tilde{\psi}_{out}(\omega)| \\ \varphi_H(\omega) \approx \varphi_{out}(\omega) - \tilde{C}_p \omega^2 / 2 \end{cases} \quad (125)$$

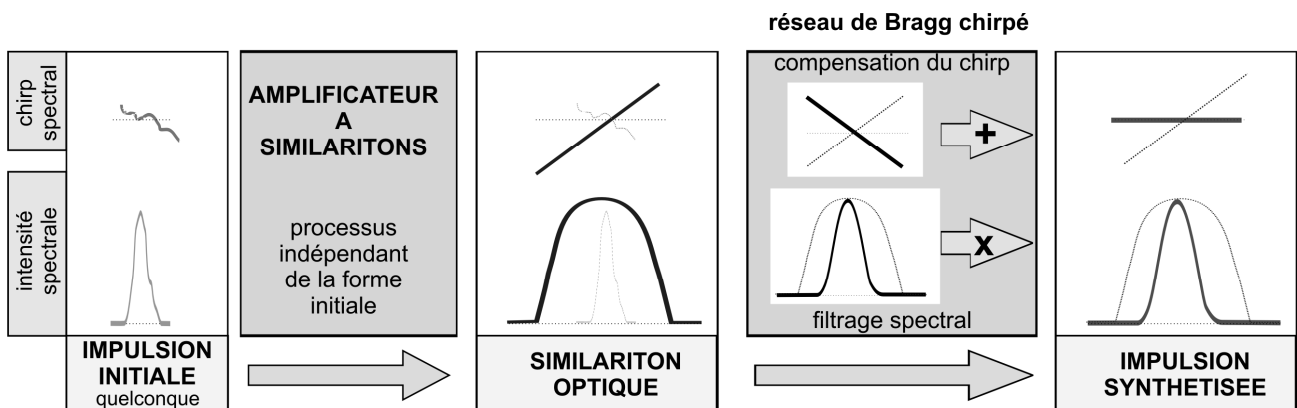


Figure 82 : Principe de la synthèse par similaritons

Les filtrages en intensité et en phase sont des opérations linéaires. Nous choisirons de les réaliser simultanément en utilisant des filtres à réseaux de Bragg chirpés (*cf. partie 3.2.3*) dont les profils d'indice ont été définis de manière adéquate.

3.4. Résultats expérimentaux

3.4.1. Montage expérimental

Le montage expérimental utilisé est représenté Figure 83. Les impulsions initiales sont délivrées par le laser Pritel dont le faisceau est divisé en deux : l'impulsion avec la plus faible énergie a été utilisée comme impulsion initiale alors que la seconde a servi de référence pour le montage d'inter-corrélation. Les impulsions initiales sont transformées en similaritons grâce à un amplificateur Raman à dispersion normale basé sur une fibre dont les paramètres à 1550 nm sont les suivants : $\beta_2 = 2.0 \cdot 10^{-3} \text{ ps}^2 \cdot \text{m}^{-1}$, $S_D = 0.081 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, $\gamma = 2.0 \cdot 10^{-3} \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ et $\alpha = 0.244 \text{ dB} \cdot \text{km}^{-1}$. L'amplificateur est pompé dans une configuration copropagative par la source Raman avec une amplification moyenne g de 2.38 dB/km. Nous avons volontairement utilisé une configuration copropagative car celle-ci permet, par rapport à la configuration contrapropagative, d'obtenir un élargissement spectral plus important.

Les similaritons générés sont envoyés en sortie de l'amplificateur vers un réseau de Bragg chirpé de chez Teraxion qui est connecté à un circulateur optique de manière à être utilisé en configuration de réflexion. Le réseau de Bragg effectue la compensation du chirp du similariton grâce à une dispersion de 6.1 ps/nm et impose un profil spectral en intensité de forme gaussienne et de largeur totale à mi-hauteur de 2.13 nm centré à 1550 nm. Ces paramètres ont été choisis de façon à obtenir en sortie du dispositif une impulsion en limite de Fourier.

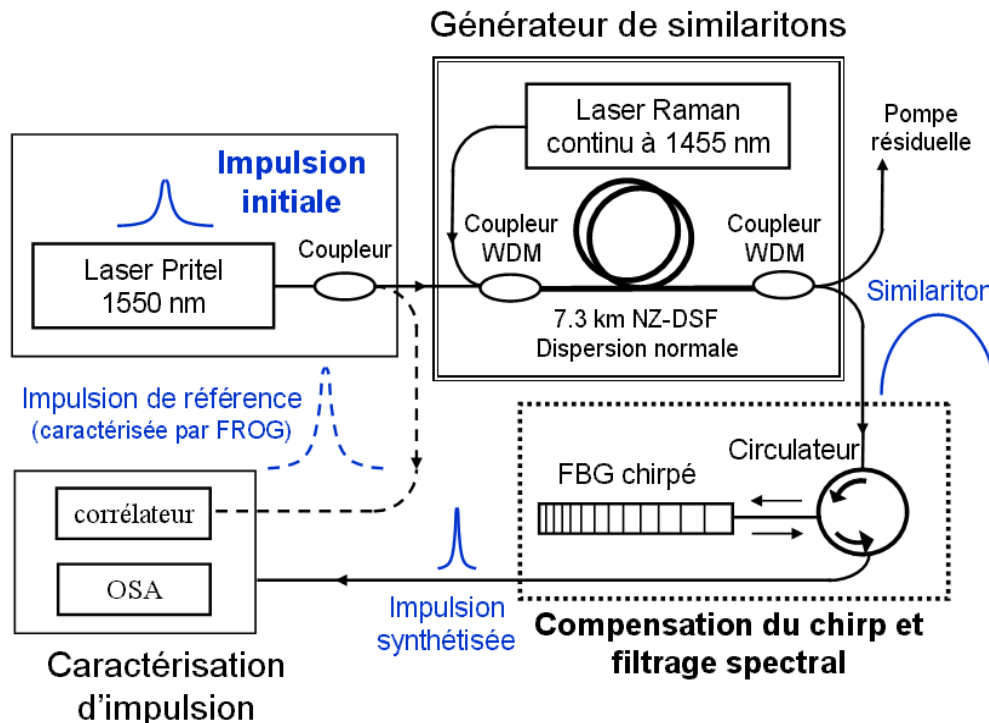


Figure 83 : Montage expérimental de synthèse d'impulsions

Les caractéristiques des impulsions initiales, paraboliques et finales ont été observées à la fois dans le domaine temporel et dans le domaine fréquentiel par l'utilisation d'un analyseur de spectre optique et d'un corrélateur en intensité. Une caractérisation complète en intensité et en phase des

impulsion initiales et finales a été effectuée par la méthode PICASO (voir chapitre III, partie 5.3.3). Nous avons également utilisé pour mesurer de manière efficace le profil d'intensité et de phase des similaritons générés un système de corrélation croisée entre l'impulsion similariton et une impulsion de référence de forte puissance qui a été très précisément caractérisée en intensité et en fréquence par une mesure FROG. Nous avons vérifié que la caractérisation par FROG donnait les mêmes résultats que la caractérisation par la technique PICASO.

3.4.2. Résultats expérimentaux

Nous avons considéré tout d'abord l'amplification d'une impulsion d'énergie $U_{ini} = 4.95$ pJ. La Figure 84(a) en montre le profil d'intensité retrouvé par la technique PICASO. La durée temporelle et la largeur spectrale à mi-hauteur sont respectivement 5.8 ps et 53 GHz. La Figure 84(b) montre les profils d'intensité et de chirp de l'impulsion similariton générée tels que retrouvés par l'analyse du signal d'inter-corrélation, combiné avec la mesure du spectre de l'impulsion (cf. chapitre III, partie 5.3.5). Les profils expérimentaux d'intensité et de chirp (cercles) sont comparés à un ajustement par la méthode des moindres carrés à base de formes paraboliques et linéaires (lignes continues). Le bon accord entre les résultats expérimentaux et les ajustements correspondants illustrent clairement le caractère similariton des impulsions de sortie de notre amplificateur Raman.

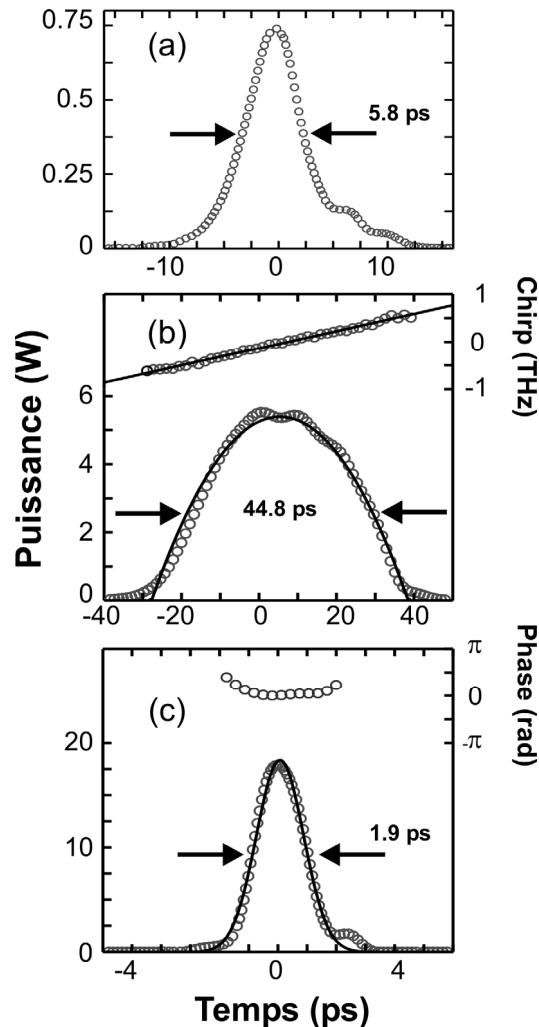


Figure 84 : (a) Profil d'intensité de l'impulsion initiale obtenu par la méthode PICASO. (b) Profils d'intensité et de chirp du similariton obtenus par inter-corrélation (cercles). Ces résultats sont comparés avec des ajustements respectivement paraboliques et linéaires (lignes continues) (c) Profils d'intensité et de phase de l'impulsion synthétisée obtenus par mesure PICASO (cercles). Le profil d'intensité est comparé à un ajustement gaussien (ligne continue).

Les profils d'intensité et de phase de l'impulsion synthétisée retrouvée par PICASO sont montrés Figure 84(c). La phase de l'impulsion est constante, ce qui montre que l'impulsion est bien en limite de Fourier et que la recompression par le réseau de Bragg chirpé s'est correctement effectuée. Le profil d'intensité expérimental est comparé avec un ajustement Gaussien. Les largeurs temporelles et spectrales de l'impulsion synthétisée sont respectivement de 1.95 ps et 0.25 THz, ce qui correspond à un $T_{FWHM} \times F_{FWHM}$ de 0.49, valeur qui est assez proche de la valeur 0.44 correspondant à une impulsion gaussienne en limite de Fourier.

Nous obtenons donc, comme nous l'espérons, une impulsion synthétisée de forme Gaussienne et en limite de Fourier. Nous avons donc pu, par cet exemple, vérifier la validité de notre principe de synthèse d'impulsion.

3.5. Influence de l'impulsion initiale

Nous cherchons maintenant à tester l'influence des caractéristiques de l'impulsion initiale vis-à-vis de l'impulsion synthétisée. En effet, de nombreuses méthodes évoquées précédemment présentent l'inconvénient de dépendre fortement des propriétés de l'impulsion initiale, ce qui rend nécessaire parfois l'utilisation d'un processus d'ajustement en temps réel des propriétés de filtrage.

3.5.1. Influence de la forme initiale

En jouant sur le point de fonctionnement du laser Pritel, nous avons changé la forme des impulsions initiales tout en maintenant constante leur énergie à $U_{ini} = 4.95$ pJ. Nous avons représenté Figure 85(a) les profils d'intensité de trois des impulsions utilisées, qui ont des largeurs totales à mi-hauteur de 8, 5.8 et 2.5 ps pour des puissances crêtes de 0.47, 0.73 et 1.25 W respectivement (*croix, cercles et ligne continue*). La Figure 85(b) montre le profil d'intensité des impulsions synthétisées pour chaque impulsion initiale. Nous pouvons clairement constater que toutes les impulsions initiales ont conduit à la synthèse de la même forme temporelle. Ce résultat est tout à fait en accord avec l'indépendance du similariton vis-à-vis de la forme initiale de l'impulsion, propriété vérifiée dans le chapitre IV, partie 2.1.

3.5.2. Influence de l'énergie initiale

Dans une autre série d'expériences, nous avons varié l'énergie U_{ini} de l'impulsion initiale en conservant un profil d'impulsion constant. Nous avons ainsi étudié les impulsions synthétisées à partir d'impulsions d'énergie initiale variant entre 1.5 et 30 pJ. Nous avons alors mesuré la largeur à mi-hauteur du signal d'autocorrélation des impulsions synthétisées. La Figure 85(c) montre que, malgré une variation d'un facteur presque 20 de l'énergie initiale, la largeur du signal d'autocorrélation varie seulement entre 2.6 et 3 ps. Une si faible dépendance est encore une fois à relier aux propriétés des similaritons. La largeur du similariton augmente avec l'énergie initiale. Mais, comme dans notre cas nous nous intéressons seulement à la partie centrale du similariton où l'on peut considérer une intensité quasiment constante, le dispositif n'est pas sensible, après filtrage, à cette variation de largeur. En ce qui concerne le chirp devant être compensé, ce dernier ne dépend pas de l'énergie initiale, et c'est principalement grâce à cette propriété que nous atteignons une telle insensibilité.

La différence obtenue pour le cas d'une énergie initiale faible s'explique par le fait que pour de faibles énergies, les impulsions en sortie de l'amplificateur n'ont pas encore développé les propriétés des similaritons optiques. En particulier, le spectre ne sera pas suffisamment élargi en raison d'une puissance crête insuffisante.

En ce qui concerne la très lente évolution observée en fonction de l'énergie (*la durée croît avec l'énergie*), elle peut être reliée aux phénomènes de déplétion qui vont diminuer la valeur du gain effectif dans l'amplificateur. Or, le chirp étant relié directement au gain, nous allons donc obtenir une diminution du chirp spectral, ce qui va conduire à une surcompensation du chirp du similariton par le

réseau de Bragg. L'impulsion en sortie présente alors un chirp résiduel, qui va augmenter sa durée temporelle.

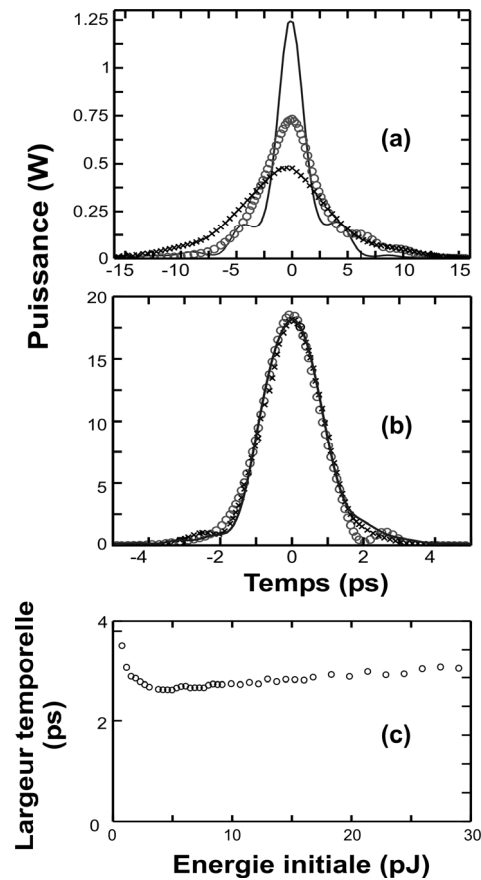


Figure 85 : Profil d'intensité obtenu par la méthode PICASO pour trois impulsions d'énergie initiale identique mais de forme différente : impulsions à l'entrée de l'amplificateur (a) et impulsions en sortie du dispositif de mise en forme (b). (c) Evolution expérimentale de la largeur temporelle du signal d'autocorrélation des impulsions mises en forme en fonction de l'énergie initiale des impulsions.

3.5.3. Influence de la longueur d'onde initiale

Pour finir, nous avons testé l'influence de la longueur d'onde initiale sur l'impulsion de sortie. Nous avons ainsi fait varier la longueur d'onde centrale de notre impulsion initiale entre 1547 et 1553 nm, comme le montre la Figure 86. En sortie de notre dispositif de synthèse, nous obtenons la génération d'une impulsion unique à 1550 nm dont les propriétés sont indépendantes de la longueur d'onde initialement utilisée.

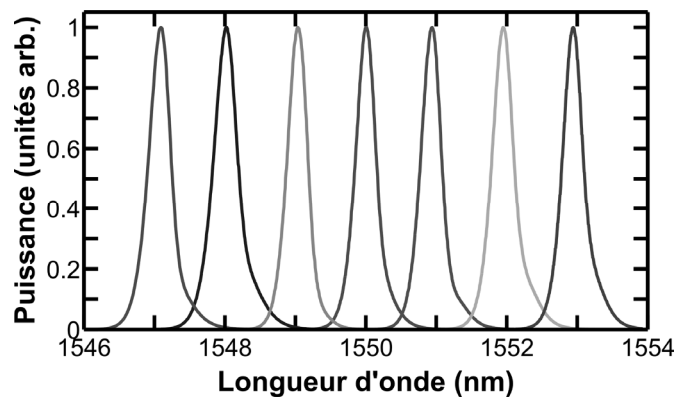


Figure 86 : Spectre des différentes impulsions initiales utilisées : les longueurs d'ondes centrales peuvent varier sur une plage de 6 nm sans que des changements soient observables sur l'impulsion synthétisée.

3.6. Conclusion

Pour conclure, nous avons proposé une application originale des similaritons optiques au domaine de la synthèse d'impulsions. La combinaison des propriétés intrinsèques des similaritons optiques avec un filtrage par un réseau de Bragg permet d'obtenir un dispositif totalement fibré présentant une robustesse importante vis-à-vis des propriétés de l'impulsion initiale.

Nous avons ici utilisé l'amplification Raman, mais il est tout à fait possible d'utiliser des amplifications dopées terres-rares qui permettraient entre autres d'atteindre des puissances de sortie beaucoup plus importantes avec des durées d'impulsions synthétisées inférieures à la picoseconde.

4. RÉGÉNÉRATION OPTIQUE PAR SIMILARITONS

4.1. Introduction

Dans les systèmes de transmission par fibre optique, les impulsions représentant les bits d'information s'étalent et se recouvrent. Une des limites majeures aux performances des communications à hauts débits (*40 Gbit/s et supérieur*) est alors le mélange à quatre ondes intra-canal qui se manifeste par la génération d'impulsions fantômes à l'emplacement des zéros optiques [297, 298]. Il en résulte un accroissement significatif du taux d'erreur. D'autres effets peuvent également contribuer à la détérioration des performances d'une liaison monocanal à haut-débit : la dispersion modale de polarisation [23, 240, 299], la modulation de phase croisée intra-canal [298] ainsi que l'accumulation du bruit introduit par l'émission spontanée des amplificateurs optiques. Nous n'évoquons pas ici le cas des communications multiplexées en longueurs d'ondes (*WDM*) dans lesquelles les effets non-linéaires inter-canaux vont limiter les distances réalisables.

Pour des communications à hauts-débits, l'utilisation de dispositifs de régénération électro-optiques n'est pas aisément réalisable, si bien que plusieurs méthodes entièrement optiques ont été proposées pour régénérer des trains d'information en réduisant le bruit, l'énergie des impulsions fantômes et la gigue temporelle des '1'. Nous évoquerons brièvement dans une première partie quelques-unes de ces approches avant de présenter une méthode alternative basée sur la génération de similaritons dans un amplificateur optique. Nous tirerons alors profit des similaritons pour régénérer un train à 40 Gbit/s en fin de ligne de transmission. Nous décrirons tout d'abord le principe du dispositif ainsi que des simulations numériques permettant de valider théoriquement ce concept. Une vérification expérimentale menée dans le cas d'un train périodique de '1' et de '0' a été réalisée au Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne. Un test plus réaliste mené en collaboration avec Erwan Pincemin de France Telecom à Lannion a mis en évidence plusieurs limites vis-à-vis de l'utilisation d'une fibre standard à zéro de dispersion décalée. Des simulations numériques complémentaires indiquent que l'utilisation d'une fibre optique hautement non-linéaire améliore considérablement les performances du dispositif.

4.2. Différentes techniques de régénération tout-optique

La régénération optique d'impulsions télécom, en raison des enjeux économiques, a stimulé de nombreuses recherches. Diverses techniques non-linéaires ont ainsi été proposées pour effectuer un traitement 2R (*Réamplification et Remise en forme*). Nous présenterons brièvement le principe de quelques-unes de ces techniques exploitant les effets non-linéaires dans les fibres. Nous n'aborderons pas ici les traitements 3R qui incluent la resynchronisation temporelle des impulsions [300]. Nous n'évoquerons pas non plus les solutions exploitant des dispositifs comme les amplificateurs optiques à semi-conducteurs [301-303] ou bien les absorbants saturables [304, 305].

Pour remettre en forme efficacement des impulsions dégradées, une voie consiste à utiliser une boucle à miroir non-linéaire (*Nonlinear Optical Loop Mirror – NOLM*). Ce dispositif repose sur des interférences non-linéaires entre deux répliques contrapropagatives du signal à traiter [306]. L'utilisation de NOLMs accompagnés d'un filtrage spectral adéquat permet théoriquement d'augmenter de façon significative la distance de propagation de signaux à haut-débit [307-311]. Plusieurs réalisations expérimentales sont venues confirmer l'intérêt des NOLMs [312-314]. Malheureusement, le phénomène gouvernant le fonctionnement du dispositif étant avant tout basé sur des interférences, les NOLMs se montrent très sensibles vis à vis de la polarisation du signal incident [206, 315]. Les effets non-linéaires croisés ont également une influence importante [316, 317].

D'autres techniques ne reposent pas sur un phénomène interférentiel. Ainsi, la modulation de phase croisée a été exploitée pour améliorer le contraste d'impulsions [318, 319]. Citons également l'utilisation du mélange à quatre ondes où la génération de répliques d'ordres supérieurs conduit à une saturation du gain d'un amplificateur paramétrique pour les ondes signal et idler [320-322]. Dans ces conditions, la fonction de transfert du dispositif devient non-linéaire. En utilisant un filtrage spectral, une réplique d'ordre supérieur est isolée. La gigue d'amplitude sur les uns optiques [323] de ce signal décalé en longueur d'onde par rapport au signal initial a été réduite tout en maintenant le contraste entre les zéros et les uns optiques [324]. En optimisant le choix de la fibre, les zéros optiques peuvent également être régénérés [320-322, 325-328]. L'utilisation d'une configuration de pompage à deux longueurs d'ondes permet enfin d'éviter l'élargissement spectral des ondes générées [89, 329].

Les deux dernières techniques que nous évoquerons tirent profit de l'auto-modulation de phase dans une fibre optique [330] et prennent en compte l'énergie de chaque impulsion et non pas uniquement la puissance instantanée. La fonction de transfert du système est alors plus propice à la régénération optique [331].

La première technique exploite la non-linéarité dans une fibre à dispersion anormale. Les impulsions à régénérer sont, dans ce cas, amplifiées à une certaine puissance correspondant à la puissance d'un soliton fondamental (*cf. relation (42)*), puis injectées dans une fibre à dispersion anormale. Les impulsions tendent alors à adapter leur forme pour correspondre aux caractéristiques d'un soliton fondamental. L'énergie excédentaire est dissipée sous forme de rayonnement qui s'étale spectralement sur une zone plus étalée que le soliton. En filtrant spectralement les impulsions alors obtenues, il est possible d'éliminer ce rayonnement, obtenant ainsi des impulsions solitons de bonne qualité, avec une gigue d'amplitude sur les uns réduite [332] et cela sans conversion de longueur d'onde. Cette méthode a été appliquée avec succès à des communications à 40 et 160 Gbit/s [333-335] et des essais sur une transmission utilisant quatre longueurs d'ondes ont démontré sa compatibilité avec les contraintes des dispositifs multiplexés en longueurs d'ondes [333].

La seconde méthode repose sur l'élargissement spectral important des impulsions induit par auto-modulation de phase dans une fibre à dispersion normale. Cet élargissement dépend de l'énergie de chaque impulsion. En utilisant un filtre spectral décalé par rapport à la fréquence centrale du signal, il est alors possible d'opérer une discrimination entre les impulsions d'amplitude importante (*les 'uns' optiques*) et les impulsions de faible amplitude (*des impulsions fantômes par exemple*) [336]. Cette technique est également efficace pour réduire les effets de la dispersion modale de polarisation [337, 338]. Plusieurs démonstrations expérimentales ont confirmé l'intérêt de cette méthode, à des débits de 10 Gbit/s [339, 340] ou bien de 40 Gbit/s [298, 341, 342] en tirant notamment profit de fibres hautement non-linéaires [340, 343]. C'est notamment en exploitant cette technique de régénération par SPM (*complétée dans ce cas par une resynchronisation temporelle pour limiter la gigue temporelle introduite durant le processus de régénération* [344]) que Raybon *et al.* ont démontré expérimentalement la propagation d'un train codé d'impulsions à 40 Gbit/s sur plus d'un million de kilomètres [345, 346].

4.3. Régénération par similaritons

Nous présentons maintenant une nouvelle approche exploitant les propriétés spectrales des similaritons : le train d'impulsions initiales est transformé en un train de similaritons optiques qui est ensuite découpé spectralement à l'aide d'un filtre de forme gaussienne dont la fréquence centrale est décalée par rapport à la fréquence du signal.

4.3.1. Principe

Considérons tout d'abord l'évolution d'un train d'impulsions dans le régime de dispersion normale d'une fibre présentant un gain distribué généré par effet Raman ou bien par amplification erbium. L'évolution de l'enveloppe lentement variable $\psi(z,t)$ est alors décrite par l'ESNL avec un terme de gain constant (équation (64)) qui admet comme solution asymptotique un similariton optique (cf. équation (81)). Rappelons que, durant le processus d'amplification, le spectre de l'impulsion s'élargit et tend à acquérir une forme parabolique avec un chirp linéaire (cf. équation (83)). Comme l'indiquent les relations (84), la largeur spectrale ω_p de l'impulsion augmente exponentiellement avec la distance de propagation et dépend uniquement de l'énergie de l'impulsion initiale U_{ini} et des paramètres de la fibre. Le mécanisme de régénération présenté ici est essentiellement basé sur ces propriétés remarquables.

Intéressons nous, pour commencer, à l'amplification d'un train à 40 GHz contenant uniquement des 1. Nous utilisons un amplificateur Raman basé sur une fibre standard NZ-DSF d'une longueur de 1800 m avec des paramètres de dispersion et de non-linéarité identiques à la fibre utilisée dans la partie 3.4 de ce chapitre. L'amplificateur est pompé avec une puissance de 1.8 W dans une configuration contra-propagative. Cette configuration de pompage a été choisie afin de limiter l'impact de la déplétion de la pompe : dans cette situation où la puissance moyenne du signal n'est pas négligeable par rapport à la puissance de pompe, les effets temporels de déplétion de la pompe dans un pompage copropagatif (cf. chapitre IV, partie 3.2) auraient sérieusement affecté le fonctionnement de l'amplificateur (les impulsions auraient notamment vu des gains différents suivant la présence ou non d'impulsions adjacentes). La dépendance longitudinale importante du profil de gain ne va pas permettre d'utiliser les formules théoriques basées sur l'approximation d'un gain constant. Nos résultats reposeront donc essentiellement sur des simulations numériques.

La Figure 87(a1) montre le spectre du train d'impulsions à l'entrée de l'amplificateur. L'amplification auto-similaire dans la fibre NZ-DSF conduit à un élargissement spectral, tout en conservant une forme générale douce comme illustré par les figures Figure 87(b1-c1) respectivement pour des puissances moyennes initiales de 40 mW et 230 mW. Plus la puissance initiale est importante, plus le spectre sera large. Nous vérifions que le train initial d'impulsions gaussiennes (Figure 87(a2)) se transforme en un train d'impulsions paraboliques au fur et à mesure que la puissance initiale augmente (Figure 87(b2-c2)). Nous pouvons remarquer que les paramètres utilisés sont choisis de telle manière que les impulsions similaritons adjacentes ne se recouvrent pas. Cela nous permet notamment d'éviter les problèmes d'interaction (cf. chapitre V, partie 2).

Notre méthode de régénération est basée sur la dépendance de l'élargissement spectral vis-à-vis de l'énergie initiale. Cela nous permet de discriminer les impulsions représentant les '1' des impulsions fantômes de faible amplitude. Nous utilisons pour cela un filtre passe-bande dont la fréquence centrale est décalée de Δf_{filtre} par rapport à la fréquence initiale de la porteuse optique. Les impulsions énergétiques se transforment en similaritons avec un spectre large et doux et passent alors partiellement à travers le filtre optique dont le profil est représenté par des pointillés Figure 87. Par contre, nous constatons sur la Figure 87(b1) que les impulsions d'énergie initiale plus faible restent spectralement étroites et sont alors rejetées par le filtre.

La régénération par similaritons présente plusieurs propriétés remarquables qui la différencient de la méthode basée sur l'élargissement spectral dans une fibre à dispersion normale sans gain évoquée dans la partie précédente. Nous avons déjà pu voir dans le chapitre IV, partie 4.2 les différences notables entre la propagation avec ou sans gain. Ajoutons que le spectre élargi par similariton a un profil lisse, alors que le profil utilisé par la SPM est généralement accompagné de structures oscillantes couvrant le domaine entier des fréquences, ce qui implique que les paramètres doivent être optimisés avec attention pour minimiser ces oscillations spectrales [342]. De plus, le spectre et le chirp obtenus par propagation sans gain dépendent tous les deux des détails de l'impulsion initiale (*forme, chirp et énergie*) conduisant à des fluctuations d'amplitude et à une gigue temporelle des impulsions régénérées. En particulier, des impulsions avec des intensités initiales différentes acquièrent des chirps induits par la SPM différents, entraînant une gigue temporelle marquée [344]. A l'inverse, l'élargissement spectral des similaritons dépend uniquement de l'énergie des impulsions initiales, et le chirp introduit par le dispositif dépend quant à lui uniquement des paramètres de l'amplificateur. Nous espérons alors réduire les giges temporelle et d'amplitude. De plus, les impulsions filtrées présentant toutes un chirp identique, la compensation du chirp résiduel en sortie du régénérateur sera facilitée. Des arguments similaires ont été avancés par Ozeki *et al.* pour conclure à l'intérêt des sources haut-débit à similaritons par rapport à leurs analogues basées sur la SPM [249].

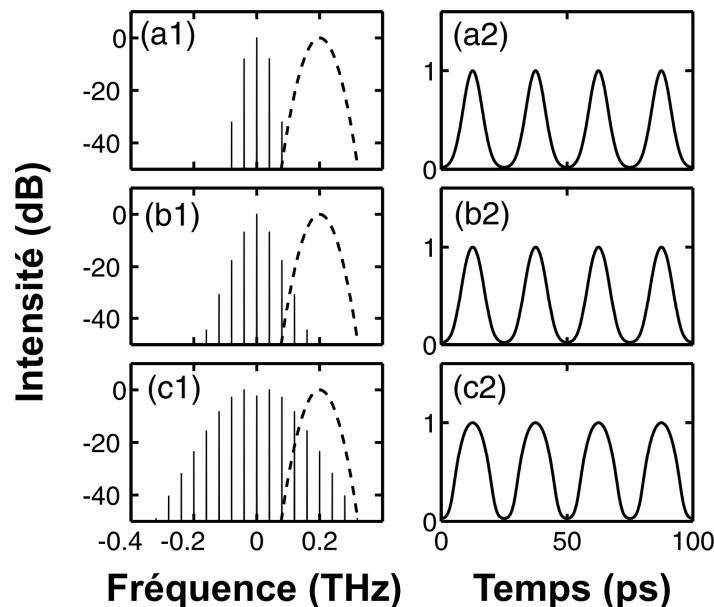


Figure 87 : Illustration de l'élargissement spectral associé à la génération d'impulsions paraboliques. Spectre en intensité en échelle logarithmique d'un train d'impulsions à 40 GHz : **(a1)** à l'entrée de la fibre **(b1)** et **(c1)** après amplification dans la fibre NZ-DSF respectivement pour une puissance moyenne initiale de 40 et 230 mW. Les courbes en pointillés représentent le profil de transmission du filtre optique. **(a2)**, **(b2)**, **(c2)** Profils temporels correspondants.

4.3.2. Simulations numériques

Pour étudier plus en détail les propriétés du régénérateur à base de similaritons, nous utilisons le logiciel commercial VPI Transmission Maker [347] de VPI Photonics. Le montage simulé est représenté Figure 88. La séquence d'impulsions pseudo-périodiques (PRBS) à 40 Gbit/s est constituée d'impulsions gaussiennes à 1550 nm de largeur à mi-hauteur 9 ps et de puissance crête 50 mW. Ce signal dont le diagramme de l'œil est représenté Figure 89(a) se propage dans une ligne de transmission usuelle constituée de 4 segments de 100 km de fibre SMF compensés par 20 km de fibre DCF. Nous avons ici négligé le bruit introduit par les différents amplificateurs erbium. Dans ces conditions, le principal élément dégradant la transmission est l'apparition d'impulsions fantômes en

raison des interactions non-linéaires inter-impulsions. Ces impulsions fantômes sont visibles sur le diagramme de l'œil du train d'impulsions en sortie de la ligne de transmission (*Figure 89(b)*).

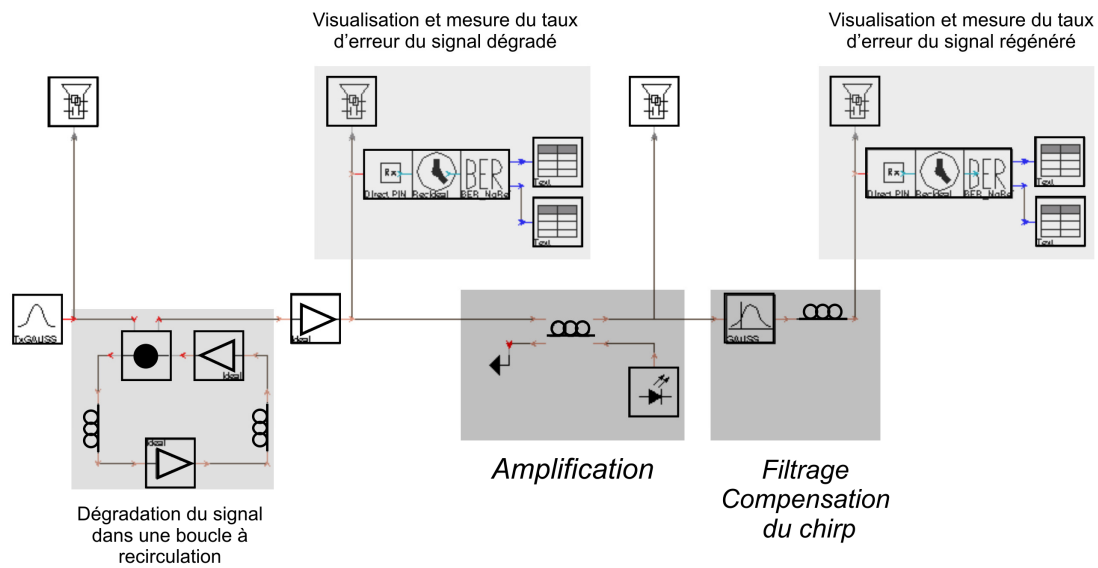


Figure 88 : Montage numérique utilisé dans VPI

Les impulsions sont ensuite amplifiées pour atteindre une puissance moyenne de 100 mW à l'entrée du générateur de similaritons Raman. Les similaritons obtenus, représentés *Figure 89(c)*, sont filtrés spectralement avec un filtre gaussien de 60 GHz décalé de $\Delta f_{\text{filtre}} = 100$ GHz par rapport à la fréquence centrale du signal. Le chirp spectral résiduel est compensé en utilisant une fibre SMF. Le diagramme de l'œil des impulsions traitées est alors représenté *Figure 89(d)*. Les impulsions fantômes et le bruit sont alors réduits de plus de 25 dB, comparé au niveau des "1" optiques. D'autre part, une réduction de 12 % de la gigue temporelle est calculée entre le train PRBS avant la régénération (*Figure 89(b)*) et le train correspondant en sortie du régénérateur (*Figure 89(d)*).

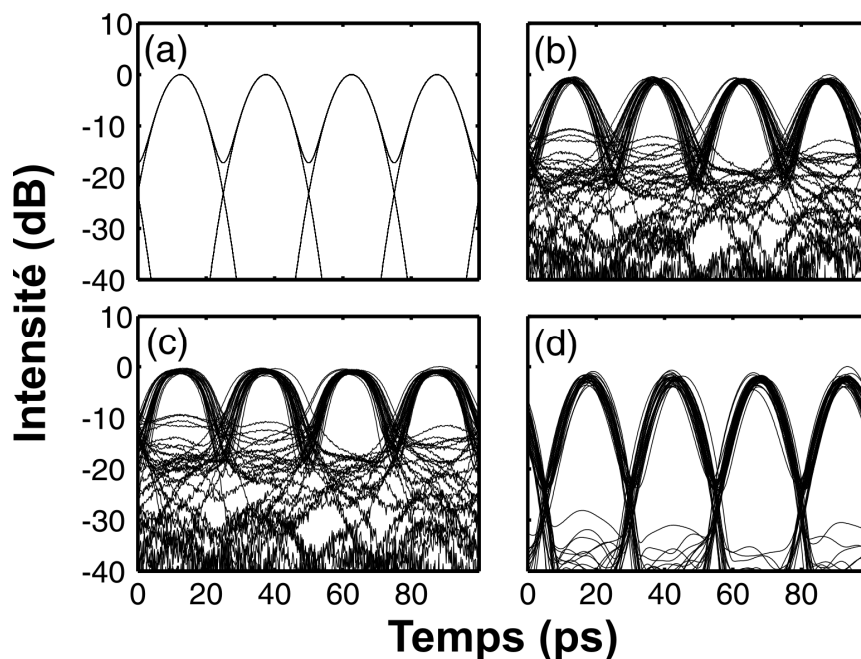


Figure 89 : Diagrammes de l'œil pour un signal PRBS à 40 Gbit/s (a) train d'impulsions initial, (b) train d'impulsions après propagation dans la ligne de transmission, (c) après amplification auto-similaire dans la fibre NZ-DSF, (d) après filtrage par un filtre décalé en fréquence de 100 GHz.

4.4. Expérience préliminaire

4.4.1. Introduction

Pour valider expérimentalement le concept de régénération par similaritons optiques, nous testons l'impact de la technique sur un train périodique de '1' et de '0' dégradés. Ce train d'impulsions à 40 Gb/s est obtenu en multiplexant temporellement deux trains à 20 GHz de puissances différentes. L'un des deux trains à 20 GHz correspond aux "1" alors que l'autre train représente les impulsions fantômes artificielles.

Nous présentons tout d'abord deux techniques possibles pour générer des trains d'impulsions à 20 GHz : l'une basée sur le mélange à quatre ondes multiples et l'autre sur la génération d'impulsions paraboliques. Nous détaillons ensuite le dispositif expérimental utilisé et les résultats obtenus.

4.4.2. Source à 20 GHz utilisée

4.4.2.1. Introduction

La transformation non-linéaire d'un battement sinusoïdal est une méthode efficace pour générer un train d'impulsions picosecondes à haut-débit. Cette transformation non-linéaire peut être effectuée en exploitant l'instabilité modulationnelle induite [348-350] ou encore la compression soliton [124, 125, 351] éventuellement dans une fibre à dispersion décroissante [183, 352, 353]. Une autre technique exploitant le mélange à quatre ondes multiple a été plus récemment étudiée au Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne, dans le cadre de la thèse de Julien Fatome, pour générer un train d'impulsions de haute qualité à 160 GHz [206, 354]. Nous présentons ici et comparons théoriquement et expérimentalement deux méthodes pour générer un train d'impulsions à un débit plus modeste (20 GHz). La première solution repose sur la technique du mélange à quatre ondes multiple apparaissant dans une fibre à dispersion anormale. La seconde solution est basée sur l'utilisation d'une fibre à dispersion normale dans laquelle le battement sinusoïdal initial évolue vers un train d'impulsions paraboliques qui permet, après recompression linéaire du chirp, d'obtenir un train d'impulsions picosecondes bien séparées [355].

Pour les deux techniques, nous générons tout d'abord un battement sinusoïdal grâce à la superposition de deux signaux continus issus de diodes lasers de fréquence ω_1 et ω_2 tel que le décalage fréquentiel $\Omega = \omega_2 - \omega_1$ soit égal à 20 GHz. Les deux ondes sont combinées grâce à un coupleur 50/50 et injectées dans un modulateur optique LiNbO₃ de phase pour s'affranchir de l'effet Brillouin stimulé [124, 206]. Le signal est alors amplifié à la puissance P_0 désirée grâce à un amplificateur à fibre dopée erbium à maintien de polarisation avant de se propager dans une fibre à dispersion soit normale, soit anormale.

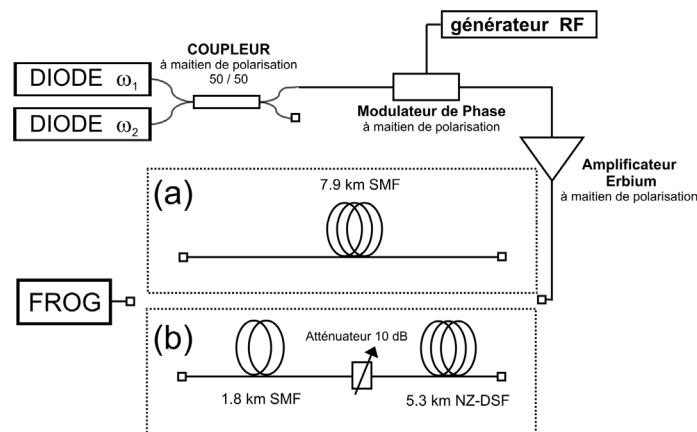


Figure 90 : Montage expérimental. (a) Configuration utilisée pour le mélange à quatre ondes multiple. (b) Configuration utilisée pour la génération d'impulsions paraboliques et leur compression linéaire.

4.4.2.2. Source en régime de dispersion anormale

La première méthode utilisée exploite la compression temporelle d'un signal sinusoïdal dans une fibre optique standard à dispersion anormale. Nous considérons une fibre de longueur 7900 m ayant des pertes linéaires de 0.3 dB/km, une dispersion de $17 \text{ ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$, une pente de dispersion de $0.055 \text{ ps}\cdot\text{nm}^{-2}\cdot\text{km}^{-1}$ et un coefficient non-linéaire de $1.3 \text{ W}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$. La combinaison des effets non-linéaires et de la dispersion anormale entraîne alors l'interaction des fréquences initiales ω_1 et ω_2 pour créer de nouvelles fréquences optiques à $\omega_1 - \Omega$ et $\omega_2 + \Omega$. Ensuite, en raison d'un processus de mélange à quatre ondes multiple, de nombreux harmoniques sont créés, conduisant à un élargissement spectral important. Cet élargissement spectral s'accompagne d'une compression temporelle forte de la modulation initialement sinusoïdale vers un train d'impulsions picosecondes bien distinctes.

Nous présentons Figure 91 les résultats des simulations numériques basées sur l'ESNL incluant les termes de pertes et de dispersion d'ordre trois. La puissance initiale aboutissant à la compression la plus forte et au chirp résiduel le plus faible est de $P_0 = 120 \text{ mW}$. Nous constatons Figure 91(a) que le profil d'intensité sinusoïdal initial (*représenté par des pointillés*) a évolué vers un train d'impulsions quasi-gaussiennes de largeur à mi-hauteur 9 ps (*impulsions en sortie de la fibre SMF représentées par une ligne continue*). Le spectre du train initial (*spectre Figure 91(c)*) présente quant à lui un élargissement important (*spectre en sortie représenté Figure 91(d)*). Quant à la phase des impulsions (*spectre Figure 91(b)*), elle est quasiment plate sur la majeure partie de l'impulsion et est marquée par des sauts de phase de π entre deux impulsions (*ce saut de phase est la conséquence du mode de génération du battement sinusoïdal initial à partir de deux ondes continues*).

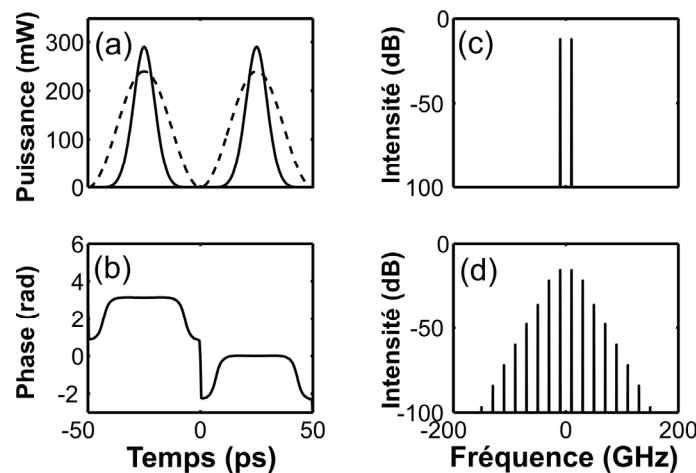


Figure 91 : Simulations numériques de l'évolution d'un signal sinusoïdal en un train d'impulsions courtes par la méthode du mélange à quatre ondes multiple. La puissance moyenne initiale est de 120 mW. **(a)** Profil d'intensité des impulsions initiales (ligne pointillée) et des impulsions recomprimées (ligne continue). **(b)** Profil de phase de l'impulsion recomprimée. **(c)** Spectre des impulsions initiales. **(d)** Spectre du train d'impulsions recomprimées.

Nous avons expérimentalement caractérisé les impulsions obtenues en sortie du dispositif par la technique FROG, adaptée à l'analyse d'un train périodique à haut-débit [206, 207]. Nous pouvons alors constater Figure 92 le bon accord des résultats expérimentaux avec les prédictions numériques. La puissance initiale expérimentalement utilisée pour obtenir une compression optimale $P'_0 = 130 \text{ mW}$ est en bon accord avec les résultats numériques.

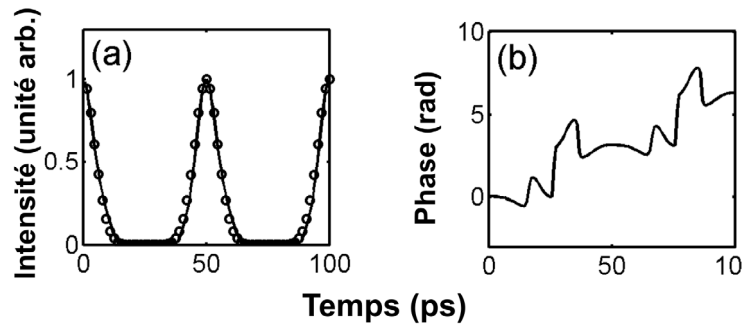


Figure 92 : Résultats expérimentaux obtenus par caractérisation FROG des impulsions recomprimées (a) Profils d'intensité expérimental (ligne continue) et théorique (cercles). (b) Profil expérimental de phase.

4.4.2.3. Source en régime de dispersion normale

La seconde méthode que nous proposons repose sur la transformation d'un battement initial sinusoïdal en train d'impulsions quasi-paraboliques linéairement chirpées. La fibre optique utilisée de longueur 5300 m est la même que celle considérée dans le chapitre V (*paramètres donnés chapitre IV, partie 3.2*). La phase de recompression est assurée par une fibre à dispersion anormale de longueur 1800 m et de paramètres identiques à la fibre SMF utilisée dans la partie précédente. Pour éviter les effets non-linéaires, nous plaçons un atténuateur de 10 dB avant la fibre de recompression.

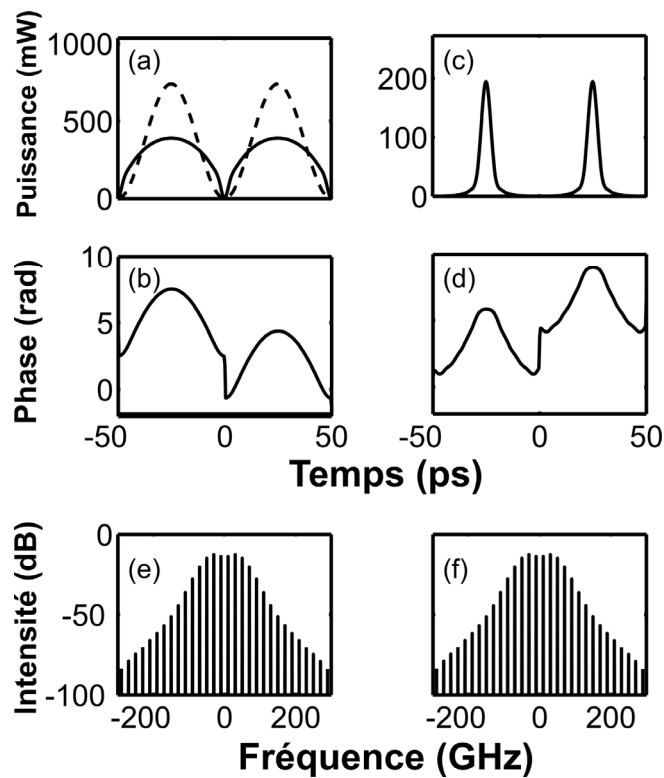


Figure 93 : Simulations numériques de la transformation d'un battement sinusoïdal en un train d'impulsions paraboliques. (a) Profils d'intensité des impulsions initiales (ligne pointillée) et des impulsions paraboliques obtenues en sortie de la fibre à dispersion normale (ligne continue). (b) Profils de phase des impulsions paraboliques. (c) Profil d'intensité des impulsions recomprimées par de la fibre SMF. (d) Phase des impulsions recomprimées (e) Spectre des impulsions paraboliques. (f) Spectre des impulsions recomprimées.

Les simulations numériques basées sur le modèle décrit précédemment et présentées Figure 93 montrent que le battement sinusoïdal initial évolue vers un train parabolique associé à une phase parabolique (*i.e. un chirp linéaire*). Le chirp important entraîne un élargissement spectral conséquent

visible Figure 93(e). Les résultats obtenus après recompression sont représentés Figure 93(c,d). Les impulsions paraboliques se sont fortement comprimées pour atteindre une largeur temporelle à mi-hauteur de 5.5 ps. Leur phase est désormais plate, mais seulement dans leur partie centrale, ce qui a pour conséquence la présence de faibles ailes dans le profil d'intensité. Le spectre des impulsions après recompression est montré Figure 93(f) et ne présente pas de différence notable avec le spectre avant compression : la recompression a donc été principalement linéaire. Les résultats optimaux ont été obtenus pour une puissance initiale $P_0 = 370$ mW.

Expérimentalement, les résultats optimaux sont obtenus pour $P'_0 = 400$ mW, en accord avec la valeur obtenue par simulations. Les profils expérimentaux d'intensité et de phase (Figure 94) obtenus par la technique FROG sont en bon accord avec les prédictions numériques.

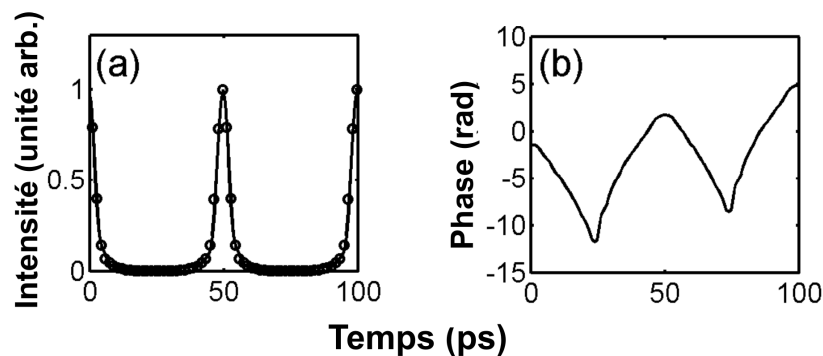


Figure 94 : Résultats expérimentaux de la caractérisation FROG des impulsions recomprimées. (a) Profil expérimental d'intensité (ligne continue) comparé aux simulations numériques (cercles). (b) Profil de phase expérimental.

4.4.2.4. Discussion

Les deux techniques présentées ici ont montré numériquement et expérimentalement leur capacité à transformer de manière non-linéaire un battement initialement sinusoïdal en un train à haut-débit d'impulsions ultra-courtes bien séparées. Dans les deux cas, nous avons également pu vérifier expérimentalement que la source était largement accordable en longueur d'onde du moment que les fréquences ω_1 et ω_2 pouvaient être ajustées. La principale limite de l'accordabilité était alors liée à la bande passante de gain finie des amplificateurs erbium utilisés.

Les impulsions les plus courtes sont obtenues par la technique utilisant une fibre à dispersion normale. Un inconvénient réside alors dans la présence d'ailes plus marquées que pour la technique du mélange à quatre ondes multiple. A noter également la puissance initiale plus importante requise dans le cas de l'utilisation d'impulsions paraboliques.

Nous comparons Figure 95 l'influence du signal initial sur le signal obtenu après recompression. Ainsi, nous avons représenté le profil d'intensité obtenu par recompression d'un train initial d'impulsions sinusoïdales codé (avec la présence de '0' et de '1' optiques – profil représenté Figure 95(a)), pour la technique à mélange à quatre ondes (Figure 95) et pour la technique à base d'impulsions paraboliques (Figure 95). Nous pouvons constater que, pour la première méthode, la forme de l'impulsion recomprimée dépend de sa position dans la séquence d'impulsions. En effet, le processus de compression par mélange à quatre ondes multiple repose sur la présence de bande de fréquences localisées. L'utilisation d'un codage va élargir ces bandes de fréquences, ce qui va perturber le processus. Un tel phénomène n'apparaît pas dans le cadre de la méthode à base d'impulsions paraboliques où chaque impulsion évolue indépendamment de ces voisines. Nous pourrions montrer de manière similaire la dépendance du processus de mélange à quatre ondes vis-à-vis du codage en phase (impulsions initiales présentant un saut de phase de π ou non entre deux voisines).

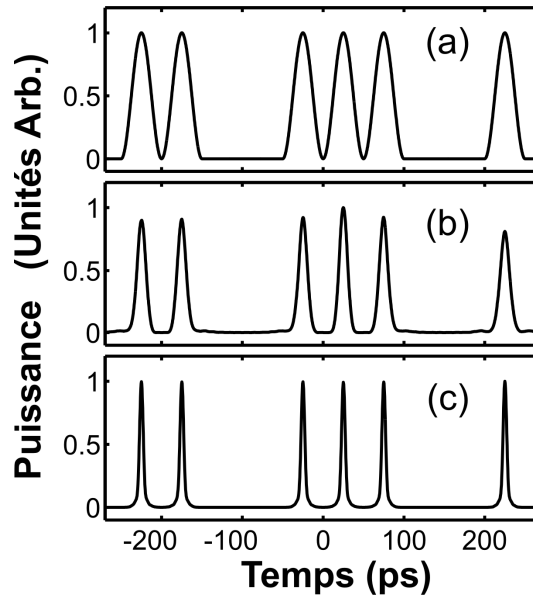


Figure 95 : Résultats des simulations numériques de la compression d'un signal sinusoïdal codé avec un saut de phase de π entre deux impulsions consécutives. **(a)** Train d'impulsions initiales codé. **(b)** Train d'impulsions comprimées par mélange à quatre ondes multiple. **(c)** Train d'impulsions comprimées par la méthode des impulsions paraboliques.

La méthode utilisant des impulsions paraboliques se révèle donc la plus robuste vis-à-vis du signal initial. Notons bien que, dans la méthode proposée ici, nous n'utilisons pas de gain : les impulsions paraboliques que nous générons ne sont donc pas des similaritons optiques tels que nous les avons définis dans le chapitre II. Un montage générant un train de similaritons optiques à 10 GHz a été récemment proposé par Ozeki *et al.* [249] : dans ce cas, les impulsions initiales n'étaient pas un battement sinusoïdal mais étaient des impulsions de 2.4 ps générées par une diode laser à modes bloqués.

4.4.3. Montage expérimental du régénérateur à similaritons

Pour générer les trains d'impulsions à 20 GHz nécessaires à la validation du concept de régénérateur par similaritons optiques, nous choisissons la technique basée sur le mélange à quatre ondes multiple. Le montage expérimental est représenté Figure 96. Le train d'impulsions à 40 Gbit/s est obtenu en multiplexant temporellement le signal à 20 GHz par l'intermédiaire d'une ligne à retard similaire à celle utilisée dans le chapitre V, partie 2.4.1. Un atténuateur variable permet de contrôler le rapport entre les "1" optiques et les impulsions fantômes.

Le signal à 40 Gbit/s est ensuite amplifié à la puissance moyenne désirée à l'aide d'un amplificateur à fibre dopée erbium et envoyé dans 1800 m de fibre NZ-DSF de dispersion normale. Une pompe de 1.8 W délivrée par un laser Raman est injectée dans la fibre NZ-DSF dans une configuration contrapropagative. Le découpage spectral réalisé en sortie du régénérateur à similariton est effectué grâce à deux filtres successifs à réseau de Bragg de Teraxion (*cf. partie 3.2.3 – nous avons employé deux filtres afin d'obtenir un meilleur taux de réjection lors du filtrage*). La longueur d'onde centrale des filtres gaussiens est 1548.6 nm ($\Delta f_{\text{filtre}} = 200 \text{ GHz}$ si la longueur d'onde centrale du signal est 1550 nm) et leur bande passante à 3 dB est de 85 GHz. La caractérisation du train d'impulsions régénérées a été effectuée à l'aide d'un autocorrélateur basé sur la génération de second harmonique.

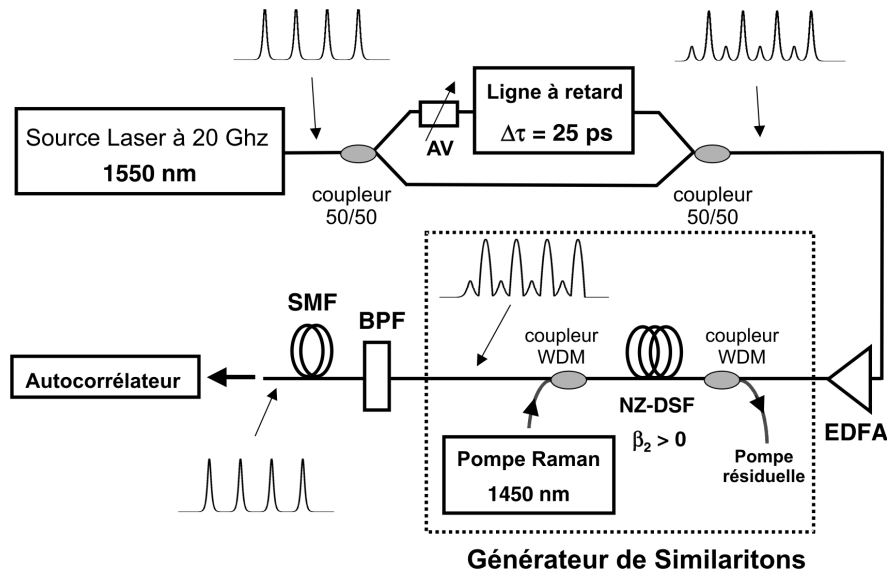


Figure 96 : Montage expérimental de la régénération : AV, atténuateur variable; EDFA, amplificateur à fibre dopé erbium; BPF : filtre optique passe-bande.

4.4.4. Résultats expérimentaux

Nous avons tout d'abord fait varier le décalage spectral Δf_{filtre} en modifiant la fréquence centrale du signal délivré par notre source accordable en longueur d'onde. La Figure 97(a) montre le signal d'autocorrélation pour le train à 40 Gbit/s obtenu à l'entrée du dispositif de régénération (*cercles*) et à la sortie pour différentes valeurs du décalage spectral Δf_{filtre} (106 GHz, 125 GHz et 200 GHz - *tirets, pointillés et ligne continue respectivement*). Pour $\Delta f_{\text{filtre}} = 200$ GHz (*ligne pleine*), la suppression des impulsions fantômes est clairement observée alors que les "1" demeurent inchangés.

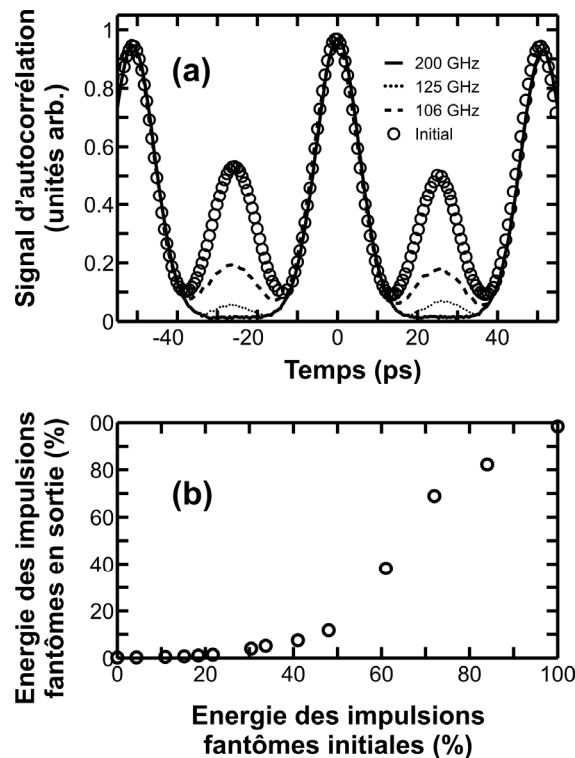


Figure 97 : (a) Signal d'autocorrélation expérimental du train à 40 Gbit/s à l'entrée (*cercles*) de l'amplificateur Raman et à la sortie pour différentes valeurs du décalage Δf_{filtre} . (b) Énergie relative (par rapport à l'énergie des '1') des impulsions fantômes en sortie de l'amplificateur en fonction de leur énergie relative à l'entrée du dispositif. Le filtre est décalé de $\Delta f_{\text{filtre}} = 200$ GHz.

Pour une valeur constante du décalage spectral $\Delta f_{\text{filtre}} = 200$ GHz, nous avons également mesuré en sortie la proportion de l'énergie des impulsions fantômes par rapport à l'énergie des impulsions "1" en fonction de ce rapport à l'entrée du régénérateur. Les résultats expérimentaux représentés Figure 97(b) montrent que les impulsions fantômes sont efficacement supprimées même pour des énergies importantes. Plus précisément, la proportion des impulsions fantômes demeure inférieure à 1 % aussi longtemps que la proportion des impulsions initiales est sous la barre des 20 %. Notons que le seuil pour la suppression des impulsions fantômes peut facilement être modifié en ajustant sur la fréquence centrale du filtre. Comme attendu, la fonction de transfert du filtre est non-linéaire si bien que seules les impulsions de forte énergie sont transmises. De plus, nous vérifions sur la Figure 97(b) que pour une énergie d'impulsions fantômes comparable à celle de l'énergie des 1, les impulsions fantômes sont transmises en totalité par le régénérateur à similaritons.

4.5. Test sur un système télécom

4.5.1. Introduction

L'expérience précédente nous a permis de valider le concept de régénération optique sur un train d'impulsions à haut-débit (*nous avons utilisé un train avec un saut de phase de π entre chaque impulsion, ce qui correspond à un signal de type CS-RZ 'Carrier Suppressed- Return to Zero'*). Le train d'impulsions utilisé n'était néanmoins pas codé, le spectre étant alors constitué de pics uniformément espacés de 20 GHz. Une extension intéressante de cette première expérience est donc de tester expérimentalement les performances du dispositif sur une séquence d'impulsions pseudo-aléatoire. Ne disposant pas à Dijon du matériel permettant de coder à haut-débit un train télécom, nous avons contacté Erwan Pincemin [356-358] de France Telecom R&D à Lannion qui possède un équipement complet de génération, propagation et caractérisation d'un train codé télécom à 40 Gbit/s. L'accueil favorable reçu nous a permis de réaliser en mars 2005 quelques tests que nous reportons ici.

4.5.2. Montage expérimental

Nous avons eu accès à la boucle à recirculation à 40 Gbit/s de France Telecom à Lannion, ainsi qu'à toute l'expertise d'Erwan Pincemin. Nous décrivons ici les tests utilisés en utilisant un codage Return to Zero (RZ). D'autres tests avec des signaux CS-RZ ont également été effectués et ont donné qualitativement des résultats similaires.

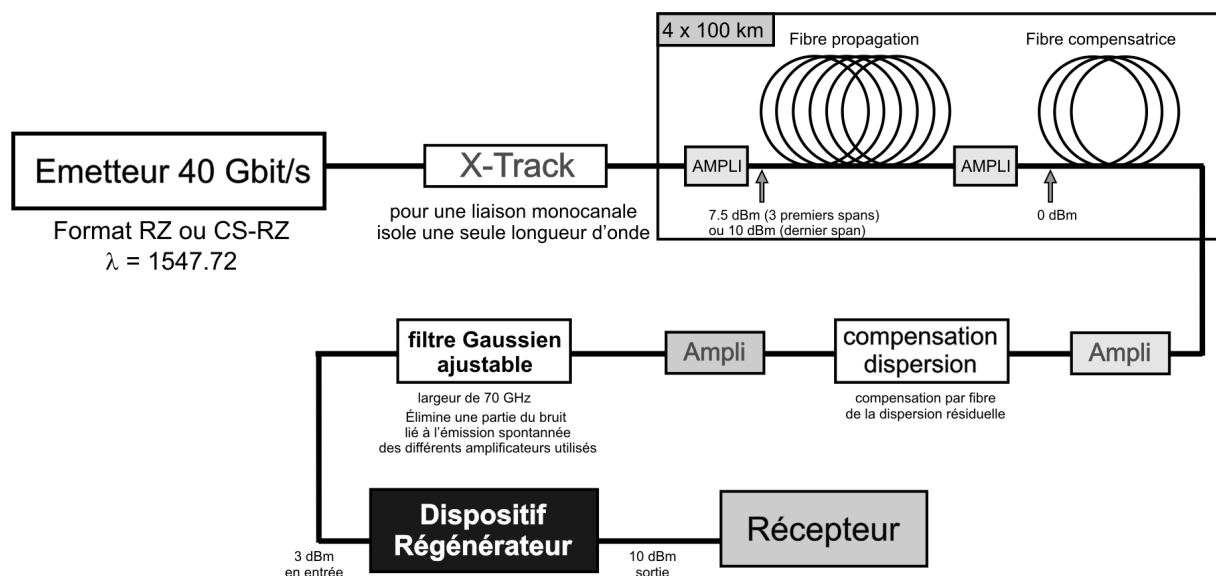


Figure 98 : Montage expérimental utilisé pour le test mené à France Telecom Lannion

Le dispositif expérimental est détaillé Figure 98. Les impulsions initiales ont une longueur d'onde centrale à 1547.66 nm et une largeur temporelle à mi-hauteur faisant un tiers du temps de bit (*signaux RZ-33*), soit 8.3 ps. Le signal se propage dans 4 spans de 100 km de fibre compensés en dispersion. Une partie du bruit d'émission spontanée des amplificateurs erbium est éliminée par un filtre Gaussien ajustable d'une largeur spectrale de 70 GHz (*FWHM*).

Le signal détérioré est alors envoyé dans le dispositif régénérateur à similaritons identique à celui présenté dans la partie précédente avec une puissance moyenne de 3 dBm à l'entrée du système régénérateur. Un amplificateur erbium permet d'atteindre une puissance moyenne de 23 dBm à l'entrée de l'amplificateur Raman à similariton. Les filtres utilisés pour le découpage spectral sont identiques à ceux utilisés dans l'expérience précédente. L'écart Δf_{filtre} est ici de 85 GHz.

4.5.3. Résultats

Le signal est désormais codé. Comme nous pouvons le constater sur l'enregistrement haute résolution présenté Figure 99(a), le spectre du signal ne se limite donc plus uniquement à quelques pics de Dirac. L'essentiel de l'information sera contenu dans la base de ces pics. Après passage dans le régénérateur à similaritons, la Figure 99(b) confirme l'élargissement spectral conséquent subi par le signal. Le spectre du signal après filtrage est représenté Figure 100(a). Une asymétrie non négligeable caractérise ce spectre. Ce phénomène peut principalement être relié à la non platitude du spectre des similaritons : à 85 GHz, la zone découpée se situe sur un flanc du spectre du similariton généré. Elargir davantage spectralement le spectre des similaritons constitue une solution que nous envisagerons plus en détail dans la partie 4.6.

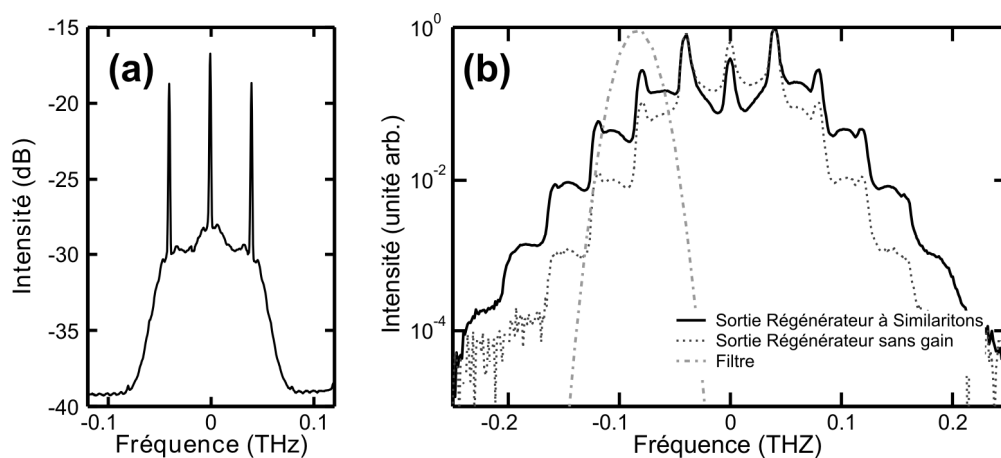


Figure 99 : (a) Spectre haute résolution du signal initial RZ-33 (b) Spectre (résolution ANRITSU 0.07 nm) en sortie du dispositif régénérateur avec gain (ligne continue) et sans gain (pointillés). Le filtre spectral est représenté par un trait mixte.

La Figure 100(b) représente les diagrammes de l'œil pour les impulsions à l'entrée de la boucle à recirculation (b1), à l'entrée du système de régénération (b2) et à la sortie du système de régénération (b3). Nous pouvons constater que la propagation dans la boucle à recirculation a dégradé la qualité des impulsions initiales. La Figure 100(b3) montre que le signal décalé de 85 GHz conserve une ouverture correcte de l'œil. Néanmoins, il est visible que la qualité du signal ne s'est pas vraiment améliorée, le rapport signal sur bruit semblant même s'être dégradé.

Cette impression est confirmée par la mesure du taux d'erreur après régénération qui est de $3.56 \cdot 10^{-5}$, valeur à comparer à celle mesurée avant régénération qui est de $1.02 \cdot 10^{-7}$.

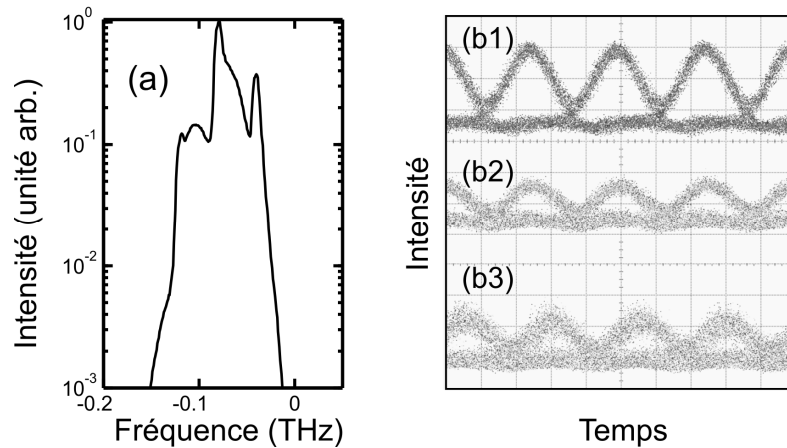


Figure 100 : (a) Spectre du signal filtré décalé de 85 GHz par rapport au signal initial. Diagrammes de l'œil des signaux à l'entrée de la boucle à recirculation (b1), à la sortie de la boucle à recirculation (b2) et à la sortie du dispositif de régénération (b3).

4.5.4. Conclusion

Même si ce premier test sur un système télécom n'a pas démontré la capacité régénératrice de notre dispositif, nous obtenons tout de même en sortie du dispositif une copie du signal décalée en longueur d'onde, ce qui présente un intérêt dans le domaine de la conversion de fréquences.

Pour expliquer ces performances assez éloignées de nos attentes, plusieurs facteurs peuvent être avancés. Tout d'abord, la nature du signal à régénérer est à prendre en compte. Nous avons consacré nos efforts théoriques principalement sur l'élimination des impulsions fantômes : nous avons ainsi analysé une configuration où leur génération était marquée et où nous n'avons pas pris en compte le bruit d'émission spontanée lié aux différents amplificateurs. Lors du test expérimental effectué à France Telecom, les phénomènes dégradant le signal durant la propagation sont multiples et dans ces conditions, le bruit d'amplification a un impact qui n'est plus négligeable.

Nous avons pu également constater expérimentalement, en testant quelques longueurs d'ondes initiales différentes, l'influence de l'écart Δf_{filtre} sur les résultats obtenus. Mais, nos filtres et les sources n'étant pas accordables, nous n'avons pas pu faire varier de manière continue la position des filtres. Une analyse plus poussée des propriétés du filtrage (*largeur spectrale du filtre, position, forme*) permettrait d'améliorer substantiellement les performances réalisables.

Enfin, il est apparent sur la Figure 99(b) que l'élargissement spectral obtenu à la sortie de notre dispositif gagnerait à être augmenté. Pour cela, utiliser des puissances de pompe Raman ou des puissances initiales plus importantes ne semble pas une solution techniquement intéressante. La voie à suivre pour améliorer les performances semble plutôt de recourir à une fibre hautement non-linéaire.

4.6. Simulations complémentaires

Nous testons dans cette dernière partie numériquement l'impact de l'utilisation d'une fibre hautement non-linéaire dans la phase d'amplification. Nous considérons le même montage que celui utilisé Figure 88. La fibre hautement non-linéaire que nous utilisons a une longueur de 1000 m, un coefficient non-linéaire de $10.5 \cdot 10^{-3} \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, une dispersion normale β_2 de $1.5 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$ avec une pente S_D de $0.019 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-2}$ et une atténuation de 0.9 dB/km. Ces paramètres correspondent à ceux des fibres optiques non-linéaires commercialisées par OFS [172].

La puissance moyenne du signal injecté dans l'amplificateur est de 19 dBm (80 mW) et celle de la pompe est de 1.2 W. Les spectres du signal à l'entrée du dispositif régénérateur, à la sortie de l'amplificateur à similariton et après filtrage sont représentés sur la Figure 101, respectivement (a), (b)

et (c). L'élargissement spectral des similaritons est ici bien plus important que dans le cas reposant sur une fibre NZ-DSF et pour des puissances mises en jeu considérablement réduites.

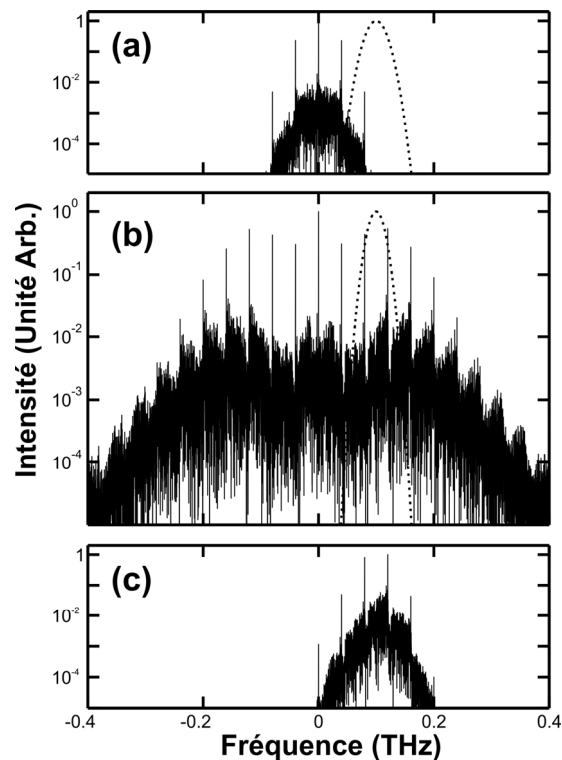


Figure 101 : Spectres du signal initial (a), spectre du signal après amplification similariton par effet Raman dans une fibre hautement non-linéaire (b), et spectre du signal après filtrage (c).

La Figure 102 compare les diagrammes de l'œil avant et après régénération pour une impulsion après 400 km de propagation dans la boucle à recirculation pour un facteur de qualité de 7.4 (cf. annexe de [105] pour la définition du facteur de qualité). Le passage dans le régénérateur à fibre hautement non-linéaire a permis d'éliminer efficacement les impulsions fantômes, ce qui permet d'atteindre un facteur de qualité de 16.5. Nous pouvons toutefois remarquer une gigue temporelle plus importante en sortie de l'amplificateur, caractéristique des dispositifs régénératifs de type SPM [344].

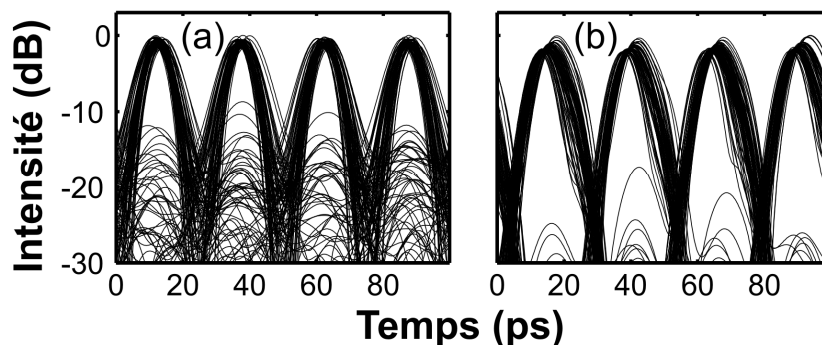


Figure 102 : Diagrammes de l'œil avant (a) et après régénération (b)

Nous avons également vérifié expérimentalement que le signal régénéré présentait, après propagation, de meilleures performances que le signal non régénéré (autrement dit, que notre dispositif n'améliorait pas seulement la détection mais également la capacité éventuelle des impulsions à se propager). La Figure 103 compare le signal non-régénéré (a), facteur de qualité 5.7) et le signal régénéré (b), facteur de qualité 11.1) avant propagation dans un tronçon de 100 km de

SMF compensé par 20 km de DCF. Nous constatons que la propagation du signal non régénéré donne de très mauvais résultats (*(c)*, facteur de qualité 3.5) alors que le signal régénéré conserve une ouverture de l'œil acceptable (*(d)*, facteur de qualité 6.3).

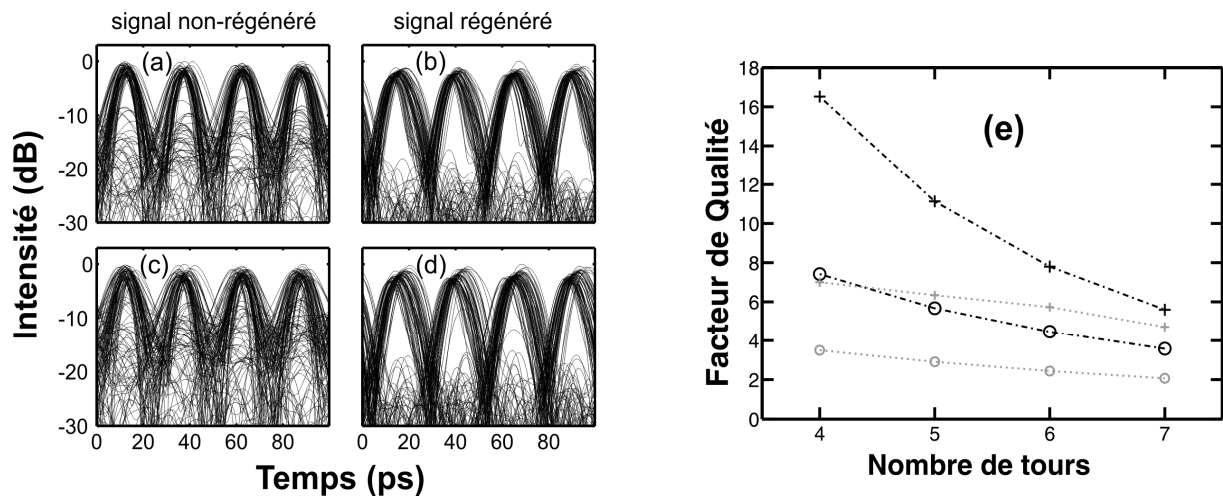


Figure 103 : Diagrammes de l'œil du signal avant régénération (a) et après régénération (b). Ces signaux se propagent ensuite dans 100 km de fibre SMF dont la dispersion a été convenablement compensée. Le signal régénéré, conserve, après propagation (d), une ouverture de l'œil supérieure à celle du signal non régénéré (c). (e) Evolution du facteur de qualité en fonction du nombre de tours effectués avant régénération. Facteur de qualité avant régénération (grands cercles) et après régénération (grandes croix). Les impulsions sont ensuite propagées dans 100 km de fibre SMF compensés en dispersion. Les résultats du signal non-régénéré (petits cercles) sont comparés avec le signal régénéré (petites croix)

4.7. Conclusion sur la régénération par similaritons

Nous avons proposé un nouveau dispositif de régénération optique de signaux de télécommunications haut-débit. Nous avons pu vérifier expérimentalement sur un signal non-codé la capacité d'un régénérateur basé sur une fibre NZ-DSF à éliminer des impulsions parasites. Des tests sur un train télécom codé ont montré certaines limites à l'utilisation de fibres NZ-DSF. L'utilisation de fibres hautement non-linéaires à dispersion normale laisse entrevoir, numériquement, une solution à ce problème. Une autre voie à explorer consiste à remplacer l'amplification Raman par l'amplification à base de fibres dopées erbium [249].

Le nombre de paramètres du dispositif de régénération étant assez important (*puissances de pompe, puissance initiale du signal, propriétés du filtrage, configuration de pompage contra-propagative ou bien bi-directionnelle...*), une optimisation de ces différents paramètres pourrait améliorer les performances du dispositif. La réalisation d'un régénérateur à deux étages (*premier étage décalant les longueurs d'onde de Δf_{filtre} , le second de $-\Delta f_{\text{filtre}}$*) pourrait également être intéressante si l'on désire avoir des longueurs d'ondes avant et après le régénérateur identiques.

5. CONCLUSION

Nous avons présenté dans ce chapitre plusieurs applications des similaritons. La compression temporelle des similaritons pour générer des impulsions ultra-courtes avec des puissances crêtes importantes et un profil temporel de grande qualité est sans doute l'application qui a, pour le moment, motivé le plus de recherches.

Nous avons proposé, à l'occasion de cette thèse, deux nouvelles applications potentielles. La première exploite les propriétés spectrales des similaritons optiques pour mettre en forme des impulsions optiques. Le dispositif obtenu, totalement fibré dans le cas de l'utilisation de réseaux de

Bragg, se montre particulièrement robuste vis à vis de la modification des caractéristiques de l'impulsion initiale.

Le second domaine où nous avons pu tirer parti des propriétés des similaritons optiques est le domaine de la régénération d'un train d'impulsions télécom à haut-débit dégradé par l'apparition d'impulsions fantômes. Nous avons démontré numériquement et expérimentalement l'intérêt d'un dispositif où le spectre élargi d'un similariton optique est spectralement filtré par un filtre décalé en longueur d'onde. Nos premiers essais reposaient sur une fibre à zéro de dispersion décalé, mais des simulations numériques indiquent que les performances réalisables peuvent être nettement améliorées par l'utilisation d'une fibre hautement non-linéaire à dispersion normale.

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Ce mémoire rapporte mon travail de thèse réalisé de 2002 à 2005 dans l'équipe Solitons et Communications Optiques du Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne sous la direction du professeur Guy Millot. Le sujet en a été l'étude des similaritons dans les amplificateurs à fibre optique à dispersion normale. Ces impulsions avaient été mises en évidence en 2000 par Fermann *et al.* dans les amplificateurs à fibre dopée ytterbium à dispersion normale. Dans ce cas, il avait été démontré théoriquement et expérimentalement que toute impulsion évoluait asymptotiquement vers une impulsion au profil d'intensité parabolique associé à un chirp linéaire de pente positive. Sous l'influence combinée de la dispersion, de la non-linéarité et du gain, cette impulsion parabolique évolue de manière auto-similaire, subissant une croissance exponentielle de ses largeurs temporelle et spectrale et de son amplitude.

Tous les travaux expérimentaux liés aux similaritons avaient été effectués dans des fibres dopées terres-rares, à des longueurs d'ondes proches de $1.1 \mu\text{m}$. Notre premier objectif a été d'utiliser un autre processus d'amplification pour générer des similaritons optiques : l'effet Raman. Notre étude, première à être conduite aux longueurs d'ondes des télécommunications optiques ($1.55 \mu\text{m}$), a ainsi démontré expérimentalement la possibilité d'exploiter l'amplification Raman en association avec des éléments (*fibres et sources*) tous disponibles commercialement. L'amplificateur a été réalisé à l'aide d'une fibre NZ-DSF d'une longueur de 5.3 km.

L'utilisation des techniques de caractérisation en intensité et en phase nous a permis une détermination précise des propriétés de l'impulsion en sortie de l'amplificateur. Nous avons ainsi pu vérifier les caractères respectivement parabolique et linéaire des profils d'intensité et de chirp. Ces résultats expérimentaux sont en excellent accord avec les résultats issus du modèle numérique que nous avons développé. Pour modéliser avec un temps de calcul raisonnable l'évolution de l'impulsion dans l'amplificateur Raman, nous avons utilisé un système d'équations couplées qui a permis de prendre en compte efficacement les effets de walk-off responsables d'une déplétion localisée de la pompe.

Nous avons ensuite pu souligner, pour la première fois expérimentalement, plusieurs propriétés fondamentales des similaritons optiques. Ces impulsions, solutions asymptotiques de l'équation de Schrödinger non linéaire avec un terme de gain constant, ont comme originalité de résister au wave-breaking optique et d'être théoriquement indépendantes de la forme ou du bruit de l'impulsion initiale. Nous avons ainsi montré expérimentalement que, quelles que soient la forme et la largeur temporelle des impulsions initiales, le similariton généré ne dépend que de l'énergie initiale et des propriétés de la fibre amplificatrice. Si ce similariton est injecté dans une fibre passive à dispersion normale, l'impulsion conservera sa forme parabolique et son chirp linéaire. Nous avons également mené une étude expérimentale de la dépendance des similaritons vis-à-vis de l'énergie initiale des impulsions et du gain dans l'amplificateur. Les résultats ont permis d'illustrer le comportement intrinsèquement non-linéaire des similaritons.

Nous nous sommes ensuite intéressés à l'influence de la configuration de pompage. Que l'amplificateur soit utilisé dans une configuration co- ou bien contra- propagative, des similaritons sont dans tous les cas générés. Par contre, la largeur temporelle et la puissance crête des similaritons

obtenus varient. L'utilisation de la configuration contrapropagative permet alors d'obtenir la meilleure efficacité de pompage, réduisant fortement les effets de déplétion observés en configuration copropagative.

Les résultats de toutes ces études effectuées dans le cadre de l'amplification Raman peuvent être étendus au cas de l'amplification par fibres dopées terres-rares.

Si la dynamique d'un similariton unique est désormais bien connue, très peu de travaux ont, par contre, abordé le problème de la génération et de la propagation de plusieurs similaritons, de fréquence centrale identique ou bien différente. Une étape suivante nous a conduit à considérer théoriquement et expérimentalement le cas d'une paire d'impulsions similariton.

Si les deux (*espace indésirable*) impulsions initiales ont la même fréquence, les similaritons se recouvrent en raison de leur élargissement temporel progressif. La superposition de deux impulsions avec des chirps opposés crée alors un battement sinusoïdal. Ce battement évolue ensuite, en raison de la non-linéarité, de la dispersion normale et du gain adiabatique dans l'amplificateur Raman, vers un train de solitons gris. Nous avons ainsi mis en évidence un moyen original de générer un train à ultra-haut débit (*plusieurs centaines de GHz*) de solitons gris dans des fibres optiques. Le débit peut être facilement ajusté en modifiant l'écart temporel entre les impulsions initiales.

Si les fréquences centrales des impulsions initiales sont distinctes, la différence entre les vitesses de groupe des impulsions peut entraîner une situation de collision entre deux similaritons. Durant cette collision, le profil d'intensité est marqué par l'apparition, dans la zone de recouvrement, d'une modulation sinusoïdale, modulation dont la fréquence décroît progressivement, de manière quasi-linéaire, au cours de la collision. Le spectre est, quant à lui, marqué par des effets de modulation de phase croisée. Néanmoins, les similaritons se révèlent être des impulsions globalement robustes, capables de retrouver leurs propriétés caractéristiques à l'issue de la collision.

La connaissance précise des propriétés des similaritons optiques nous a permis d'imaginer deux applications innovantes.

La première consiste à utiliser les propriétés spectrales des similaritons optiques pour synthétiser de manière précise des impulsions de forme désirée : à partir d'impulsions initiales quelconques, nous avons généré des similaritons que nous filtrons ensuite spectralement pour obtenir le profil d'intensité spectral désiré. Nous avons effectué également une compensation du chirp spectral linéaire des similaritons. Ces deux opérations peuvent être effectuées simultanément par un réseau de Bragg chirpé, permettant ainsi l'obtention d'un montage totalement fibré. Ce dispositif présente l'avantage majeur d'être extrêmement robuste vis-à-vis des fluctuations de l'impulsion initiale : en raison des propriétés intrinsèques des similaritons, l'impulsion initiale peut ainsi connaître d'importants changements de forme ou d'énergie initiale sans affecter notablement la qualité de l'impulsion synthétisée.

La seconde application que nous avons développée concerne l'utilisation des similaritons dans le domaine de la régénération optique des signaux de télécommunication à très-haut débit : l'utilisation d'un amplificateur à similaritons, combinée avec un filtrage décalé en fréquence, permet d'éliminer efficacement les impulsions fantômes, impulsions parasites générées à l'emplacement de '0', qui dégradent fortement le facteur de qualité des communications. Nous avons démontré numériquement et également expérimentalement le potentiel des similaritons optiques pour supprimer ces impulsions fantômes dans le cas de trains non codés d'impulsions à 40 GHz. Des essais expérimentaux menés sur des signaux codés ont montré que les performances obtenues avec des fibres NZ-DSF n'étaient pas suffisantes. L'utilisation de fibres non-linéaires, facilitant l'obtention d'un élargissement spectral conséquent, paraît une solution pour améliorer considérablement les performances réalisables avec le dispositif régénérateur à similaritons.

Nous pouvons maintenant clore ce mémoire en envisageant différentes perspectives et futurs développements basés sur ce travail de thèse.

Parmi ces perspectives, il serait dans un premier temps intéressant d'approfondir l'étude de la régénération tout optique par similaritons. Les travaux sur un amplificateur exploitant l'effet Raman dans une fibre hautement non-linéaire sont ainsi à poursuivre. Le recours à des fibres dopées erbium peut constituer une alternative intéressante à explorer. L'utilisation d'un système régénérateur à deux étages permettrait également de proposer un dispositif où les fréquences en entrée et en sortie de la fibre ne seraient pas modifiées. Tous ces objectifs requièrent une étude théorique visant à optimiser les paramètres de l'amplificateur à similariton utilisé pour une régénération à des débits de 40 Gbit/s ou bien de 160 Gbit/s. L'utilisation d'une boucle à recirculation permettra de valider et de comparer expérimentalement les différentes solutions envisagées. Une attention toute particulière sera portée sur les giges temporelles et d'amplitude introduites par le dispositif régénérateur.

J'aimerais également étudier le comportement de similaritons dans une chaîne d'amplificateurs. Les amplificateurs de forte puissance sont en effet généralement composés de plusieurs étages et il est ainsi envisageable de cascader plusieurs amplificateurs à similaritons, le but étant toujours d'accroître les énergies délivrées en sortie de la chaîne. Cette étude ne serait pas réalisée dans le cadre des télécommunications optiques ou de l'amplification Raman, mais se baserait plutôt sur des fibres ytterbium. Pour accroître les performances des amplificateurs, l'utilisation de fibres à large aire effective sera envisagée. Un autre support intéressant sera les fibres microstructurées dopées terres-rares. En combinant ces nouveaux types de fibres, l'objectif sera alors de dépasser le seuil de $1\mu\text{J}$ d'énergie par impulsion, avec des durées temporelles inférieures à 200 fs.

Ces deux points pourront, je l'espère, être développés au cours d'une année post-doctorale en Angleterre, à l'Optical Research Center situé à Southampton.

TRAVAUX RÉALISÉS DURANT CETTE THÈSE

Articles dans des revues internationales à comité de lecture :

- P1. **C. Finot, G. Millot, C. Billet, and J.-M. Dudley** : *Experimental generation of parabolic pulses via Raman amplification in optical fibre*, Optics Express 11, 1547-1552 (2003).
- P2. **A. Mussot, E. Lantz, H.e Maillotte, T. Sylvestre, C. Finot and S. Pitois** : *Spectral broadening of a partially coherent CW laser beam in single-mode optical fibres*, Optics Express 12, 2838-2843 (2004).
- P3. **C. Finot, G. Millot and J.-M. Dudley** : *Asymptotic characteristics of parabolic similariton pulses in optical fibre amplifiers*, Optics Letters 29, 2533-2535 (2004).
- P4. **C. Finot and G. Millot** : *Synthesis of optical pulses by use of similaritons*, Optics Express 12, 5104-5109 (2004).
- P5. **C. Finot, G. Millot, S. Pitois, C. Billet, and J.-M. Dudley** : *Numerical and experimental study of parabolic pulses generated via Raman amplification in standard optical fibres*, IEEE J. Select. Topics in Quantum Electron., special issue on Nonlinear Optics, 10, 1211-1218 (2004).
- P6. **C. Finot** : *Influence of the pumping configuration on the generation of optical similaritons in optical fibres*, Optics Communications 249, 553-561 (2005).
- P7. **C. Finot, S. Pitois and G. Millot** : *Regenerative 40 Gbit/s wavelength converter based on similariton generation*, Optics Letters 30, 1776-1778 (2005), article sélectionné par le Virtual Journal of Ultrafast Science 4 (Juillet 2005).
- P8. **C. Finot and G. Millot** : *Interactions of optical similaritons*, Optics Express 13, 5825-5830 (2005).
- P9. **C. Finot and G. Millot** : *Collisions of optical similaritons*, Optics Express 13, 7653-7665 (2005)
- P10. **S. Pitois, C. Finot, S. Fatome, B. Sinardet and G. Millot** : *Generation of 20-GHz picosecond pulse trains in the normal and anomalous dispersion regimes of optical fibers*, sous presse, Optics Communications (2005).
- P11. **C. Finot, J. Dudley and G. Millot** : *Generation of a train of dark solitons by interactions of optical similaritons in a Raman fibre amplifier*, article invité soumis à Optical Fiber Technology (2005).
- P12. **C. Finot and G. Millot** : *Interactions et collision de similaritons optiques*, article invité, soumis à Physicalia Magazine.
- P13. **C. Finot and G. Millot** : *Experimental comparison of different techniques of phase and intensity measurement based on spectrum and correlation analysis*, en préparation.

Communications à des colloques à comité de lecture avec actes :

Présentations orales (le nom du conférencier est souligné)

- C1. **C. Billet, J.-M. Dudley, C. Finot, and G. Millot** : *Parabolic pulse generation at 1550 nm via Raman amplification in standard telecommunications grade dispersion shifted fibre*, CLEO 2003 (Conference on Laser and ElectroOptic) Munich, 22-27 Juin 2003.
- C2. **C. Finot, G. Millot C. Billet, and J.-M. Dudley** : *Experimental generation of parabolic pulses at 1550 nm via Raman amplification in non zero dispersion shifted fibre*, ECOC (European Conference on Optical Communication), Rimini, 20-24 Septembre 2003.
- C3. **C. Finot, G. Millot C. Billet, and J.-M. Dudley** : *Observation et caractérisation de similaritons optiques générés par amplification Raman dans une fibre optique standard*, 22^{èmes} Journées Nationales de l'Optique Guidée, Valence, 12-14 Novembre 2003.
- C4. **C. Finot, G. Millot and J.-M. Dudley** : *Similaritons Raman*, 7^{ième} rencontre du Non-Linéaire, Paris, 10-12 Mars 2004.
- C5. **C. Finot, S. Pitois, G. Millot, C. Billet and J.-M. Dudley** : *Experimental properties of parabolic pulses generated via Raman amplification in standard optical fibres*, NLGW (Nonlinear Guided Waves and Their Applications), Toronto, 28-31 Mars 2004

- C6. **C. Finot, S. Pitois and G. Millot** : *Synthèse temporelle d'impulsions et régénération optique de signaux télécom par Similaritons Raman*, 23 Journées Nationales de l'Optique Guidée, Paris, 25-27 Octobre 2004.
- C7. **A. Mussot, E. Lantz, H. Maillotte, T. Sylvestre, C. Finot, S. Pitois** : *Elargissement spectral d'un faisceau laser partiellement cohérent et continu dans les fibres optiques*, 23 Journées Nationales de l'Optique Guidée, Valence, 25-27 Octobre 2004.
- C8. **J. Dudley, C. Billet, C. Finot et G. Millot** : *Intermediate Asymptotic Evolution and Photonic Bandgap Fiber Compression of Optical Similaritons*, Bragg Gratings, Poling & Photosensitivity / 30th Australian Conference on Optical Fibre Technology (BGPP/ACOFT) 2005, Sidney, Australie, 4-8 juillet 2005, **présentation invitée**
- C9. **C. Finot, G. Millot** : *Interaction et collision de similaritons optiques*, Congrès général 2005 de la Société Française de Physique et de la Belgian Physical Society, Lille, 29 Août-2 Septembre 2005, **prix de la meilleure communication jeune chercheur**

Présentations par affiche

- C10. **C. Finot, G. Millot, C. Billet and J.-M. Dudley** : *Génération de similaritons optiques à 1550 nm par amplification Raman dans une fibre à dispersion décalée*, COLOQ 8 (COntférence sur les Lasers et l'Optique Quantique), Toulouse, 3-5 Septembre 2003.
- C11. **C. Finot and G. Millot** : *Interactions de similaritons optiques : du similariton au soliton noir*, 8^{ième} rencontre du Non-Linéaire, Paris, 9-11 Mars 2005.
- C12. **C. Finot and G. Millot** : *Collision de similaritons optiques dans un amplificateur optique fibré Raman*, COLOQ 9 (COntférence sur les Lasers et l'Optique Quantique), Dijon, 7-9 Septembre 2005.
- C13. **C. Finot and G. Millot** : *Comparaison expérimentale de différentes techniques de caractérisation en intensité et en phase d'impulsions optiques ultracourtes*, COLOQ 9 (COntférence sur les Lasers et l'Optique Quantique), Dijon, 7-9 Septembre 2005.

Communications invitées :

- C14. **C. Finot** : *Raman Similaritons*, Summer school New Concept in Photonics and Optical Communications, Dijon - France, 21-25 juin 2004
- C8. **J. Dudley, C. Billet, C. Finot et G. Millot** : *Intermediate Asymptotic Evolution and Photonic Bandgap Fiber Compression of Optical Similaritons*, Bragg Gratings, Poling & Photosensitivity / 30th Australian Conference on Optical Fibre Technology (BGPP/ACOFT) 2005, Sidney, Australie, 4-8 juillet 2005

Autres communications :

Communications orales

- C15. **C. Finot** : *Similaritons Raman*, 5^{ième} Journées de l'école doctorale Carnot, **prix SFP section Bourgogne/Franche-Comté**, Besançon, 6-7 Mai 2004
- C16. **C. Finot** : *Les similaritons optiques : concept, démonstration expérimentale et applications*, séminaire donné au Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne, Dijon, 10 Décembre 2004
- C17. **C. Finot** : *Applications des similaritons optiques*, 6^{ième} Journées de l'école doctorale Carnot, Dijon, 18-19 Mai 2005

Posters

- C18. **C. Finot** : *Génération et propagation d'impulsions paraboliques par amplification Raman dans une fibre à dispersion décalée*, 4^{ième} Journées de l'Ecole Doctorale Carnot, **prix SFP section Bourgogne/Franche-Comté de la meilleure communication par affiche**, Dijon-France, 16 Mai 2003.

Contrat industriel :

- C11. **S. Pitois, P. Tchofo Dinda, G. Millot, J. Fatome, A. Tonello et C. Finot.** : *Etudes des limites des systèmes de transmission terrestre WDM à très haut débit (Nx160 Gbit/s ou plus)*, rapport final du contrat de recherche France Télécom n° 42 56 26 63 (2004)

NOTATIONS UTILISÉES

Description d'une onde lumineuse :

ψ	Champ électrique d'une onde lumineuse
$\tilde{\psi}$	Transformée de Fourier du champ électrique
$P(t)$	Puissance temporelle du champ électrique d'une onde lumineuse (cf. équation (14))
$S(\omega)$	Spectre d'une impulsion lumineuse (cf. équation (17))
$\varphi(t)$	Phase temporelle d'une impulsion (cf. équation (19))
$\varphi(\omega)$	Phase spectrale d'une impulsion (cf. équation (19))
$\delta(\omega)$	Chirp fréquentiel (cf. équation (23))
$\delta\omega(t)$	Chirp temporel ou fréquence instantanée (cf. équation (21))
C	Coefficient de chirp linéaire d'une impulsion (cf. équation (22))
U	Energie d'une impulsion (cf. équation (16))
U_{ini}	Energie initiale d'une impulsion
T_{FWHM}	Largeur temporelle totale à mi-hauteur d'une impulsion (cf. équation (15))
z	Distance de propagation
t	Temps dans un référentiel évoluant à la vitesse de groupe
ω	Pulsation
ω_0	Pulsation centrale de l'impulsion
f	Fréquence
β	Constante de propagation (cf. équation (4))
β_0	Constante de propagation à la fréquence ω_0
λ	Longueur d'onde

Paramètres d'une fibre :

L	Longueur de la fibre
α	Coefficient de pertes linéiques (cf. équation (1))
g	Gain linéaire d'une fibre amplificatrice
G	Gain intégré d'un amplificateur
D	Dispersion chromatique (cf. équation (2))
S_D	Pente de la dispersion chromatique (cf. équation (3))
β_2	Coefficient de dispersion d'ordre 2 (cf. équation (5))
β_3	Coefficient de dispersion d'ordre 3 (cf. équation (6))
γ	Coefficient de non-linéarité (cf. équation (11))
A_{eff}	Aire effective du mode fondamental (cf. équation (12))
L_D	Longueur de dispersion (cf. équation (25))
L_{NL}	Longueur non-linéaire (cf. équation (25))

Différentes impulsions :

ψ_s	Champ signal
ψ_r	Champ pompe Raman
ψ_S	Champ électrique d'un soliton brillant (cf. équation (43))
ψ_{DB}	Champ électrique d'un soliton noir (cf. équation (49))
ψ_D	Champ électrique d'un soliton gris (cf. équation (45))
β_R	Vitesse relative des solitons gris (cf. équation (50))
B	Facteur de contraste du soliton sombre (cf. équation (45))
ψ_p	Champ électrique d'une impulsion parabolique (cf. équation (51))
ψ_P	Champ électrique d'un similariton (cf. équation (81))
C_P	Coefficient de chirp linéaire d'un similariton (cf. équation (82))
T_P	Largeur temporelle d'un similariton (cf. équation (82))
ω_P	Largeur spectrale d'un similariton (cf. équation (84))

Divers :

\mathcal{F}	Transformée de Fourier (cf. équation (18))
\mathcal{F}^{-1}	Transformée de Fourier inverse (cf. équation (18))
ΔT_0	Ecart temporel initial entre deux impulsions
Ω	Ecart fréquentiel entre deux impulsions

LISTE DES ACRONYMES

DCF	Fibre à compensation de la dispersion (<i>Dispersion Compensating Fiber</i>)
EDFA	Amplificateur à fibre dopée erbium (<i>Erbium Doped Fiber Amplifier</i>)
ESNL	Equation de Schrödinger Non-Linéaire
FROG	Frequency Resolved Optical Gating
FWHM	Largeur Totale à mi-hauteur (<i>Full Width at Half Maximum</i>)
NZ-DSF	Non-Zero Dispersion Shifted Fiber
PICASO	Phase and Intensity from Cross-correlation And Spectrum Only
PRBS	Séquence d'impulsions pseudo-aléatoire (<i>Pseudo Random Bit Sequence</i>)
SPM	Auto-modulation de phase (<i>Self-Phase modulation</i>)
TIVI	Temporal Information Via Intensity
XPM	Modulation de phase croisée
WDM	Communication multiplexées en longueurs d'ondes (<i>Wavelength Division multiplexed</i>)

BIBLIOGRAPHIE

1. J.S. Russell. *Report on waves, Technical Report*. in *14th meeting of the British association for the Advancement of Science*. **1845**. London.
2. M.H. Bazin and M.H. Darcy, *Recherches hydrauliques, deuxième partie*. Imprimerie Impériale, **1865**, vol **P. III-XV**, p. 153.
3. M. Remoissenet, *Waves called solitons : concepts and experiments*. Third Edition (2003) ed: Springer.
4. T. Maiman, *Stimulated optical radiation in Ruby masers*. Nature, **1960**, vol **187**, p. 493.
5. A.L. Schawlow and C.H. Townes, *Infrared and optical masers*. Phys. Rev., **1958**, vol **112(6)**, p. 1940–1949.
6. Y.S. Kivshar and G.I. Stegeman, *Spatial optical solitons, guiding light for futur technologies*, in *Optics & Photonics News*. **Février 2002**. p. 59-63.
7. R. Maurer, D. Keck, and P. Schultz, *Fiber-optic wire or "optical waveguide fibers"*, 3,711,262.
8. L.F. Mollenauer, R.H. Stolen, and J.P. Gordon, *Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers*. Phys. Rev. Lett., **1980**, vol **45(13)**, p. 1095-1098.
9. V.E. Zakharov and S. Wabnitz, *Optical solitons : theoretical challenges and industrial perspectives*, ed. EDP Sciences and Springer Verlag. **1999**.
10. R.J. Mears, L. Reekie, L.M. Jauncey, and D.N. Payne, *Low noise erbium doped fibre amplifier operating at 1.54 um*. Electron. Lett., **1987**, vol **23**, p. 1026.
11. E. Desurvire, J.R. Simpson, and P.C. Becker, *High-gain erbium-doped travelling-wave fiber amplifier*. Opt. Lett., **1987**, vol **12(11)**, p. 888-890.
12. J. Hecht, *The evolution of optical amplifiers*, in *Optics & Photonics News*. **Aout 2002**. p. 36-39.
13. K. Tamura and M. Nakazawa, *Pulse compression by nonlinear pulse evolution with reduced optical wave breaking in erbium-doped fiber amplifiers*. Opt. Lett., **1996**, vol **21**, p. 68-70.
14. M.E. Fermann, V.I. Kruglov, B.C. Thomsen, J.M. Dudley, and J.D. Harvey, *Self-similar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers*. Phys. Rev. Lett., **2000**, vol **84(26)**, p. 6010-6013.
15. A. Hasegawa and F. Tappert, *Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. II. Normal dispersion*. Appl. Phys. Lett., **1973**, vol **23(4)**, p. 171-172.
16. A. Hasegawa and F. Tappert, *Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion*. Appl. Phys. Lett., **1973**, vol **23(3)**, p. 142-144.
17. B. Sapoval, *Universalités et fractales*, ed. Flammarion. **2001**.
18. B.B. Mandelbrot, *The Fractal Geometry of Nature*. Freeman. **1982**, San Francisco.
19. C. Finot, G. Millot, C. Billet, and J.M. Dudley, *Experimental generation of parabolic pulses via Raman amplification in optical fiber*. Opt. Express, **2003**, vol **11**, p. 1547-1552.
20. R. Trebino, *Frequency-Resolved Optical Gating : the measurement of ultrashort laser pulses*. **2000**: Norwell, MA : Kluwer Academic Publishers 2000.
21. G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics, Third Edition*. **2001**: San Fransisco, CA : Academic Press.
22. K. Tsujikawa, K. Tajima, and J. Zhou, *Intrinsic loss of optical fibers*. Optical Fiber Technology, **2005**, vol **11**, p. 319-331.
23. A.E. Willner, *Chromatic dispersion and polarisation-mode dispersion : managing key limitations in optical communication systems*, in *Optics & Photonics News*. **Mars 2002**. p. 16-21.
24. G. Millot and P. Tchofo-Dinda, *Basic principles of nonlinear effects in optical fibres*, in *Encyclopedia of Modern Optics*, B. Guenther, D. Steel, and L. Bayvel, Editors. **2005**, Elsevier Science.
25. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*. Seventh Edition ed. **1999**: Cambridge University Press.
26. G.V. Grigoryan, I.T. Lima, T. Yu, V.S. Grigoryan, and C.R. Menyuk, *Using colour to understand lighth transmission*. Optics & Photonics News, **2000**, vol **11(8)**, p. 44-50.
27. Positive Ligth, *Chirped Pulses and the meaning of Fourier transform limited*. **2002**, Technical note.
28. A.C. Peacock, *Self Similar amplification and propagation of parabolic pulses in optical fibers*, **2001**, Master thesis at Auckland University, New-Zealand.
29. W.J. Tomlinson, R.H. Stolen, and A.M. Johnson, *Optical wave-breaking of pulses in nonlinear optical fibers*. Opt. Lett., **1985**, vol **10(9)**, p. 457-459.

30. J.E. Rothenberg and D. Grischkowsky, *Observation of the formation of an optical intensity shock and wave-breaking in the nonlinear propagation of pulses in optical fibers*. Phys. Rev. Lett., **1989**, vol **62**(5), p. 531-534.
31. G. Millot and P. Tchofo-Dinda, *Physical origin and properties of optical fibre solitons*, in *Encyclopedia of Modern Optics*, B. Guenther, D. Steel, and L. Bayvel, Editors. **2005**, Elsevier Science.
32. K. Tai, A. Hasegawa, and A. Tomita, *Observation of modulational instability in optical fibers*. Phys. Rev. Lett., **1986**, vol **56**(2), p. 135-138.
33. K. Tajima and K. Washio, *Generalized view of gaussian pulse-transmission characteristics in single-mode optical fibers*. Opt. Lett., **1985**, vol **10**(9), p. 460-462.
34. J.S. Aitchison, Y. Silberberg, A.M. Weiner, D.E. Leaird, M.K. Oliver, J.L. Jackel, E.M. Vogel, and D.A. Smith, *Spatial optical solitons in planar glass waveguides*. J. Opt. Soc. Amer. B, **1991**, vol **8**(6), p. 1290-1297.
35. J.S. Aitchison, A.M. Weiner, Y. Silberberg, M.K. Oliver, J.L. Jackel, D.E. Leaird, E.M. Vogel, and P.W.E. Smith, *Observation of spatial solitons in a nonlinear glass waveguide*. Opt. Lett., **1990**, vol **15**(9), p. 471-473.
36. D. Anderson and M. Lisak, *Propagation characteristics of frequency-chirped super-Gaussian optical pulses*. Opt. Lett., **1986**, vol **11**(9), p. 569-571.
37. R.H. Stolen and Q. Lin, *Self-phase modulation in silica optical fibers*. Phys. Rev. A, **1978**, vol **17**(4), p. 1448-1453.
38. S.C. Pinault and M.J. Potasek, *Frequency broadening by self-phase modulation in optical fibers*. J. Opt. Soc. Amer. B, **1985**, vol **2**(8), p. 1318-1319.
39. J.A.C. Weideman and B.M. Herbst, *Split-step methods for the solution of the nonlinear Schrödinger equation*. SIAM J. Numer. Anal., **1986**, vol **23**, p. 285-507.
40. H. Nakatsuka, D. Grischkowsky, and A.C. Balant, *Nonlinear picosecond-pulse propagation through optical fibers with positive group velocity dispersion*. Phys. Rev. Lett., **1981**, vol **47**(13), p. 910-913.
41. J.E. Rothenberg, *Femtosecond optical shocks and wave-breaking in fiber propagation*. J. Opt. Soc. Amer. B, **1989**, vol **6**(12), p. 2392-2401.
42. C.M. Chen and P.L. Kelley, *Nonlinear pulse compression in optical fibers : scalings laws and numerical analysis*. J. Opt. Soc. Amer. B, **2002**, vol **19**(9), p. 1961-1967.
43. J.M. Dudley, A.C. Peacock, and G. Millot, *The cancellation of nonlinear and dispersive phase components on the fundamental optical fiber soliton : a pedagogical note*. Opt. Commun., **2001**, vol **240**, p. 307-314.
44. J.H.V. Price, W. Belardi, T.M. Monro, A. Malinowski, A. Piper, and D.J. Richardson, *Soliton transmission and supercontinuum generation in holey fiber, using a diode pumped Ytterbium fiber source*. Opt. Express, **2002**, vol **10**(8), p. 382-387.
45. J.P. Gordon, *Theory of the soliton self-frequency shift*. Opt. Lett., **1986**, vol **11**(10), p. 662-664.
46. F.M. Mitschke and L.F. Mollenauer, *Discovery of the soliton self-frequency shift*. Opt. Lett., **1986**, vol **11**(10), p. 659-661.
47. D. Anderson and M. Lisak, *Asymptotic linear dispersion of optical pulses in the presence of fiber nonlinearity and loss*. Opt. Lett., **1985**, vol **10**(8), p. 390-392.
48. K. Tajima, *Compensation of soliton broadening in nonlinear optical fibers with loss*. Opt. Lett., **1987**, vol **12**(1), p. 54-56.
49. A. Hasegawa, *Amplification and reshaping of optical solitons in a glass fiber IV : use of the stimulated Raman process*. Opt. Lett., **1983**, vol **8**(12), p. 650-652.
50. L.F. Mollenauer, R.H. Stolen, and M.N. Islam, *Experimental demonstration of soliton propagation in long fibers : loss compensated by Raman gain*. Opt. Lett., **1985**, vol **10**(5), p. 229-231.
51. A. Hasegawa, *Optical solitons in fibers for communications systems*, in *Optics & Photonics News*. **2002**. p. 33-37.
52. G.G. Luther and M.S. Alber, *Nonlinear waves, nonlinear optics and your communications future*. Nonlinear Science Today, **1997**, vol.
53. L.F. Mollenauer, M.J. Neubelt, S.G. Evangelides, J.P. Gordon, J.R. Simpson, and L.G. Cohen, *Experimental study of soliton transmission over more than 10 000 km in dispersion-shifted fiber*. Opt. Lett., **1990**, vol **15**(21), p. 1203-1205.
54. L.F. Mollenauer and K. Smith, *Demonstration of soliton transmission over more than 4000 km in fiber with loss periodically compensated by Raman gain*. Opt. Lett., **1988**, vol **13**(8), p. 675-677.
55. R.H. Stolen, L.F. Mollenauer, and W.J. Tomlinson, *Observation of pulse restoration at the soliton period in optical fibers*. Opt. Lett., **1983**, vol **8**(3), p. 187-189.
56. J.P. Gordon, *Interactions forces among solitons in optical fibers*. Opt. Lett., **1983**, vol **8**(11), p. 596-598.
57. F.M. Mitschke and L.F. Mollenauer, *Experimental observation of interaction forces between solitons in optical fibers*. Opt. Lett., **1987**, vol **12**(5), p. 355-357.

58. M. Nakazawa, *Random evolution and coherence degradation of a high-order optical soliton train in the presence of noise*. Opt. Lett., **1999**, vol **24**(5), p. 318-320.
59. G.P. Agrawal, *Effect of intrapulse stimulated Raman scattering on soliton-effect pulse compression in optical fibers*. Opt. Lett., **1990**, vol **15**(4), p. 224-226.
60. A.M. Weiner, J.P. Heritage, R.J. Hawkins, R.N. Thurston, E.M. Kirschner, D.E. Leaird, and W.J. Tomlinson, *Experimental observation of the fundamental dark soliton in optical fibers*. Phys. Rev. Lett., **1988**, vol **61**(21), p. 2445-2448.
61. P. Emplit, M. Haelterman, and J.P. Hamaide, *Picosecond dark soliton over 1-km fiber at 850 nm*. Opt. Lett., **1993**, vol **18**(13), p. 1047-1049.
62. M. Lisak, D. Anderson, and B.A. Malomed, *Dissipative damping of dark solitons in optical fibers*. Opt. Lett., **1991**, vol **16**(24), p. 1936-1938.
63. W. Zhao and E. Bourkoff, *Periodic amplification of dark solitons using stimulated Raman scattering*. Opt. Lett., **1989**, vol **14**(15), p. 808-810.
64. Y. Chen and J. Atai, *Absorption and amplification of dark solitons*. Opt. Lett., **1991**, vol **16**(24), p. 1933-1935.
65. W. Zhao and E. Bourkoff, *Generation, propagation, and amplification of dark solitons*. J. Opt. Soc. Amer. B, **1992**, vol **9**(7), p. 1134-1144.
66. Y. Chen, *Black solitons in dispersion-managed fiber transmission systems*. Opt. Lett., **1997**, vol **22**(3), p. 157-159.
67. Y.S. Kivshar, M. Haelterman, P. Emplit, and J.P. Hamaide, *Gordon-Haus effect on dark solitons*. Opt. Lett., **1994**, vol **19**(1), p. 19-21.
68. J.P. Hamaide, P. Emplit, and M. Haelterman, *Dark Soliton jitter in amplified optical transmission systems*. Opt. Lett., **1991**, vol **16**(20), p. 1578-1580.
69. W. Zhao and E. Bourkoff, *Propagation properties of dark solitons*. Opt. Lett., **1989**, vol **14**, p. 703-705.
70. W. Zhao and E. Bourkoff, *Interactions between dark solitons*. Opt. Lett., **1989**, vol **14**(24), p. 1371-1373.
71. N.Q. Ngo, L.N. Binh, and X. Dai, *Dark optical soliton generators and detectors*. Opt. Commun., **1996**, vol **132**, p. 389-402.
72. R.N. Thurston and A.M. Weiner, *Collisions of dark solitons in optical fibers*. J. Opt. Soc. Amer. B, **1991**, vol **8**(2), p. 471-477.
73. D.R. Andersen, D.E. Hooton, G.A. Swartzlander, and A.E. Kaplan, *Direct measurement of the transverse velocity of the dark spatial solitons*. Opt. Lett., **1990**, vol **15**(14), p. 783-785.
74. P. Emplit, J.P. Hamaide, F. Reynaud, C. Froehly, and A. Barthelemy, *Picosecond steps and dark pulses through nonlinear single mode fiber*. Opt. Commun., **1987**, vol **62**(6), p. 374-379.
75. P. Emplit, M. Haelterman, R. Kashyap, and M.D. Lathouwer, *Fiber Bragg Grating for Optical Dark Soliton Generation*. IEEE Photon. Technol. Lett., **1997**, vol **9**(8), p. 1122-1124.
76. W. Zhao and E. Bourkoff, *Generation of dark solitons under a cw background using waveguide electro-optic modulators*. Opt. Lett., **1990**, vol **15**, p. 405-407.
77. P.V. Mamyshev and S.V. Chernikov, *Ultrashort-pulse propagation in optical fibers*. Opt. Lett., **1990**, vol **15**(19).
78. D.J. Richardson, R.P. Chamberlin, L. Dong, and D.N. Payne, *Experimental demonstration of 100 GHz dark soliton generation and propagation using dispersion decreasing fibre*. Electron. Lett., **1994**, vol **30**(16), p. 1326-1327.
79. A.K. Atieh, P. Myslinski, J. Chrostowski, and P. Galko, *Generation of multigigahertz bright and dark soliton pulse trains*. Opt. Commun., **1997**, vol **133**, p. 541-548.
80. J.E. Rothenberg and H.K. Heinrich, *Observation of the formation of dark-soliton trains in optical fibers*. Opt. Lett., **1992**, vol **17**(4), p. 261-263.
81. J.E. Rothenberg, *Dark soliton trains formed by visible pulse collisions in optical fibers*. Opt. Commun., **1991**, vol **82**(1), p. 107-111.
82. J.E. Rothenberg, *Colliding visible picosecond pulses in optical fibers*. Opt. Lett., **1990**, vol **15**(8), p. 443-445.
83. J.A.R. Williams, K.M. Allen, N.J. Doran, and P. Emplit, *The generation of quasi-continuous trains of dark soliton-like pulses*. Opt. Commun., **1994**, vol **112**, p. 333-338.
84. D. Anderson, M. Desaix, M. Karlson, M. Lisak, and M.L. Quiroga-Teixeiro, *Wave-breaking-free pulses in nonlinear optical fibers*. J. Opt. Soc. Amer. B, **1993**, vol **10**, p. 1185-1190.
85. C. Finot, G. Millot, and J.M. Dudley. *Similaritons Raman*. in *7ième rencontre du Non-Linéaire*. **2004**. Paris, France.
86. S. Bordaïs and Y. Jaouën, *Les systèmes optiques à amplification Raman*, in *Photoniques*. **2004**. p. 46-48.
87. S. Namiki and Y. Emori, *Broadband Raman Amplifiers for WDM Transmission*, in *Optics & Photonics News*. **2002**. p. 52-56.

88. A. Mussot, *Amplification paramétrique dans les fibres optiques pour les télécommunications à haut-débit*, **2004**, Thèse à l'Université de Franche-Comté.
89. S. Radic and C.J. McKinstrie, *Optical amplification and signal processing in highly nonlinear optical fiber*. IEICE Trans. Electron., **2005**, vol **88**(5), p. 859-869.
90. F.Ö. Ilday, *Theory and practice of high-energy femtosecond fiber lasers*, **2004**, Thèse à Cornell University.
91. J.H.V. Price, *The development of high power, pulsed fiber laser systems and their applications*, **2003**, Thesis at Southampton University, New-Zealand.
92. A. Malinowski, A. Piper, J.H.V. Price, K. Furusawa, Y. Jeong, J. Nilsson, and D.J. Richardson, *Ultrashort-pulse Yb³⁺ fiber based laser and amplifier system producing > 25 W average power*. Opt. Lett., **2004**, vol **29**(17), p. 2073-2075.
93. F.Ö. Ilday, H. Lim, J.R. Buckley, and F.W. Wise, *Practical all-fiber source of high-power, 120 fs pulses at 1 μ m*. Opt. Lett., **2003**, vol **28**(15), p. 1362-1364.
94. L.A. Zenteno and D.T. Walton, *Novel fiber lasers and Applications*, in *Optics & Photonics News*. **Mars 2003**. p. 38-42.
95. N. Peyghambarian and A. Schülzgen, *Fiber lasers, high-power devices in compact packages*, in *Optics & Photonics News*. **Juin 2005**. p. 36-41.
96. A. Galvanauskas, *High Power Fiber Lasers*, in *Optics & Photonics News*. **Juillet 2004**. p. 42-47.
97. L.F. Mollenauer, P.V. Mamyshev, J. Gripp, M.J. Neubelt, N. Mamysheva, L. Grüner-Nielsen, and T. Veng, *Demonstration of massive wavelength-division multiplexing over transoceanic distances by use of dispersion-managed solitons*. Opt. Lett., **2000**, vol **25**(10), p. 704-706.
98. A. Galvanauskas, M.E. Fermann, and D. Harter, *High-power amplification of femtosecond optical pulses in a diode-pumped fiber system*. Opt. Lett., **1994**, vol **19**(16), p. 1201-1203.
99. VPI Photonics, *VPIcomponentMaker - Optical Amplifiers User's Manual*. **2003**.
100. X. Liu, J. Chen, C. Lu, and X. Zhou, *Optimizing gain profile and noise performance for distributed fiber Raman amplifiers*. Opt. Express, **2004**, vol **12**(24), p. 6053-6056.
101. J.P. Limpert, A. Liem, T. Gabler, H. Zellmer, A. Tünnermann, S. Unger, S. Jetschke, and H.-R. Müller, *High-average-power picosecond Yb-doped fiber amplifier*. Opt. Lett., **2001**, vol **16**(23), p. 1849-1851.
102. S.S.-H. Yam, Y. Akasaka, Y. Kubota, and H. Inoue, *Hybrid doped fiber amplifier with 100-nm bandwidth for coarse wavelength division multiplexing*. Opt. Commun., **2005**, vol **249**, p. 539-542.
103. H. Toda, M. Suzuki, R. Takami, H. Sotobayashi, T. Miyazaki, T. Mikino, J. Inoue, and W. Chujo. *1,5 Tbit/s (75*20 Gbit/s) DWDM transmission using Er³⁺ doped tellurite fiber amplifiers and a single otdm demultiplexing scheme*. in *ECOC*. **2002**. Copenhagen.
104. F. Furusawa, T. Kogure, T.M. Monro, and D.J. Richardson, *High gain efficiency amplifier based on an erbium doped aluminosilicate holey fiber*. Opt. Express, **2004**, vol **12**(15), p. 2452-3458.
105. G.P. Agrawal, *Applications of nonlinear fiber optics*. **2001**: Academic Press.
106. M. Nakazawa, Y. Kimura, and K. Suzuki, *Ultralong Dispersion-Shifted Erbium-Doped Fiber Amplifier and Its Application to Soliton Transmission*. IEEE J. Quantum Electron., **1990**, vol **26**(12), p. 2103-2108.
107. D.J. Dougherty, F.X. Kärtner, H.A. Haus, and E.P. Ippen, *Measurement of the Raman gain spectrum of optical fibers*. Opt. Lett., **1995**, vol **20**(1), p. 31-33.
108. R.H. Stolen, J.P. Gordon, W.J. Tomlinson, and H.A. Hauss, *Raman response function of silica-core fibers*. J. Opt. Soc. Amer. B, **1989**, vol **6**(6), p. 1159-1166.
109. L.F. Mollenauer, A.R. Grant, and P.V. Mamyshev, *Time-division multiplexing of pump wavelengths to achieve ultrabroadband, flat, backward-pumped Raman gain*. Opt. Lett., **2002**, vol **27**(8), p. 592-594.
110. H. Kidorf, K. Rottwitt, M. Nissov, M. Ma, and E. Rabarijaona, *Pump interactions in a 100 nm bandwidth Raman Amplifier*. IEEE Photon. Technol. Lett., **1999**, vol **11**(5), p. 530-532.
111. J.-D. Ania Castanon and S.K. Turitsyn, *Noise and gain optimisation in bi-directionally pumped dispersion compensating amplifier modules*. Opt. Commun., **2003**, vol **224**, p. 107-111.
112. X. Liu, H. Zhang, and Y. Guo, *A novel method for Raman amplifier propagation equations*. IEEE Photon. Technol. Lett., **2003**, vol **15**(3), p. 392-394.
113. B. Min, W.J. Lee, and N. Park, *Efficient formulation of Raman amplifier propagation equations with average power analysis*. IEEE Photon. Technol. Lett., **2000**, vol **12**(11), p. 1486-1488.
114. S. Martin-Lopez, M. Gonzalez-Herraez, P. Corredera, M.L. Hernanz, and A. Carrasco, *Gain-flattening of fiber Raman amplifiers using non-linear spectral broadening*. Opt. Commun., **2004**, vol **242**, p. 463-469.
115. D.A. Chesnut and A.J. Taylor, *Gain-flattened fiber Raman amplifiers with nonlinearity-broadened pumps*. Opt. Lett., **2003**, vol **28**(23), p. 2294-2296.
116. C.J.S. De Matos and J.R. Taylor, *Chirped pulse Raman amplification with compression in air-core photonic bandgap fiber*. Opt. Express, **2005**, vol **13**(8), p. 2828-2834.
117. S.H. Baek and W.B. Roh, *Single mode Raman fiber laser based on a multimode fiber*. Opt. Lett., **2004**, vol **29**(2), p. 153-155.

118. A. Galvanauskas, *Mode-scalable fiber-based chirped pulse amplification systems*. IEEE J. Select. Top. Quantum Electron., **2001**, vol 7(4), p. 504-517.
119. J.P. Limpert, N. Deguil-Robin, I. Manck-Hönniger, F. Salin, F. Röser, A. Liem, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, J. Broeng, A. Petersson, and C. Jakobsen, *High power rod-type photonic crystal fiber laser*. Opt. Express, **2005**, vol 13(4), p. 1055-0158.
120. J.-D. Ania Castanon, *Quasi-lossless transmission using second-order Raman amplification and fibre Bragg gratings*. Opt. Express, **2004**, vol 12(19), p. 4372-4377.
121. A.C.O. Chan and M. Premaratne, *An optimization process for hybrid dual-stage Raman/EDF amplifiers when Kerr-nonlinearity, double Rayleigh backscattering noise and OSNR are important*. IEICE Trans. Electron., **2005**, vol 88(5), p. 912-919.
122. M.E. Marhic, N. Kagi, T.-K. Chiang, and L.G. Kazovsky, *Broadband fiber optical parametric amplifiers*. Opt. Lett., **1996**, vol 21(8), p. 573-575.
123. M.E. Marhic, K.-Y. Wong, G. Kalogerakis, and L.G. Kazovsky, *Toward practical fiber optical parametric amplifiers and oscillators*, in *Optics & Photonics News*. **Septembre 2004**. p. 20-25.
124. P.V. Mamyshev, S.V. Chernikov, and E.M. Dianov, *Generation of fundamental soliton trains for high-bit rate optical fiber communication lines*. IEEE J. Quantum Electron., **1991**, vol 27(10), p. 2347-2355.
125. E.M. Dianov, P.V. Mamyshev, A.M. Prokhorov, and S.V. Chernikov, *Generation of a train of fundamental solitons at a high repetition rate in optical fibers*. Opt. Lett., **1989**, vol 14(18), p. 1008-1010.
126. D.J. Richardson, A.B. Grudinin, and D.N. Payne, *Passive, all-fibre source of 30 fs pulses*. Electron. Lett., **1992**, vol 28(8), p. 778-779.
127. Agrawal, *Optical pulse propagation in doped fiber amplifiers*. Phys. Rev. A, **1991**, vol 44(11), p. 7493-7500.
128. G.P. Agrawal, *Amplification of ultrashort solitons in erbium-doped fiber amplifiers*. IEEE Photon. Technol. Lett., **1990**, vol 2(12).
129. C. Paré and P.A. Bélanger, *Optical solitary waves in the presence of a Lorentzian gain line : limitations of the Ginzburg-Landau model*. Opt. Commun., **1998**, vol 145, p. 385-392.
130. L.W. Liou and G.P. Agrawal, *Solitons in fiber amplifiers beyond the parabolic-gain and rate-equation approximations*. Opt. Commun., **1996**, vol 124, p. 500-504.
131. P.A. Bélanger, L. Gagnon, and C. Paré, *Solitary pulses in an amplified nonlinear dispersive medium*. Opt. Lett., **1989**, vol 14(17), p. 943-945.
132. J.P. Limpert, A. Liem, M. Reich, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, J. Broeng, A. Petersson, and C. Jakobsen, *Low-nonlinearity single-transverse-mode ytterbium-doped photonic crystal fiber amplifier*. Opt. Express, **2004**, vol 12(7), p. 1313-1319.
133. D. Strickland and G. Mourou, *Compression of amplified chirped optical pulses*. Opt. Commun., **1985**, vol 56, p. 219-221.
134. E.B. Treacy, *Optical pulse compression with diffraction gratings*. IEEE J. Quantum Electron., **1969**, vol 5(9), p. 454-458.
135. J.P. Limpert, T. Clusnitzer, A. Liem, T. Schreiber, H.J. Fuchs, H. Sellmer, E.B. Kley, and A. Tünnermann, *High average-power femtosecond fiber chirped-pulse amplification system*. Opt. Lett., **2003**, vol 28(20), p. 1984-1986.
136. C.J.S. De Matos, J.R. Taylor, T.P. Hansen, K.P. Hansen, and J. Broeng, *All-fiber chirped pulse amplification using highly-dispersive air-core photonic bandgap fiber*. Opt. Express, **2003**, vol 11(22), p. 2832-2837.
137. N.G.R. Broderick, D.J. Richardson, D. Taverner, J.E. Caplen, L. Dong, and M. Ibsen, *High-power chirped-pulse all-fiber amplification system based on large-mode-area fiber gratings*. Opt. Lett., **1999**, vol 24(8), p. 566-568.
138. J.D. Minelly, A. Galvanauskas, M.E. Fermann, D. Harter, J.E. Caplen, Z.J. Chen, and D.N. Payne, *Femtosecond pulse amplification in cladding-pumped fibers*. Opt. Lett., **1995**, vol 20(17), p. 1797-1799.
139. M. Pessot, P. Maine, and G. Mourou, *1000 Times expansion/compression of optical pulses for chirped pulse amplification*. Opt. Commun., **1987**, vol 62(6), p. 419-421.
140. A. Galvanauskas, P.A. Krug, and D. Harter, *Nanosecond-to-picosecond pulse compression with fiber gratings in a compact fiber-based chirped-pulse-amplification system*. Opt. Lett., **1996**, vol 21(14), p. 1049-1051.
141. J.P. Limpert, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, and A. Tünnermann, *All fiber chirped-pulse amplification system based on compression in air-guiding photonic bandgap fiber*. Opt. Express, **2003**, vol 11(24), p. 3332-3337.
142. C.J.S. De Matos, R.E. Kennedy, S.V. Popov, and J.R. Taylor, *20-kW peak power all-fiber 1.57 μ m source based on compression in air-core photonic bandgap fiber, its frequency doubling, and broadband generation from 430 to 1450 nm*. Opt. Lett., **2005**, vol 30(4), p. 436-438.

143. J.P. Limpert, N. Deguil-Robin, I. Manek-Hönniger, F. Salin, T. Schreiber, A. Liem, F. Röser, H. Zellmer, A. Tünnermann, A. Courjaud, C. Hönniger, and E. Mottay, *High-power picosecond fiber amplifier based on nonlinear spectral compression*. Opt. Lett., **2005**, vol **30**(7), p. 714-716.
144. D. Anderson, M. Lisak, and P. Anderson, *Nonlinearly enhanced chirp pulse compression in single-mode fibers*. Opt. Lett., **1985**, vol **10**(3), p. 134-136.
145. F. Cattani, D. Anderson, A. Berntson, and M. Lisak, *Effect of self-phase modulation in chirped-pulse-amplification-like schemes*. J. Opt. Soc. Amer. B, **1999**, vol **16**(11), p. 1874-1879.
146. M.D. Perry, T. Ditmire, and B.C. Stuart, *Self-phase modulation in chirped-pulse amplification*. Opt. Lett., **1994**, vol **19**(24), p. 2149-2151.
147. A. Galvanauskas, G.C. Cho, A. Hariharan, M.E. Fermann, and D. Harter, *Generation of high-energy femtosecond pulses in multimode-core Yb-fiber chirped-pulse amplification systems*. Opt. Lett., **2001**, vol **26**(12), p. 935-937.
148. F. Röser, J. Rothhard, B. Ortac, A. Liem, O. Schmidt, T. Schreiber, J.P. Limpert, and A. Tünnermann, *131 W 220 fs fiber laser system*. Opt. Lett., **2005**, vol **30**(20), p. 2754-2756.
149. A. Albert, V. Couderc, L. Lefort, and A. Barthelemy, *High-energy femtosecond pulses from an ytterbium-doped fiber laser with a new cavity design*. IEEE Photon. Technol. Lett., **2004**, vol **16**(2), p. 416-418.
150. B. Resan, L. Archundia, and P.J. Delfyett, *Dispersion managed breathing mode-locking : generation of high power 185 fs pulses from a semiconductor Laser*, in *Optics & Photonics News*. **2004**, p. 44.
151. F. Falloze, *Amplification en régime femtoseconde et applications*. **2004**, Séminaire au LPUB, le 1/12/2004: Dijon.
152. N. Ishii, L. Turi, V.S. Yakovlev, T. Fuji, F. Krausz, A. Baltuska, R. Butkus, G. Veitas, V. Smilgevicus, R. Danielius, and A. Piskarsaks, *Multimillijoule chirped parametric amplification of few-cycle pulses*. Opt. Lett., **2005**, vol **30**(5), p. 567-569.
153. A. Galvanauskas, A. Hariharan, D. Harter, M.A. Arbore, and M.M. Fejer, *High-energy femtosecond pulse amplification in a quasi-phase-matched parametric amplifier*. Opt. Lett., **1988**, vol **23**(3), p. 210-212.
154. S. Witte, R.T. Zinkstok, W. Hogervorst, and K.S.E. Eikema, *Generation of few-cycle terawatt light pulses using optical parametric chirped pulse amplification*. Opt. Express, **2005**, vol **13**(13), p. 4903-4908.
155. D. Levi, C.R. Menyuk, and P. Winternitz, *Similarity reduction and perturbation solution of the stimulated-Raman scattering equations in the presence of dissipation*. Phys. Rev. A, **1994**, vol **49**(4), p. 2844-2852.
156. C.R. Menyuk, D. Levi, and P. Winternitz, *Self-Similarity in Transient Stimulated Raman Scattering*. Phys. Rev. Lett., **1992**, vol **69**(21), p. 3048-3051.
157. M. Soljacic and M. Segev, *Self-similarity and fractals in soliton-supporting systems*. Phys. Rev. E, **2000**, vol **61**(2), p. 1048-1051.
158. S. Sears, M. Soljacic, M. Segev, D. Krylov, and K. Bergman, *Cantor set fractals from solitons*. Phys. Rev. Lett., **2000**, vol **84**(9), p. 1902-1905.
159. J. Yang and Y. Tan, *Fractal Structure in the collision of vector solitons*. Phys. Rev. Lett., **2000**, vol **85**(17), p. 3624-3627.
160. P.J. Almeida, P. Petropoulos, J.H. Lee, B.C. Thomsen, M. Ibsen, and D.J. Richardson. *Optical Packet Compression in fibres based on time lens and solitonic effects*. in *London Communications symposium (LCS)*. **2003**. London.
161. M. Hanna, P.A. Lacourt, S. Poinot, and J.M. Dudley, *Optical pulse generation using soliton-assisted time-lens compression*. Opt. Express, **2005**, vol **13**(5), p. 1743-1748.
162. F. Coppinger, A.S. Bushan, and Jalali, *Photonic time stretch and its application to analog to digital conversion*. IEEE Transactions on microwave theory and techniques, **1999**, vol **47**(7), p. 1309-1314.
163. J.A. Monsoriu, C.J. Zapata-Rodriguez, E. Silvestre, and W.D. Furlan, *Cantor-like fractal photonic crystal waveguides*. Opt. Commun., **2005**, vol **252**, p. 46-51.
164. T.M. Monro, P.D. Millar, L. Poladian, and C.M. de Sterke, *Self-similar evolution of self-written waveguides*. Opt. Lett., **1998**, vol **23**, p. 268-270.
165. V.I. Kruglov, D. Méchin, and J.D. Harvey, *Self-similar solutions of the generalized Schrödinger equation with distributed coefficients*. Opt. Express, **2004**, vol **12**(25), p. 6198-6207.
166. S. Chen and L. Yi, *Chirped self-similar solutions of a generalized nonlinear Schrödinger equation model*. Phys. Rev. E, **2005**, vol **71**, p. 016606.
167. V.I. Kruglov, A.C. Peacock, and J.D. Harvey, *Exact self-similar solutions of the generalized nonlinear Schrödinger equation with distributed coefficients*. Phys. Rev. Lett., **2004**, vol **90**(11), p. 113902.
168. S. Chen, L. Yi, D.-S. Guo, and P. Lu, *Self-similar evolutions of parabolic, Hermite-Gaussian, and hybrid optical pulses : Universality and diversity*. Phys. Rev. E, **2005**, vol **72**, p. 016622.
169. S.H. Im, D. Mechin, V.I. Kruglov, and J.D. Harvey. *Experimental demonstration of self-similar pulse compression and amplification*. in *Non Linear Guided Waves and their Applications (NLGW)*. **2005**. Dresden.

170. V.I. Kruglov, A.C. Peacock, J.D. Harvey, and J.M. Dudley, *Self-similar propagation of parabolic pulses in normal-dispersion fiber amplifiers*. J. Opt. Soc. Amer. B, **2002**, vol **19**(3), p. 461-469.
171. S. Boscolo, S.K. Turitsyn, V.Y. Novokshenov, and J.H.B. Nijhof, *Self-similar parabolic optical solitary waves*. Theor. Math. Phys., **2002**, vol **133**(3), p. 1647-1656.
172. C. Billet, J.M. Dudley, N. Joly, and J.C. Knight, *Intermediate asymptotic evolution and photonic bandgap fiber compression of optical similaritons around 1550 nm*. Opt. Express, **2005**, vol **13**(9), p. 3236-3241.
173. V.I. Kruglov, A.C. Peacock, J.M. Dudley, and J.D. Harvey, *Self-similar propagation of high-power parabolic pulses in optical fiber amplifiers*. Opt. Lett., **2000**, vol **25**(24), p. 1753-1755.
174. A.C. Peacock, R.J. Kruhlak, J.D. Harvey, and J.M. Dudley, *Solitary pulse propagation in high gain optical fiber amplifiers with normal group velocity dispersion*. Opt. Commun., **2002**, vol **206**, p. 171-177.
175. G. Chang, A. Galvanauskas, H.G. Winful, and T.B. Norris. *Dependence of parabolic pulse evolution and compression on SRS threshold*. in *CLEO US*. **2004**.
176. G. Chang, A. Galvanauskas, H.G. Winful, and T.B. Norris, *Dependence of parabolic pulse amplification on stimulated Raman scattering and gain bandwidth*. Opt. Lett., **2004**, vol **29**(22), p. 2647-2549.
177. J.P. Limpert, T. Schreiber, T. Clausnitzer, K. Zöllner, H.J. Fuchs, E.B. Kley, H. Zellmer, and A. Tünnermann, *High-power femtosecond Yb-doped fiber amplifier*. Opt. Express, **2002**, vol **10**(14), p. 628-638.
178. T. Schreiber, F. Röser, A. Liem, H. Zellmer, and A. Tünnermann. *Power amplification of parabolic pulses*. in *Advances in Solid-State Photonics*. **2005**. Vienna.
179. Y. Ozeki, Y. Takushima, K. Aiso, K. Taira, and K. Kikuchi, *Generation of 10 GHz similariton pulse trains from 1,2 km-long erbium-doped fibre amplifier for application to multi-wavelength pulse sources*. Electron. Lett., **2004**, vol **40**(18), p. 1103-1104.
180. Y. Ozeki, Y. Takushima, K. Taira, and K. Kikuchi. *Generation of 10 GHz similariton pulses using Erbium-doped fiber amplifiers for application to multiwavelength sources*. in *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO US)*. **2004**.
181. J.W. Nicholson and A. Yablon. *A high power, single-mode, erbium-doped fiber amplifier generating 30 fs with 160 kW peak power*. in *CLEO US 2004*. **2004**.
182. T. Hirooka and M. Nakazawa, *Parabolic pulse generation by use of a dispersion-decreasing fiber with normal group-velocity dispersion*. Opt. Lett., **2004**, vol **29**(5), p. 498-500.
183. V.A. Bogatyrev, M.M. Bubnov, E.M. Dianov, A.S. Kurkov, P.V. Mamyshev, A.M. Prokhorov, S.D. Rumyantsev, V.A. Semenov, S.L. Semenov, A.A. Sysoliatin, S.V. Chernikov, A.N. Gur'yanov, G.G. Devyatykh, and S.I. Miroshnichenko, *A single-mode fiber with chromatic dispersion varying along the length*. J. Lightwave Technol., **1991**, vol **9**(5), p. 561-565.
184. S.V. Chernikov, E.M. Dianov, D.J. Richardson, and D.N. Payne, *Soliton pulse compression in dispersion-decreasing fiber*. Opt. Lett., **1993**, vol **18**(7), p. 476-478.
185. S.V. Chernikov, D.J. Richardson, E.M. Dianov, and D.N. Payne, *Picosecond soliton pulse compressor based on dispersion decreasing fibre*. Electron. Lett., **1992**, vol **28**(19), p. 1842-1844.
186. S.V. Chernikov and P.V. Mamyshev, *Femtosecond soliton propagation in fibers with slowly decreasing dispersion*. J. Opt. Soc. Amer. B, **1991**, vol **8**(8), p. 1633-1641.
187. F. Wise, *Similariton lasers generate high-energy femtosecond pulses*, in *Optics & Photonics News*. **2004**. p. 45.
188. F.Ö. Ilday, J.R. Buckley, W.G. Clark, and F.W. Wise, *Self-similar evolution of parabolic pulses in a laser*. Phys. Rev. Lett., **2004**, vol **92**(21), p. 213902.
189. F.Ö. Ilday, J.R. Buckley, and F.W. Wise. *Similariton laser*. in *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO US)*. **2003**. Baltimore.
190. F.Ö. Ilday, J.R. Buckley, H. Lim, F.W. Wise, and W.G. Clark, *Generation of 50fs, 5nJ pulses at 1,03 um from a wave breaking free-fiber laser*. Opt. Lett., **2003**, vol **28**(15), p. 1365-1367.
191. H. Lim, F.Ö. Ilday, and F.W. Wise, *Generation of 2 nJ pulses from a femtosecond ytterbium fiber laser*. Opt. Lett., **2003**, vol **28**(8), p. 660-662.
192. J.R. Buckley, F.W. Wise, F.Ö. Ilday, and T. Sosnowski, *Femtosecond fiber lasers with pulse energies above 10 nJ*. Opt. Lett., **2005**, vol **30**(14), p. 1888-1890.
193. L. Lefort, A. Albert, V. Couderc, and A. Barthelemy, *Highly stable 68-fs pulse generation from a stretched pulse Yb³⁺-doped fiber laser with frequency shifted feedback*. IEEE Photon. Technol. Lett., **2002**, vol **14**(12), p. 1674-1676.
194. A. Ruehl, H. Hundertmark, D. Wandt, C. Fallnich, and D. Kracht, *0.7 W all-fiber Erbium oscillator generating 64 fs wave breaking-free pulses*. Opt. Express, **2005**, vol **13**(16), p. 6305-6309.
195. C. Jirauschek, F.Ö. Ilday, and F.X. Kärtner. *A Semi-Analytic Theory of the Self-Similar Laser Oscillator*. in *Non Linear Guided Waves and their Applications (NLGW)*. **2005**. Dresden.
196. D.J. Richardson, R.I. Laming, D.N. Payne, M.W. Phillips, and V.J. Matsas, *320 fs soliton generation with passively mode-locked erbium fibre laser*. Electron. Lett., **1991**, vol **27**(9), p. 730-732.

197. H. Lim and F.W. Wise, *Control of dispersion in a femtosecond ytterbium laser by use of hollow-core photonic bandgap fiber*. Opt. Express, **2004**, vol **12**(10), p. 2232-2235.
198. F.Ö. Ilday, F.W. Wise, and F.X. Kärtner, *Possibility of self-similar pulse evolution in a Ti-sapphire Laser*. Opt. Express, **2004**, vol **12**(12), p. 2731-2738.
199. G. Chang, H.G. Winful, A. Galvanauskas, and T.B. Norris, *Self-similar parabolic beam generation and propagation*. Phys. Rev. E, **2005**, vol **72**(1), p. 016609.
200. A.C. Peacock, N.G.R. Broderick, and T.M. Monro, *Numerical study of parabolic pulse generation in microstructured fibre Raman amplifiers*. Opt. Commun., **2003**, vol **218**, p. 167-172.
201. A.C. Peacock, N.G.R. Broderick, and T.M. Monro. *Numerical study of parabolic pulse generation in microstructured fibre Raman amplifiers*. in *Non Linear Guided Waves and their Applications (NLGW)*. **2002**. Stresa.
202. C. Billet, J.M. Dudley, and G. Millot. *Génération d'impulsions paraboliques par amplification Raman dans une fibre à dispersion décalée*. in *Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG)*. **2002**. Dijon.
203. C. Billet, *Modélisation et caractérisation d'impulsions paraboliques à 1,55 um*, **2002**, Rapport de DEA à l'Université de Franche-Comté.
204. C. Billet, J.M. Dudley, C. Finot, and G. Millot. *Parabolic pulse generation at 1550 nm via Raman amplification in standard telecommunication grade dispersion shifted fiber*. in *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO Europe)*. **2003**. Munich, Gemarny.
205. C. Headley and G.P. Agrawal, *Unified description of ultrafast stimulated Raman scattering in optical fibers*. J. Opt. Soc. Amer. B, **1996**, vol **13**(10), p. 2170-2177.
206. J. Fatome, *Propagation d'impulsions ultra-courtes à 160 Gb/s dans des lignes de fibres optiques gérées en dispersion*, **2004**, Thèse à l'Université de Bourgogne.
207. F. Gutty, *Génération d'impulsions solitoniques dans les fibres optiques par instabilité de modulation ou en cavité avec gestion de la dispersion, et caractérisation en intensité et en phase*, **2001**, Thèse à l'Université de Bourgogne.
208. T. Hirayam and M. Sheik-Bahae, *Real-time chirp diagnostic for ultrashort laser pulses*. Opt. Lett., **2002**, vol **27**(10), p. 860-862.
209. A.K. Sharma, P.A. Naik, and P.D. Gupta, *Simple and sensitive method for visual detection of temporal symmetry of ultrashort laser pulses*. Opt. Express, **2004**, vol **12**(7), p. 1389-1396.
210. J.R. Fienup, *Reconstruction of an object from the modulus of its Fourier transform*. Opt. Lett., **1978**, vol **3**(1), p. 27-29.
211. J. Peatross and A. Rundquist, *Temporal decorrelation of short laser pulses*. J. Opt. Soc. Amer. B, **1998**, vol **15**, p. 216.
212. M. Armstrong, P. Plachta, E.A. Pnionmarev, and R.J.D. Miller, *Versatile 7 ps optical parametric pulse generation and compression by use of adaptive optics*. Opt. Lett., **2001**, vol **26**(15), p. 1152-1154.
213. H.H. Bauschke, P.L. Combettes, and D.R. Luke, *Phase retrieval, Gerchberg-Saxton algorithm and Fienup variants : a view form convex optimization*. vol.
214. J.-H. Chung and A.M. Weiner, *Ambiguity of ultrashort pulse shapes retrieved from the intensity autocorrelation and the power spectrum*. IEEE J. Select. Top. Quantum Electron., **2001**, vol **7**(4), p. 656-666.
215. J.W. Nicholson, J. Jasapara, and W. Rudolph, *Full-field characterization of femtosecond pulses by spectrum and cross-correlation measurements*. Opt. Lett., **1999**, vol **24**(23), p. 133-138.
216. J.W. Nicholson, M. Mero, J. Jasapara, and W. Rudolph, *Unbalanced third-order correlations for full characterization of femtosecond pulses*. Opt. Lett., **2000**, vol **25**(24), p. 1801-1803.
217. F. Druon and P. Georges, *Pulse-compression down to 20 fs using a photonic crystal fiber seeded by a diode-pumped Yb:SYS laser at 1070 nm*. Opt. Express, **2004**, vol **12**(15), p. 3383-3396.
218. V.S. Yakolev, P. Dombi, G. Tempa, and C. Lemell, *Phase stabilized 4 fs pulses at the full oscillator repetition rate for a photoemission experiment*. Applied Phys B, Laser and Optics, **2003**, vol (76), p. 329-332.
219. J.W. Nicholson and W. Rudolph, *Noise sensitivity and accuracy of femtosecond pulse retrieval by phase and intensity from correlation and spectrum only (PICASO)*. J. Opt. Soc. Amer. B, **2002**, vol **19**(2), p. 330-339.
220. S. Akturk, M. Kimmel, and R. Trebino, *Extremely simple device for measuring 1.5 um ultrashort laser pulses*. Opt. Express, **2004**, vol **12**(19), p. 4483-4489.
221. X. Gu, L. Xu, M. Kimmel, E. Zeek, P. O'Shea, A.P. Shreenath, R. Trebino, and R.S. Windeler, *Frequency-resolved optical gating and single-shot spectral measurements reveal fine structure in microstructure-fiber continuum*. Opt. Express, **2002**, vol **27**(13), p. 1174-1176.
222. J. Paye, M. Ramaswamy, J.G. Fujimoto, and E.P. Ippen, *Measurement of the amplitude and phase of ultrashort light pulses from spectrally resolved autocorrelation*. Opt. Lett., **1993**, vol **18**(22), p. 1946-1948.
223. D.J. Kane, *Recent progress toward real-time measurement of ultrashort laser pulses*. IEEE J. Quantum Electron., **1999**, vol **35**(4), p. 421-431.

224. D.J. Kane, *Real-time measurement of ultrashort laser pulses using principal component generalized projections*. IEEE J. Select. Top. Quantum Electron., **1998**, vol **4**(2), p. 278-284.
225. S. Linden, H. Giessen, and J. Kruhl, *XFROG - A new method for amplitude and phase characterization of weak ultrashort pulses*. Phys. Stat. Sol., **1998**, vol **206**, p. 119-124.
226. J.M. Dudley, X. Gu, L. Xu, M. Kimmel, E. Zeek, P. O'Shea, R. Trebino, S. Coen, and R.S. Windeler, *Cross-correlation frequency resolved optical gating analysis of broadband continuum generation in photonic crystal fiber : simulations and experiments*. Opt. Express, **2002**, vol **10**(21), p. 1215-1221.
227. K. Kikuchi and K. Taira, *Theory of sonogram characterization of optical pulses*. IEEE J. Quantum Electron., **2001**, vol **37**(4), p. 533-537.
228. K. Taira and K. Kikuchi, *Optical sampling system at 1,55 μm for the measurement of pulse waveform and phase employing sonogram characterization*. IEEE J. Quantum Electron., **2001**, vol **13**(5), p. 505-507.
229. K.W. DeLong, R. Trebino, and W.E. White, *Simultaneous recovery of two ultrashort laser pulses from a single spectrogram*. J. Opt. Soc. Amer. B, **1995**, vol **12**(12), p. 2463-2466.
230. D.J. Kane, G. Rodriguez, A.J. Taylor, and T.S. Clement, *Simultaneous measurement of two ultrashort laser pulses from a single spectrogram in a single shot*. J. Opt. Soc. Amer. B, **1997**, vol **4**(14), p. 935-943.
231. D.T. Reid, *Algorithm for complete and rapid retrieval of ultrashort pulse amplitude and phase from sonogram*. IEEE J. Quantum Electron., **1999**, vol **35**, p. 1584-1589.
232. C. Billet, B. Kibler, and J.M. Dudley, *Etude de l'influence du bruit dans l'observation du profil asymptotique d'impulsions paraboliques*. in Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG). **2004**. Paris.
233. C. Finot, G. Millot, and J.M. Dudley, *Asymptotic characteristics of parabolic similariton pulses in optical fiber amplifiers*. Opt. Lett., **2004**, vol **29**(21), p. 2533-2535.
234. M. Tsang, D. Psaltis, and F.G. Omenetto, *Reverse propagation of femtosecond pulses in optical fibers*. Opt. Lett., **2003**, vol **18**(20), p. 1873-1875.
235. Y. Ozeki, Y. Takushima, K. Taira, and K. Kikuchi, *Clean similariton generation from an initial pulse optimized by the backward propagation method*. in Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO US). **2004**.
236. J.W. Nicholson, A. Yablon, P.S. Westbrook, K.S. Feder, and M.F. Yan, *High power, single mode, all-fiber source of femtosecond pulses at 1550 nm and its use in supercontinuum generation*. Opt. Express, **2004**, vol **12**(13), p. 3025-3034.
237. F. Vanholsbeeck, P. Emplit, and S. Coen, *Cascaded Raman generation in optical fibers : influence of chromatic dispersion and Rayleigh backscattering*. Opt. Lett., **2003**, vol **28**(20), p. 1960-1962.
238. C. Finot, *Influence of the pumping configuration on the generation of optical similaritons in optical fibers*. Opt. Commun., **2005**, vol **249**, p. 553-561.
239. S.C. Rasleigh and R. Ulrich, *Polarization mode dispersion in single-mode fibers*. Opt. Lett., **1978**, vol **3**(2), p. 60-62.
240. S.C. Rasleigh, *Origin and control of polarization effects in single mode fibers*. J. Lightwave Technol., **1983**, vol, p. 312-330.
241. Q. Lin and G.P. Agrawal, *Vector theory of stimulated Raman scattering and its application to fiber-based Raman amplifiers*. J. Opt. Soc. Amer. B, **2003**, vol **20**, p. 1616-1631.
242. Q. Lin and G.P. Agrawal, *Polarization mode dispersion-induced fluctuations during Raman amplifications in optical fibers*. Opt. Lett., **2002**, vol **27**(24), p. 2194-2196.
243. C. Finot, S. Pitois, G. Millot, C. Billet, and J.M. Dudley, *Numerical and experimental study of parabolic pulses generated via Raman amplification in standard optical fibers*. IEEE J. Select. Top. Quantum Electron., **2004**, vol **10**, p. 1211-1218.
244. A.C. Peacock, V.I. Kruglov, B.C. Thomsen, J.D. Harvey, M.E. Fermann, G. Sucha, D. Harter, and J.M. Dudley, *Generation and interaction of parabolic pulses in high gain fiber amplifiers and oscillators*. in Optical Fiber Communication Conference (OFC). **2001**. Anhei, California: Optical Society of America.
245. P.V. Mamyshev, C. Bosshard, and G.I. Stegeman, *Generation of a periodic array of dark spatial solitons in the regime of effective amplification*. J. Opt. Soc. Amer. B, **1994**, vol **11**, p. 1254-1260.
246. W.J. Tomlinson, R.J. Hawkins, A.M. Weiner, J.P. Heritage, and R.N. Thurston, *Dark optical solitons with finite-width background pulses*. J. Opt. Soc. Amer. B, **1989**, vol **6**(3), p. 329-334.
247. B.J. Hong and C.C. Yang, *Ultrashort-soliton interactions in optical fibers*. Opt. Lett., **1990**, vol **15**(19), p. 1061-1063.
248. M.N. Islam, L.F. Mollenauer, R.H. Stolen, J.R. Simpson, and H.T. Shang, *Cross-phase modulation in optical fibers*. Opt. Lett., **1987**, vol **12**(8), p. 625-627.
249. Y. Ozeki, Y. Takushima, K. Aiso, and K. Kikuchi, *High repetition-rate similariton generation in normal dispersion erbium-doped fiber amplifiers and its application to multi-wavelength light sources*. IEICE Trans. Electron., **2005**, vol **88**(5), p. 904-911.
250. M.E. Fermann, B.C. Thomsen, V.I. Kruglov, J.M. Dudley, and J.D. Harvey, *Parabolic pulse communication*: US Patent.

251. C. Finot and G. Millot, *Synthesis of optical pulses by use of similaritons*. Opt. Express, **2004**, vol **12**, p. 5104.
252. C. Finot, S. Pitois, and G. Millot, *Regenerative 40-Gb/s wavelength converter based on similariton generation*. Opt. Lett., **2005**, vol **30**, p. 1776-1778.
253. K.J. Blow, N.J. Doran, and B.P. Nelson, *All-fiber pulse compression at 1,32 μm* . Opt. Lett., **1985**, vol **10**(8), p. 393-395.
254. W.J. Tomlinson, R.H. Stolen, and C.V. Shank, *Compression of optical pulses chirped by self-phase modulation in fibers*. J. Opt. Soc. Amer. B, **1984**, vol **1**(2), p. 139-149.
255. T. Südmeyer, F. Brunner, E. Innerhofer, R. Paschotta, F. Furusawa, J.C. Baggett, T.M. Monro, D.J. Richardson, and U. Keller, *Nonlinear femtosecond pulse compression at high average power levels by use of a large-mode-area holey fiber*. Opt. Lett., **2003**, vol **28**(20), p. 1951-1953.
256. L.F. Mollenauer, R.H. Stolen, J.P. Gordon, and W.J. Tomlinson, *Extreme picosecond pulse narrowing by means of soliton effect in single-mode optical fibers*. Opt. Lett., **1983**, vol **8**(5), p. 289-291.
257. F. Druon, N. Sanner, G. Lucas-Leclin, P. Georges, K.P. Hansen, and A. Petersson, *Self-compression and Raman soliton generation in a photonic crystal fiber of 100-fs pulses produced by a diode-pumped Yb-doped oscillator*. Applied Optics, **2003**, vol **42**(33), p. 6768-6770.
258. G.B. Arfken and H.J. Weber, *Mathematical Methods for Physicists*. Fourth Edition ed. **1995**: Academic Press.
259. E. Hecht, *Optics*, ed. I. Pearson Education. **2002**.
260. K.O. Hill and G. Meltz, *Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview*. J. Lightwave Technol., **1997**, vol **15**(8), p. 1263-1276.
261. D.K.W. Lam, B.K. Garside, and K.O. Hill, *Dispersion cancellation using optical-fiber filters*. Opt. Lett., **1982**, vol **7**(6), p. 291-293.
262. J.C. Knight, T. Birks, B. Mangan, and J.S. Russel, *Photonic Crystal Fibers : New solutions in fiber optics*, in *Optics & Photonics News*. **Mars 2002**. p. 22-30.
263. C.M. Smith, N. Venkataraman, M.T. Gallagher, D. Müll, J.A. West, N.F. Borrelli, D.C. Allan, and K.W. Koch, *Low-loss hollow core silica/air photonic bandgap fibre*. Nature, **2003**, vol **424**, p. 657-659.
264. R.F. Cregan, B.J. Mangan, J.C. Knight, T. Birks, J.S. Russel, P.J. Roberts, and D.C. Allan, *Single-mode photonic band gap guidance of light in air*. Science, **1999**, vol **285**, p. 1537-1539.
265. D.G. Ouzounov, F.R. Ahmad, D. Müller, N. Venkataraman, M.T. Gallagher, M.G. Thomas, J. Silcox, K.W. Koch, and A.L. Gaeta, *Generation of Megawatt optical solitons in hollow-core photonic band-gap fibers*. Science, **2003**, vol **301**, p. 1702-1704.
266. D.E. Leaird and A.M. Weiner, *Femtosecond optical packet generation by a direct space-to-time pulse shaper*. Opt. Lett., **1999**, vol **24**(12), p. 853-855.
267. M. Marano, S. Longhi, P. Laporta, M. Belmonte, and B. Agogliati, *All-optical square-pulse generation and multiplication at 1.5 μm by use of a novel class of fiber Bragg gratings*. Opt. Lett., **2001**, vol **26**(20), p. 1615-1617.
268. P. Petropoulos, M. Ibsen, M.N. Zervas, and D.J. Richardson, *Generation of a 40-GHz pulse stream by pulse multiplication with a sampled fiber Bragg grating*. Opt. Lett., **2000**, vol **25**(8), p. 521-523.
269. P. Emplit, J.P. Hamaide, and F. Reynaud, *Passive amplitude and phase picosecond pulse shaping*. Opt. Lett., **1992**, vol **17**(19), p. 1358-1360.
270. K. Ohno, T. Tanabe, and F. Kannari, *Adaptive pulse shaping of phase and amplitude of an amplified femtosecond pulse laser by direct reference to frequency-resolved optical gating traces*. J. Opt. Soc. Amer. B, **2002**, vol **19**(11), p. 2781-2790.
271. F.G. Omenetto, B.P. Luce, and A.J. Taylor, *Genetic algorithm pulse shaping for optimum femtosecond propagation in optical fibers*. J. Opt. Soc. Amer. B, **1999**, vol **16**(11), p. 2005-2009.
272. F.G. Omenetto, A.J. Taylor, M.D. Moores, and D.H. Reitze, *Adaptive control of femtosecond pulse propagation in optical fibers*. Opt. Lett., **2001**, vol **26**(12), p. 938-940.
273. M. Renard, *Contrôle de la dynamique rotationnelle de molécules par impulsions laser ultra-brèves mises en formes.*, **2004**, Thèse à l'Université de Bourgogne.
274. R. Van den Berg, *Tailored laser pulses transform chemical reactions*, in *Opto et Laser Europe*. **Mars 2003**. p. 18-19.
275. C. Froehly, B. Colombeau, and M. Vampouille, *Shaping and analysis of picosecond light pulses*, in *Progress in Optics XX*. **1983**. p. 66-153.
276. A.M. Weiner, *Femtosecond pulse processing*. Optical and Quantum Electronics, **2000**, vol **32**, p. 473-487.
277. A.M. Weiner, *Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators*. Rev. Sci. Instrument., **2000**, vol **71**(5), p. 1939-1960.
278. A.M. Weiner, J.P. Heritage, and E.M. Kirschner, *High-resolution femtosecond pulse shaping*. J. Opt. Soc. Amer. B, **1988**, vol **5**(8), p. 1563-1572.

279. M. Renard, R. Chauv, B. Lavorel, and O. Faucher, *Pulse trains produced by phase-modulation of ultrashort optical pulses : tailoring and characterization*. Opt. Express, **2004**, vol **12**(3), p. 473-482.
280. H. Wang, Z. Zheng, D.E. Leaird, A.M. Weiner, T.A.Dorschner, J.J. Fijol, L.J. Friedman, H.Q. Nguyen, and L.A. Palmaccio, *20-fs pulse shaping with a 512-element phase-only liquid crystal modulator*. IEEE J. Select. Top. Quantum Electron., **2001**, vol **7**(4), p. 718-727.
281. C.W. Hillegas, J.X. Tull, D. Goswami, D. Strickland, and W.S. Warren, *Femtosecond laser pulse shaping by use of microsecond radio-frequency pulses*. Opt. Lett., **1994**, vol **19**(10), p. 737-739.
282. E. Zeek, K. Maginnis, S. Backus, U. Russek, M. Murnane, G. Mourou, H. Kapteyn, and G. Vdovin, *Pulse compression by use of deformable mirrors*. Opt. Lett., **1999**, vol **24**(7), p. 493-495.
283. C. Radzewicz, P. Wasylczyk, W. Wasilewski, and J.S. Krasinski, *Piezo-driven deformable mirror for femtosecond pulse shaping*. Opt. Lett., **2004**, vol **29**(2), p. 177-179.
284. L. Poladian, *Simple grating synthesis algorithm*. Opt. Lett., **2000**, vol **25**(11), p. 787-789.
285. J. Azana and L.R. Chen, *Synthesis of temporal optical waveforms by fiber Bragg gratings : a new approach based on space-to-frequency-to-time mapping*. J. Opt. Soc. Amer. B, **2002**, vol **19**(11), p. 2658-2769.
286. S. Longhi, M. Marano, P. Laporta, O. Svelto, and M. Belmonte, *Propagation, manipulation, and control of picosecond optical pulses at 1.5 um in fiber Bragg gratings*. J. Opt. Soc. Amer. B, **2002**, vol **19**(11), p. 2742-2757.
287. G. Curatu, S. LaRochelle, C. Paré, and P.A. Bélanger. *Pulse shaping with a phase-shifted fiber Bragg grating for antisymmetric pulse generation*. in *Photonic West 2001, Laser and Communications*. **2001**.
288. Y. Liu, L. Dong, J.J. Pan, and C. Gu, *Strong phase-controlled fiber Bragg gratings for dispersion compensation*. Opt. Lett., **2003**, vol **28**(10), p. 786-788.
289. M. Ibsen and R. Feded, *Fibre bragg gratings for pure dispersion-slope compensation*. Opt. Lett., **2003**, vol **28**(12), p. 980-982.
290. J.A.R. Williams, I. Bennion, K. Sugden, and N.J. Doran, *Fibre dispersion compensation using a chirped in-fiber Bragg grating*. Electron. Lett., **1994**, vol **30**(12), p. 985-986.
291. K.O. Hill, F. Bilodeau, B. Malo, T. Kitagawa, S. Thériault, D.C. Johnson, J. Albert, and K. Kakiguchi, *Chirped in-fiber Bragg gratings for compensation of optical-fiber dispersion*. Opt. Lett., **1994**, vol **19**(17), p. 1314-1316.
292. M. Guy and Y. Painchaud, *Fiber Bragg Gratings : A versatile approach to dispersion compensation*, in *Photonics Spectra*. **Aout 2004**. p. 96-1001.
293. F. Verluise, V. Laude, Z. Cheng, C. Spielmann, and P. Tournois, *Amplitude and phase control of ultrashort pulses by use of an acousto-optic programmable dispersive filter : pulse compression and shaping*. Opt. Lett., **2000**, vol **25**(8), p. 575-577.
294. M.E. Fermann, V.d. Silva, D.A. Smith, Y. Silberberg, and A.M. Weiner, *Shaping of ultrashort optical pulses by using an integrated acousto-optic tunable filter*. Opt. Lett., **1993**, vol **18**(18), p. 1505-1507.
295. F.G. Omenetto, J.W. Nicholson, B.P. Luce, D. Yarotski, and A.J. Taylor, *Shaping, propagation and characterization of ultrafast pulses in optical fibers*. Appl. Phys. B, **2000**, vol.
296. M.E. Anderson, J. Thornes, and P. Poon, *Compressing femtosecond laser pulses non-iteratively*, in *Optics & Photonics News*. **Décembre 2004**. p. 43.
297. R.J. Essiambre, B. Mikkelsen, and G. Raybon, *Intra-channel cross-phase modulation and four-wave mixing in high-speed TDM systems*. Electron. Lett., **1999**, vol **35**(18), p. 1576-1578.
298. Y. Su, G. Raybon, and R.J. Essiambre, *All-optical 2R regeneration of 40 Gb/s signal impaired by intrachannel four-wave mixing*. IEEE Photon. Technol. Lett., **2003**, vol **15**(2), p. 350-353.
299. C.D. Poole and R.E. Wagner, *Phenomenological approach to polarisation dispersion in long single mode fibers*. Electron. Lett., **1986**, vol **22**, p. 1029-1030.
300. O. Leclerc, B. Lavigne, E. Balmeffre, P. Brindel, L. Pierre, D. Rouvillain, and F. Segueineau, *Optical regeneration at 40 Gb/s and beyond*. J. Lightwave Technol., **2003**, vol **21**(11), p. 2779-2790.
301. M.L. Nielsen, *Pulse extinction ratio improvement using SPM in an SOA for OTDM systems applications*. IEEE Photon. Technol. Lett., **2002**, vol **14**(2), p. 245-247.
302. F. Ginovart and J.C. Simon. *Etude d'un double étage à base d'amplificateurs optiques à semiconducteurs pour la régénération tout optique*. in *Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG)*. **2003**. Valence.
303. M. Matsuura, N. Kishi, and T. Miki, *Performance improvement of optical RZ-receiver by utilizing an all-optical waveform converter*. Opt. Express, **2005**, vol **13**(13), p. 5074-5079.
304. D. Rouvillain, P. Brindel, F. Segueineau, L. Pierre, O. Leclerc, H. Choumane, G. Aubin, and J.L. Oudar, *Optical 2R regenerator based on passive saturable absorber for 40 Gbit/s WDM long-haul transmissions*. Electron. Lett., **2002**, vol **38**(19), p. 1113-1114.
305. F. Segueineau, D. Rouvillain, H. Choumane, G. Aubin, J.L. Oudar, P. Brindel, B. Lavigne, and O. Leclerc, *Regeneration capabilities of passive saturable absorber-based optical 2R in 20 Gbit/s DWDM long-haul transmissions*. Electron. Lett., **2003**, vol **39**(11), p. 857-858.
306. N.J. Doran and D. Wood, *Nonlinear-optical loop mirror*. Opt. Lett., **1988**, vol **13**(1), p. 56-58.

307. S. Boscolo, S.K. Turitsyn, and K.J. Blow, *All-optical passive 2R regeneration for Nx40 Gbit/s WDM transmission using NOLM and novel filtering technique*. Opt. Commun., **2003**, vol **217**, p. 227-232.
308. A.G. Striegler, M. Meissner, K. Cvecek, K. Sponsel, and B. Schmauss. *All-optical DPSK-signal regeneration based on a NOLM setup*. in *Optical Fiber Communication Conference (OFC)*. **2005**.
309. A. Labruyère, *Analyse et optimisation des procédés de conception des systèmes de transmission Nx160 Gbit/s par fibre à haute densité de gestion de la dispersion*, **2004**, Thèse à l'Université de Bourgogne.
310. M. Matsumoto, H. Ikeda, and A. Hasegawa, *Suppression of noise accumulation in bandwidth-limited transmission by means of nonlinear loop mirrors*. Opt. Lett., **1994**, vol **19**(3), p. 183-185.
311. Y.H.C. Kwan, K. Nakkeeran, and P.K.A. Wai, *Gaussian pulse propagation in dispersion-managed systems using chirped fiber gratings with group delay ripples*. IEEE Photon. Technol. Lett., **2005**, vol **17**(5), p. 1025-1027.
312. F. Parmigiani, P. Petropoulos, P.J. Almeida, M. Ibsen, and D.J. Richardson. *Amplitude and timing jitter reduction using a fiber NOLM incorporating a fiber Bragg grating based pulse shaper*. in *Optical Fiber Communication Conference (OFC)*. **2005**.
313. F. Seguineau, B. Lavigne, D. Rouvillain, P. Brindel, L. Pierre, and O. Leclerc. *Experimental demonstration of simple NOLM-based 2R regenerator for 42.66 Gbit/s WDM long haul transmissions*. in *Optical Fiber Communication Conference (OFC)*. **2004**.
314. Z. Huang, A. Gray, I. Khrushchev, and I. Bennion, *10-Gs/s transmission over 100 Mm of standard fiber using 2R regeneration in an optical Lopp Mirror*. IEEE Photon. Technol. Lett., **2004**, vol **16**(11), p. 2526-2528.
315. Q. Lin and G.P. Agrawal, *Impact of fiber birefringence on optical switching with nonlinear optical loop mirrors*. IEEE J. Select. Top. Quantum Electron., **2004**, vol **10**(5), p. 1107/1114.
316. A. Bogoni, P. Ghelfi, M. Scaffardi, and L. Poti, *All-optical regeneration and demultiplexing for 160 Gb/s transmission systems using a NOLM-based three-stage scheme*. IEEE J. Select. Top. Quantum Electron., **2004**, vol **10**, p. 192.
317. S. Pitois, *Influence of cross-phase modulation in SPM-based nonlinear optical loop mirror*. Opt. Commun., **2005**, vol **in press**.
318. W. Wang, H. N. Poulsen, L. Rau, C. Hsu-Feng, J.E. Bowers, D.J. Blumenthal, and L. Gruner-Nielsen, *Regenerative 80-GB/s fiber XPM wavelength converter using a hybrid Raman/EDFA gain-enhanced configuration*. IEEE Photon. Technol. Lett., **2003**, vol **15**, p. 1416.
319. K. Suzuki, T. Tanemura, K. Taira, Y. Ozeki, and K. Kikuchi. *All-optical regenerator using wavelength shift induced by cross-phase modulation in highly-nonlinear fibers*. in *Optical Fiber Communication Conference (OFC)*. **2005**.
320. E. Ciaramella and S. Trillo, *All-optical signal reshaping via four-wave mixing in optical fibers*. IEEE Photon. Technol. Lett., **2000**, vol **12**, p. 849.
321. E. Ciaramella, F. Curti, and S. Trillo, *All-optical signal reshaping by means of four-wave mixing in optical fibers*. IEEE Photon. Technol. Lett., **2001**, vol **13**(2), p. 142-144.
322. E. Ciaramella. *A new scheme for all-optical signal reshaping based on wavelength conversion in optical fibers*. in *Optical Fiber Communication Conference (OFC)*. **2000**.
323. A. Hirano, T. Kataoka, S. Kuwahara, M. Asobe, and Y. Yamabayashi, *All-optical limiter circuit based on four-wave mixing in optical fibres*. Electron. Lett., **1998**, vol **34**(14), p. 1410-1411.
324. K. Inoue, *Suppression of level fluctuation without extinction ratio degradation based on output saturation in higher order optical parametric interaction in fiber*. IEEE Photon. Technol. Lett., **2001**, vol **13**(4), p. 338-340.
325. G.M. Tosi-Beleffi, F. Curti, M. Forin, F. Matera, and M. Guglielmucci, *10 Gbit/s all-optical 2R fiber based regenerativo*. Opt. Commun., **2004**, vol **236**, p. 323-327.
326. K.K. Chow, C. Shu, C. Lin, and A. Bjarklev, *Extinction ratio improvement by pump modulated four-wave mixing in dispersion-flattened nonlinear photonic crystal fiber*. Opt. Express, **2005**, vol **13**(22), p. 8900-8905.
327. A. Argyris, H. Simos, A. Ikiades, E. Roditi, and D. Syvridis, *Extinction ratio improvement by four-wave mixing in dispersion shifted fibre*. Electron. Lett., **2003**, vol **39**(2), p. 230-232.
328. A. Bogris and D. Syvridis, *Regenerative properties of a pump-modulated four-wave mixing scheme in dispersion-shifted fibers*. J. Lightwave Technol., **2003**, vol **21**(9), p. 1892-1902.
329. S. Radic, C.J. McKinstrie, R.M. Jopson, J.C. Centanni, and A.R. Chraplyvy, *All-optical regeneration in one- and two-pump parametric amplifiers using highly non-linear optical fiber*. IEEE Photon. Technol. Lett., **2003**, vol **15**(7), p. 957-959.
330. M. Matsumoto, *Performance analysis and comparison of optical 3R regenerators utilizing self-phase modulation in fibers*. J. Lightwave Technol., **2004**, vol **22**(6), p. 1472-1482.
331. M. Rochette, J.N. Kutz, J.L. Blows, D. Moss, J.-T. Mok, and B.J. Eggleton, *Bit-error-ratio improvement with 2R optical regenerators*. IEEE Photon. Technol. Lett., **2005**, vol **17**(4), p. 908-910.

332. M. Asobe, A. Hirano, Y. Miyamoto, K. Sato, K. Hagimoto, and Y. Yamabayashi, *Noise reduction of 20 Gbit/s pulse train using spectrally filtered optical solitons*. *Electron. Lett.*, **1988**, vol **34**(11), p. 1135-1136.
333. T. Ohara, H. Takara, S. Kawanishi, T. Yamada, and M.M. Fejer, *160 Gb/s all-optical limiter based on spectrally filtered optical solitons*. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **2004**, vol **16**(10), p. 2311-2313.
334. T. Ohara, H. Takara, A. Hirano, K. Mori, and S. Kawanishi, *40 Gb/s x 4 Channel all-optical multichannel limiter utilizing spectrally filtered optical solitons*. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **2003**, vol **15**(5), p. 763-765.
335. D.V. Kuksenkov, S. Li, M. Sauer, and D.A. Nolan. *Simultaneous 2R regeneration and dynamic dispersion compensation at 40 Gb/s in a nonlinear fiber-based device*. in *Optical Fiber Communication Conference (OFC)*. **2003**: Optical Society of America.
336. P.V. Mamyshev. *All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect*. in *European Conference on Optical Communication, ECOC'98*. **1998**. Institute of Electrical and Electronics Engineering, Madrid, Spain.
337. B.E. Olsson and D.J. Blumenthal. *Pulse width restoration and PMD suppression using fiber self-phase modulation*. in *ECOC*. **2000**.
338. B.E. Olsson and D.J. Blumenthal, *Pulse restoration by filtering of self-phase modulation broadened Optical Spectrum*. *Journal of Lighthwave Technology*, **2002**, vol **20**(7), p. 1113-1117.
339. Yoshikane, I. Morita, and N. Edagawa, *SPM-based all-optical reshaping for 10 Gbit/s RZ signals bandlimited by optical filtering*. *Electron. Lett.*, **2002**, vol **38**(24), p. 1570-1572.
340. P. Petropoulos, T.M. Monro, W. Belardi, F. Furusawa, J.H. Lee, and D.J. Richardson, *2R-regenerative all-optical switch based on a highly nonlinear holey fiber*. *Opt. Lett.*, **2001**, vol **26**(16), p. 1233-1235.
341. N. Yoshikane, I. Morita, T. Tsuritani, A. Agata, N. Edagawa, and S. Akiba, *Benefit of SPM-based all-optical reshaper in receiver for long-haul DWDM transmission systems*. *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.*, **2004**, vol **10**(2), p. 412-420.
342. T.-H.-. Her, G. Raybon, and C. Headley, *Optimization of pulse regeneration at 40 Gb/s based on spectral filtering of self-phase modulation in fiber*. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **2004**, vol **16**(1), p. 200-202.
343. L.B. Fu, *Investigation of self-phase modulation based optical regeneration in single mode As₂Se₃ chalcogenide glass fiber*. *Opt. Express*, **2005**, vol **13**(19), p. 7639-7646.
344. J.-T. Mok, J.L. Blows, and B.J. Eggleton, *Investigation of group delay ripple distorted signals transmitted through all-optical 2R regenerators*. *Opt. Express*, **2004**, vol **12**(19), p. 4411-4422.
345. G. Raybon, Y. Su, J. Leuthold, R.J. Essiambre, T.-H.-. Her, C. Joergensen, P.I. Steinvurze, K. Dreyer, and K.S. Feder. *40 Gbits/s pseudo-linear transmission over one million kilometers*. in *Optical Fiber Communication Conference (OFC)*. **2002**. Anaheim, USA.
346. J. Leuthold, G. Raybon, Y. Su, R.J. Essiambre, S. Cabot, J. Jacques, and M. Kauer, *40 Gbit/s transmission and cascaded all-optical wavelength conversion over 1 000 000 km*. *Electron. Lett.*, **2002**, vol **38**(16), p. 890-891.
347. VPI Photonics, *VPI Transmission Maker - WDM User's Manual*. **2003**.
348. A. Hasegawa, *Generation of a train of soliton pulses by induced modulational instability in optical fibers*. *Opt. Lett.*, **1984**, vol **9**(7), p. 288-290.
349. P.V. Mamyshev, S.V. Chernikov, E.M. Dianov, and A.M. Prokhorov, *Generation of a high-repetition-rate train of practically noninteracting solitons by using the induced modulational instability and Raman self-scattering effects*. *Opt. Lett.*, **1990**, vol **15**(23), p. 1365-1367.
350. M. Artiglia, E. Ciaramella, and P. Gallina. *Demonstration of cw soliton trains at 10, 40 and 160 GHz by means of induced modulation instability*. in *Optical Fiber Communication Conference (OFC)*. **1997**.
351. E. Ciaramella, G. Contestabile, A. D'Errico, C. Loiacono, and M. Presi, *High-power widely tunable 40-GHz pulse source for 160-Gb/s OTDM systems based on nonlinear fiber effects*. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **2004**, vol **16**(3), p. 753-755.
352. S.V. Chernikov, D.J. Richardson, R.I. Laming, E.M. Dianov, and D.N. Payne, *70 Gbit/s fibre based source of fundamental solitons at 1550 nm*. *Electron. Lett.*, **1992**, vol **28**(13), p. 1210-1212.
353. K. Tamura and M. Nakazawa, *54-fs, 10-GHz soliton generation from a polarization-maintaining dispersion-flattened dispersion-decreasing fiber pulse compressor*. *Opt. Lett.*, **2001**, vol **26**(11), p. 762-764.
354. S. Pitois, J. Fatome, and G. Millot, *Generation of 160-GHz transform-limited pedestal-free pulse train through mutliwave mxing compression of a dual frequency beat signal*. *Opt. Lett.*, **2002**, vol **27**, p. 1729.
355. S. Pitois, C. Finot, J. Fatome, and G. Millot, *Generation of 20-Ghz picosecond pulse trains in the normal and anomalous dispersion regimes of optical fibers*. *Opt. Commun.*, soumis à, **2005**, vol.
356. E. Pincemin, D. Grot, C. Borsier, J.-D. Ania Castanon, and S.K. Turitsyn, *Impact of the Fiber Type and Dispersion Management on the performance of an NRZ 16 x 40 Gb/s DWDM Transmission System*. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **2004**, vol **16**(10), p. 2362-2364.

357. E. Pincemin, O. Audouin, B. Dany, and S. Wabnitz, *Stability of synchronous intensity modulation control of 40-Gb/s dispersion-managed soliton transmissions*. *Journal of Lighthwave Technology*, **2001**, vol **19**(5), p. 624-635.
358. E. Pincemin, O. Leclerc, and E. Desurvire. *Feasibility of 1 terabit/s (25 chx40 Gbit/s) global-distance, optically regenerated systems*. in *Optical Fiber Communication Conference (OFC)*. **1999**.

Similaritons dans les amplificateurs Raman à fibre optique

Résumé :

Ce mémoire présente la génération de similaritons dans un amplificateur Raman à dispersion normale aux longueurs d'onde des télécommunications optiques. Les profils temporels expérimentaux obtenus par caractérisation FROG mettent en évidence un profil d'intensité parabolique associé à une dérive de fréquence linéaire, en accord avec les résultats d'un modèle numérique.

Différentes propriétés théoriques des similaritons sont ensuite vérifiées expérimentalement. La dynamique de deux impulsions similaritons à des longueurs d'ondes centrales identiques ou différentes est également étudiée : les similaritons sont robustes vis-à-vis des collisions alors que l'interaction de deux similaritons entraîne la génération d'un train de solitons noirs à haut-débit.

Dans une dernière partie, nous évoquons l'application des similaritons à trois domaines : la génération d'impulsions ultracourtes, la mise en forme d'impulsions et enfin la régénération optique de signaux télécom à haut-débit.

Mots-clefs :

Impulsion parabolique, Similariton, Fibre optique, Amplification Raman, Mise en forme d'impulsions, Régénération optique, Caractérisation d'impulsions ultracourtes.

Similaritons in optical fiber Raman amplifiers

Abstract :

This thesis presents the generation of optical similaritons in a normally dispersive Raman amplifier at telecom wavelengths. The pulses experimentally characterized by FROG technique exhibit a parabolic intensity profile with a linear chirp, in good agreement with results of numerical simulations.

Several theoretical features of the similaritons have been experimentally studied. The dynamics of two similaritons with same or different central wavelengths is also investigated: similaritons are robust against collisions, whereas the interaction of similaritons leads to the generation of high-repetition rate dark soliton train.

The similariton properties have been finally applied into three fields: ultra-short pulse generation, pulse shaping and optical regeneration of high-bit-rate pulse trains.

Key words :

Parabolic pulse, Similariton, Optical fiber, Raman amplification, Pulse shaping, Optical regeneration, Ultra-short pulse characterisation.