



Génération de molécules de solitons, régulation de puissance, régénération et sculpture des profils d'impulsion au sein d'un laser à fibre multifonction

Bici Chinauyi Junior Igbonacho

► To cite this version:

Bici Chinauyi Junior Igbonacho. Génération de molécules de solitons, régulation de puissance, régénération et sculpture des profils d'impulsion au sein d'un laser à fibre multifonction. Traitement du signal et de l'image [eess.SP]. Université Bourgogne Franche-Comté; Université des Sciences et Techniques de Masuku (Gabon), 2018. Français. NNT : 2018UBFCK024 . tel-02309168

HAL Id: tel-02309168

<https://theses.hal.science/tel-02309168>

Submitted on 9 Oct 2019

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 par

Junior IGBONACHO

pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN PHYSIQUE

le 21 décembre 2018

Génération de molécules de solitons, régulation de puissance, régénération et sculpture des profils d'impulsion au sein d'un laser à fibre multifonction

Jury:

Philippe GRELU,
Marie HOUSSIN,
Arnaud MUSSOT,
Alessandro TONELLO,
Alain-Brice MOUBISSI,
Patrice TCHOFO-DINDA,

Professeur, Université de Bourgogne
Professeur, Université d'Aix-Marseille
Professeur, Université de Lille
MCF, Université de Limoges
MCF-CAMES, Université de Masuku
Professeur, Université de Bourgogne

Président du jury
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Directeur de Thèse
Directeur de Thèse

Équipe Solitons, Lasers et Communications Optiques (SLCO)
Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, UMR 6303 CNRS
Facultés de Sciences Mirande, 9 avenue Alain Savary, BP 47870, 21078 Dijon, France

Table des matières

Table des matières	iii
Introduction générale	1
1 Généralités	7
1.1 Lasers à modes bloqués	7
1.2 Lasers à fibre	9
1.3 Dispersion et non-linéarité dans une fibre optique	10
1.4 Solitons dissipatifs dans les cavités lasers	11
1.5 Molécules de solitons	13
1.6 Approche des coordonnées collectives : un outil de caractérisation des im- pulsions lumineuses	14
1.7 conclusion	17
2 Dynamique des molécules de solitons indéformables et déformables dans les la- sers à fibres à verrouillage de modes	19
2.1 Introduction	19
2.2 Méthodes de caractérisation de la dynamique des molécules de solitons . .	23
2.3 Modèle numérique	26
2.4 Analyse de la dynamique des molécules de solitons par une méthode de ca- ractérisation simplifiée	28
2.5 Molécules de solitons déformables	36

2.6 Résultats expérimentaux préliminaires	43
2.7 Conclusion	45
3 Miroir à boucle non linéaire multifonction	47
3.1 Introduction	47
3.2 Miroirs à boucle non linéaire conventionnels	49
3.3 Conception de la cellule embryonnaire du NOLM multifonction	61
3.4 Conception du NOLM multifonction	65
3.5 Fonction de transfert du NOLM multifonction	73
3.6 Illustration du fonctionnement du NOLM dans un environnement forte- ment perturbé	84
3.7 Conclusion	88
4 Régulation de puissance, régénération et sculpture des profils d'impulsion à l'aide d'un NOLM multifonction	91
4.1 Introduction	91
4.2 Modélisation	92
4.3 Simulations numériques et résultats	95
4.4 Conclusion	113
Conclusion générale	115
Bibliographie	127
Liste des figures	129
Liste des tableaux	135
Résumé	137
Abstract	139

Dédicaces

À mon Très Cher Adorable Père présent en tout temps

À ma bien aimée et merveilleuse épouse Obi

À mon cher fils que j'aime Yotham

À mes parents

À ma famille

*Par la Sagesse, la Connaissance et la Science,
l'univers a été établi*

Livre des Proverbes

*En sommes trois choses demeurent,
la Foi, l'Espérance et l'Amour : mais la
plus grande d'entre elles, c'est l'Amour*

Jésus de Nazareth

Remerciements

Ce travail de thèse est le fruit d'une étroite collaboration entre l'Université des Sciences et Techniques de Masuku et l'Université de Bourgogne Franche-Comté.

Je veux exprimer mes sincères remerciements à tous les membres du jury qui se sont rendus disponibles, malgré les occupations, pour juger la qualité de mon travail. En particulier, j'exprime ma profonde reconnaissance à Madame Marie Houssin et Monsieur Arnaud Mussot qui ont accepté de rapporter ce travail et d'effectuer le déplacement de si loin de leurs villes respectives. Je vous remercie pour votre disponibilité. Madame Marie Housin, je n'oublierai jamais vos premiers cours (à Franceville) qui m'ont fait découvrir le monde des lasers.

J'adresse mes vifs remerciements et ma gratitude à Monsieur Philippe Grelu pour ces explications et ses conseils qui ont été pour moi très précieux.

J'exprime ma reconnaissance et mes vifs remerciements à Messieurs Patrice Tchofo et Alain Brice Moubissi qui m'ont fait l'honneur de m'encadrer tout au long de cette thèse. Merci pour tous les efforts que vous avez déployés afin de faire aboutir ce travail de thèse.

Je remercie Kasia d'avoir mis à ma disposition les résultats des expériences qu'elle a réalisées sur les molécules de solitons, lesquels résultats confirment remarquablement les prédictions théoriques issues du chapitre 2 de cette thèse. Je remercie également Nithy pour son soutien remarquable concernant le travail numérique sur ce chapitre 2.

J'adresse mes remerciements à tous mes enseignants de l'USTM, en particulier à Guy Zogo, Thierry Blanchard Ekogo. Ce travail n'est pas seulement le fruit des années de la thèse mais le couronnement de tout ce que j'ai reçu comme enseignements.

J'exprime ma reconnaissance envers mes collègues, Christian Mback pour son aide, et pour ces échanges constructifs que nous avons si souvent eus au bureau et qui ont été très utiles. Merci aussi à Magda, Utha, Vardan, Meryem pour votre soutien.

J'exprime enfin ma reconnaissance à toute ma famille si nombreuse, d'avoir été là pour moi. Merci pour vos encouragements, vos paroles et prières.

Introduction générale

Ce mémoire est le fruit d'un travail de recherche réalisé dans le cadre d'une convention de cotutelle de thèse entre le Département de Physique de l'Université des Sciences et Techniques de Masuku (USTM-Gabon) et le Département Photonique du Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne (ICB) de l'Université de Bourgogne-Franche Comté (UBFC). Ce travail s'inscrit dans le cadre d'un projet de recherche dont la finalité est la fabrication d'un laser à fibre multifonction, capable de générer des impulsions aux profils complexes, et de réaliser en cavité des opérations de traitement de signal habituellement réalisées séparément au sein de dispositifs dédiés. Cette finalité répond à une demande en forte croissance de fonctions optiques qui soient à la fois à très haute performance et à moindre coût, dans un secteur d'activité en développement industriel ininterrompu depuis plus d'une trentaine d'années, à savoir, le secteur des lasers. En France, ce secteur regroupe plus d'une centaine de PME dont les activités vont de la découpe de tôles à des opérations ophtalmologiques en passant par la gravure de verres, de montres de luxe, de pièces d'aéronautique, et bien d'autres activités dans des domaines aussi différents que la chimie, la mécanique, la microélectronique, la médecine, ou les Télécoms. Au niveau mondial, en 2011 les lasers représentaient un marché d'environ 7,5 milliards de dollars. Actuellement, il se situe autour de 10 milliards de dollars et reste en forte croissance, tirée par l'industrie des Télécoms et de l'Electronique. Malgré son dynamisme, le secteur lasers fait partie des industries de pointe confrontées à des défis technologiques importants, liés à une réelle difficulté de toujours continuer à améliorer les fonctionnalités et les performances des dispositifs existants, tout en mettant au point de nouvelles innovations, mais

à des coûts qui restent abordables pour les utilisateurs.

Il existe actuellement dans le monde plusieurs milliers de sortes de lasers, que l'on peut regrouper et classer dans quelques grandes familles, telles les *lasers à gaz*, *lasers chimiques*, *lasers à colorants organiques*, *lasers à fibre*, *lasers à vapeur métallique*, *lasers à solides*, ou *les lasers à semi-conducteur*. Les travaux de cette thèse se classent dans la famille des *lasers à fibre*, qui fait référence aux lasers employant des fibres de verre comme support actif.

Bien qu'ayant été mis en œuvre pour la première fois dans les années 1960, les lasers à fibre ne sont utilisés de façon courante dans l'industrie que depuis une dizaine d'années. En effet, dans les domaines nécessitant des flux lumineux intenses, tels que la défense, le médical, l'industrie ou l'agriculture, les lasers à fibre s'imposent aujourd'hui face aux technologies traditionnelles issues des lasers à gaz ou à colorants. Notons à cet égard que la puissance moyenne obtenue dans un faisceau limité par diffraction peut atteindre plusieurs kilowatts en régime continu. Cette puissance moyenne impressionnante est due en partie à la géométrie de la fibre optique qui agit comme un très bon dissipateur thermique du fait du grand rapport entre la surface d'échange avec l'extérieur et le volume total.

D'autre part, depuis le milieu des années soixante, suite à plusieurs travaux de pionniers dont ceux de DiDomenico [1], d'Hargrove [2] et de Yariv [3], il est bien connu qu'un laser peut générer un train d'impulsions. On fait référence à ce type de lasers comme étant des *lasers à verrouillage de modes*, appelés aussi *lasers à modes bloqués*. Le verrouillage de modes consiste à forcer tous les modes du laser à avoir la même phase de manière à ce qu'ils s'ajoutent à un moment donné pour former des impulsions très courtes. Le premier *laser à fibre à verrouillage de modes* est apparu en 1986 [4]. Il existe deux techniques de verrouillage des modes : la *technique active* où l'utilisateur impose une modulation externe des pertes intracavités, donnant lieu à des systèmes reconfigurables, et la *technique passive* où l'on utilise les propriétés non linéaires d'un matériau pour moduler les pertes intracavités. Le principal avantage des techniques de blocage de modes passif réside dans le fait qu'elles ne nécessitent aucune source externe pour provoquer la synchronisation

en phase des modes. Elles font plutôt appel aux propriétés intrinsèques de la cavité laser pour réaliser une auto-redistribution de la puissance optique.

Les techniques les plus utilisées jusqu'à présent pour réaliser le blocage passif de modes utilisent des absorbants saturables matériels (SESAM, graphène, CNT, etc.), et en particulier, des absorbants saturables à base de semi-conducteurs tels que les SESAMs (Semiconductor saturable absorber mirrors) [5; 6]. Les SESAMs ont de nombreux avantages (en termes de compacité, facilité d'alignement, etc), mais ils présentent l'inconvénient majeur de ne pas être dynamiquement accordable. Autrement dit, la fonction de transfert, qui gouverne la modification du champ intra-cavité à la traversée de ces composants, n'est pas réglable de manière dynamique; ce qui limite considérablement les types de profils d'impulsions accessibles. Pour pallier ce problème, il existe des techniques exploitant la non-linéarité des fibres optiques. Actuellement, la technique la plus utilisée pour obtenir une fonction de transfert accordable, est la *rotation non-linéaire de la polarisation* (RNLP), aussi appelée *Polarisation-Additive Pulse Mode-Locking* (P-APM) [7–11]. Cette technique exploite l'effet Kerr d'une fibre optique (combinée aux effets de biréfringence induits par des lames à retard de phase) pour obtenir une fonction de transfert modifiable manuellement à l'aide de contrôleurs de polarisation.

Si les lasers à fibre à modes bloqués passifs se sont autant développés ces dernières années, c'est en raison de leur aptitude à générer facilement des trains d'impulsions de grande qualité en terme de bruit, qualité de faisceau et durée d'impulsions, et pour un coût économiquement abordable. Cependant, les lasers de ce type ont des inconvénients qui limitent sévèrement leur champ d'application, dont celui d'être d'une grande pauvreté en termes de fonctionnalités et de flexibilité. D'ailleurs, la majorité de ceux disponibles actuellement dans le commerce sont très peu évolutifs et pas du tout polyvalents. La polyvalence dont nous parlons fait référence à une cavité dotée de composants accordables, permettant des opérations de contrôle et de régulation des profils d'impulsion, ainsi que la génération d'impulsions aux profils complexes (tels que les multiplets ou les molécules de solitons).

Dans ce contexte, des travaux récents [12–14] suggèrent qu’il serait possible de sculpter le profil d’intensité des impulsions au sein des cavités lasers fibrées à modes bloqués, au moyen d’un composant constitué d’une fibre optique à haute non-linéarité reliée aux deux ports de sortie d’un coupleur bidirectionnel, de manière à former un *miroir à boucle optique non linéaire* couramment appelé NOLM (Non Linear Optical Loop Mirror) [15]. De surcroît, il a été rapporté que cette cavité équipée d’un NOLM, serait dotée d’une accordabilité dynamique permettant d’accéder à une grande diversité de profils d’impulsion, incluant aussi bien des impulsions solitaires que des multiplets d’impulsions, et même des *molécules de solitons*. Mais, il faut souligner que ces travaux antérieurs [12–14] ne constituent qu’une démonstration de principe, réalisée au moyen de simulations numériques basées sur des modèles de composants idéaux, i.e., qui ne sont disponibles ni dans le commerce ni en laboratoire.

Les travaux présentés dans ce mémoire de thèse sont essentiellement constitués de simulations numériques, et ont pour objet d’accroître la fonctionnalité des cavités laser fibrées à modes bloqués, de manière à en faire des lasers multifonctions. Plus précisément, la thèse a pour objectif le développement d’un laser à fibre capable de réaliser des fonctions allant de la génération d’impulsions aux profils complexes jusqu’à la réalisation de certaines opérations de traitement de signal habituellement réalisées au moyen de dispositifs dédiés. La ligne directrice générale de nos travaux est de privilégier des solutions basées sur des composants optiques disponibles dans le commerce ou en laboratoire. C’est dans cette ligne directrice que nous avons conçu une cavité laser multifonction, dont l’élément clé est un dispositif dont le rôle habituel est de favoriser le passage du laser en régime de blocage de modes et d’assurer le maintien du laser dans ce régime. Nous avons d’abord exploré les potentialités que pouvait avoir un dispositif basé sur la rotation non-linéaire de la polarisation (RNLP), et nous avons montré qu’il permet de générer une très grande diversité d’états stables, incluant des multiplets d’impulsions et des molécules de solitons. Ce travail a été réalisé par simulation numérique, et a produit des résultats remarquablement confirmés par des expériences réalisées au sein de notre

équipe de recherche. Ensuite nous avons exploité un autre composant ayant une fonction de transfert facilement variable, à savoir, un prototype de NOLM que nous avons élaboré en apportant des transformations structurelles dans l'architecture du NOLM utilisée dans les travaux antérieurs. Nous avons supprimé le coupleur symétrique et l'atténuateur présents dans les dispositifs antérieurs [12–14], et les avons remplacés par un coupleur asymétrique, afin de baisser drastiquement la consommation énergétique du dispositif. Nous avons considérablement amélioré la fonctionnalité et les performances du dispositif en y insérant, un filtre optique à bande passante accordable. Le dispositif conçu de cette manière affiche des performances lui permettant de réaliser des opérations de remise en forme de signaux à profils très sévèrement dégradés, et la régulation des puissances crêtes d'impulsion. Nous avons démontré le fonctionnement de ce dispositif au moyen de simulations numériques basées sur une modélisation très réaliste prenant en compte les effets de propagation négligés dans les travaux antérieurs.

Ce mémoire est structuré en quatre chapitres :

Dans le premier chapitre, nous présentons des généralités sur les phénomènes de propagation dans les lasers à fibres, ainsi que des outils de caractérisation des profils d'impulsion.

Dans le deuxième chapitre, nous présentons la génération de molécules de solitons à l'aide d'une cavité équipée d'un dispositif de rotation non-linéaire de la polarisation.

Dans le troisième chapitre, nous présentons l'architecture du NOLM multifonction, la modélisation des éléments qui le composent, et nous mettons en place les formules analytiques et les équations de propagations qui permettent de régler le dispositif en fonction des paramètres d'impulsion que l'on désire.

Dans le quatrième chapitre, nous montrons que la cavité équipée de notre NOLM multifonction permet d'assurer des fonctionnalités relatives à la régulation des puissances crêtes d'impulsion, la régénération d'impulsions fortement distordues, et la sculpture de profils d'intensité.

Dans la conclusion de ce mémoire, nous faisons une synthèse des résultats majeurs de

ce travail de thèse, et nous discutons des perspectives d'ordre expérimental et théorique que nos travaux permettent d'envisager.

Chapitre 1

Généralités

1.1 Lasers à modes bloqués

Les lasers sont bien connus pour leur capacité à générer et amplifier la lumière. Cette amplification nécessite un processus connu sous le nom d'émission stimulée introduite par Einstein en 1917. Ce processus joue un rôle clé dans le fonctionnement du laser. Pour réaliser un laser, il faut :

- un milieu amplificateur à gain G et de largeur spectrale $\Delta\lambda$;
- un pompage qui fournit une source d'énergie extérieure (électrique, optique, chimique...), et provoque une inversion de population dans le milieu amplificateur ;
- un résonateur optique de longueur L , constitué de plusieurs miroirs dont au moins un est semi-réfléchissant pour permettre l'émission laser vers le milieu extérieur. Cette cavité résonnante peut prendre une configuration de type linéaire (figure 1.1 (a)) ou une configuration circulaire encore appelée cavité en anneau 1.1 (b).

Dans un laser, différents modes longitudinaux peuvent se propager et osciller. Si ces modes présentent une relation de phase entre eux, on parle de verrouillage de modes. Le laser à modes bloqués émet alors des impulsions lumineuses à une fréquence de répétition correspondant à l'intervalle spectral libre de la cavité défini dans le cas d'une cavité en anneau par :

$$ISL = \frac{c}{nL}, \quad (1.1)$$

où c est la vitesse de la lumière, n l'indice de réfraction du milieu actif et L la longueur de la cavité optique. La durée de ces impulsions dépend de leurs profils, du nombre de modes N verrouillés en phase, et de la séparation spectrale $\Delta\nu$ entre deux modes adjacents. Par exemple, pour une impulsion gaussienne, la durée minimale est donnée par :

$$\Delta t = \frac{0.44}{N\Delta\nu} \quad (1.2)$$

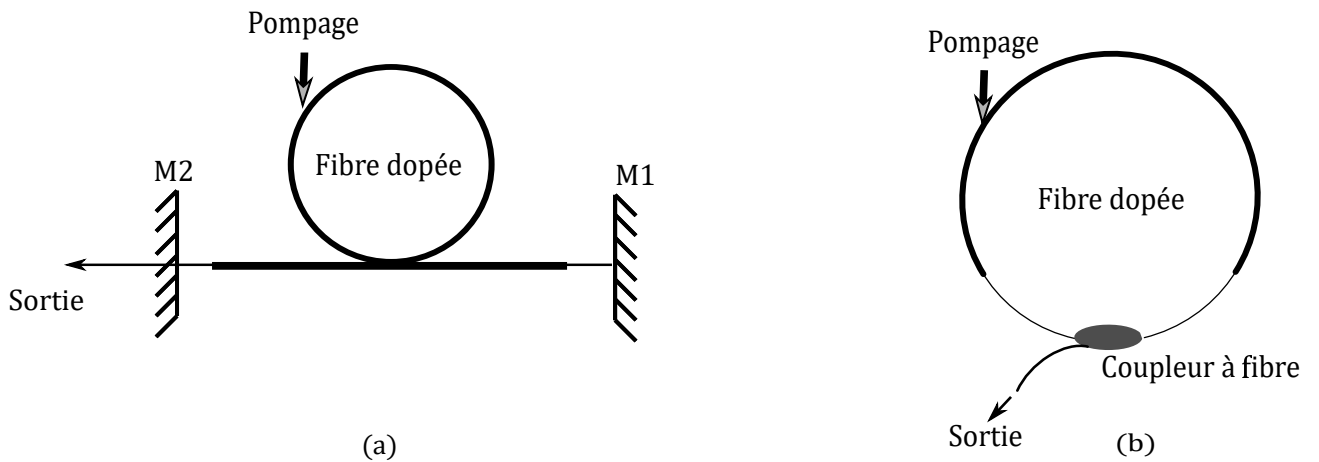


FIGURE 1.1 – Laser (à fibre) en cavité linéaire (a) et en cavité circulaire (b). Le miroir M1 est totalement réfléchissant et M2 partiellement réfléchissant à la longueur d'onde laser.

A priori les modes longitudinaux ne sont pas naturellement verrouillés en phase. Pour déclencher le régime impulsionnel, il est nécessaire de recourir aux techniques de verrouillage de modes. Il existe plusieurs techniques de verrouillage de modes que l'on peut classer en trois grandes familles :

- *Le verrouillage de mode actif* basé sur la modulation intra-cavité d'amplitude ou de phase du champ optique. La technique de modulation d'amplitude utilise principalement les Modulateurs Acousto-Optiques tandis que la technique de modulation de phase utilise des Modulateurs Électro-Optiques.

- *Le verrouillage de mode passif* qui ne nécessite pas d'alimentation externe dans la cavité et repose sur l'action d'un effet non linéaire pour la production des impulsions ultra-

courtes (sub-picosecondes). Cette méthode de verrouillage emploie essentiellement des dispositifs tels que les composants à base de rotation non linéaire de la polarisation (RNLP) et les miroirs à boucle non linéaire (NOLM). Ces composants agissent comme un absorbant saturable ultra rapide (dont le temps de relaxation a une durée plus courte ou égale à celle de l'impulsion) qui absorbe davantage les parties de l'impulsion à basse puissance instantanée (situées au niveau des ailes) que les parties à haute puissance (situées dans la partie centrale).

- *Le verrouillage de modes hybride* qui combine les deux techniques précédentes de manière à tirer profit des avantages qu'elles offrent.

1.2 Lasers à fibre

Les lasers à fibres constituent une plateforme incontournable pour la génération d'impulsions courtes, ultra-courtes, robustes ou compactes, et se sont révélés d'un grand intérêt pour l'étude de la dynamique de ces impulsions dans les systèmes complexes dissipatifs.

Avec l'utilisation des technologies de blocage de modes, les lasers à fibres à blocage de modes ont permis de mettre en lumière de nouvelles caractéristiques relatives à la dynamique des impulsions. À titre d'exemple, Tamura et *al* ont mis au point un type de laser à fibre dans lequel la cavité en anneau fibrée était construite à partir des segments de fibres à dispersion alternativement négative et positive. Ce laser à gestion de dispersion a donné naissance à une forme d'impulsion appelée impulsion étirée. Au cours de sa propagation dans la cavité, l'impulsion s'élargit et se comprime, donnant l'impression d'un phénomène de respiration. Comme autre exemple de dynamique étudiée à partir des lasers à fibres à verrouillage de modes, on peut citer la dynamique des similaritons. Ce nouveau type d'impulsion de profil parabolique, déjà étudiée dans les amplificateurs à fibre optique [16] a la particularité notable de conserver sa forme parabolique inchangée, tout en subissant une croissance simultanée de sa puissance crête et de sa durée tempo-

relle. L'étude des similaritons dans les lasers à fibre a permis de constater d'une part que les impulsions chirpées de profil parabolique existent au sein de la cavité laser, et d'autre part, que le chirp de ces impulsions pouvait être éliminé hors de la cavité [17]. Un dernier exemple que l'on peut évoquer concerne la vibration des molécules de solitons, qui a été observée expérimentalement en temps réel dans les lasers à fibre où le verrouillage de modes est réalisé à l'aide d'un dispositif de rotation non-linéaire de la polarisation [11]. Cependant dans cet article [11], la caractérisation des molécules de solitons n'a pas été effectuée. Dans ce travail de thèse, les impulsions seront caractérisées par l'approche des coordonnées collectives décrite ci-après.

1.3 Dispersion et non-linéarité dans une fibre optique

La dispersion chromatique des fibres optiques est l'un des facteurs les plus pénalisant pour les capacités de transmission des systèmes de communication par fibre optique. En effet, au cours de la propagation, la dispersion provoque systématiquement un étalement du profil temporel d'une impulsion initialement non-chirpée. Si l'impulsion est initialement chirpée, alors la dispersion peut provoquer un étalement ou une compression de son profil temporel, selon le signe du chirp initial de l'impulsion. Des stratégies dites de compensation de dispersion ont été élaborées dans le domaine des Télécommunications, afin de limiter l'impact de ce phénomène sur les performances des systèmes de transmission. L'une des plus simples consiste dans la concaténation de fibres ayant alternativement des coefficients de dispersion de signes opposés. On parle alors d'une *compensation en ligne* de la dispersion. Une variante de cette technique, consiste à compenser la dispersion de manière ponctuelle en des points particuliers du système. Dans les lasers à fibres à modes bloqués, il est fréquent que l'on recoure à une compensation de dispersion, pour obtenir une cavité ayant une dispersion moyenne nulle. Cette stratégie est surtout utilisée lorsqu'on cherche à générer des impulsions non chirpées.

La non-linéarité dans les fibres optiques résulte d'une variation instantanée de l'in-

dice de réfraction d'une quantité proportionnelle à la puissance optique (effet Kerr). Toute variation de la puissance optique conduit à une modulation de l'indice de réfraction qui entraîne en retour une modification de la phase du signal. On parle d'automodulation de phase. Dans un système dispersif et non linéaire, dans certaines conditions très particulières, les effets de dispersion et de non-linéarité peuvent agir exactement en sens inverses et se contre-balancer. Cela peut se produire dans une fibre optique de très courte longueur (de l'ordre de quelques mètres) en régime de dispersion anormale, et dans ce cas, l'impulsion lumineuse se propage sans subir de distorsion de son profil d'intensité. On fait référence à une telle impulsion comme étant un *soliton*. Actuellement, la terminologie *soliton* est de plus en plus utilisée pour désigner des impulsions capables de se propager sur des distances significatives sans subir des distorsions trop importantes. On utilise le terme *soliton conventionnel* pour désigner le soliton dont la stabilité résulte de la compensation exacte entre les effets de dispersion et de non-linéarité. Ainsi, l'action combinée de ces effets peut conduire à une grande diversité de processus dynamiques particulièrement fascinant dans les systèmes à fibre optique, tels que les solitons dissipatifs et les molécules de solitons. Dans la suite, nous décrivons brièvement chacune de ces structures solitoniques.

1.4 Solitons dissipatifs dans les cavités lasers

Les solitons dissipatifs (SD)s sont des formations localisées d'un champ électromagnétique qui, en présence de non-linéarité, de dispersion et/ou diffraction, maintiennent leur équilibre à travers un échange d'énergie avec l'environnement extérieur. L'existence et la stabilité des SDs dépendent d'un apport continue d'énergie au système. Lorsque cet apport en énergie cesse ou que les paramètres du système ne coïncident plus avec ceux qui ont permis la formation du soliton, les solitons "meurent" [18]. La formation d'un SD en cavité fait intervenir une variété de mécanismes de stabilisation, selon la nature des composants de la cavité. Mais ces mécanismes ont comme caractéristique commune

de faire intervenir un processus de compensation entre les pertes intra-cavité et un gain d'énergie fourni par le milieu externe.

- Le mécanisme de stabilité du soliton conventionnel, qui résulte de la compensation entre les effets d'élargissement induits par la dispersion et d'auto-focalisation induits par la non-linéarité. La figure 1.2(b) représente schématiquement les deux mécanismes de compensations qui structurent ce type de SD. Le soliton présente des zones de consommation et de dissipation d'énergie qui peuvent dépendre de la fréquence (spatiale ou temporelle) et de l'intensité. Les flèches indiquent le flux d'énergie à travers le soliton. Le soliton résulte ainsi d'un processus dynamique complexe d'échange d'énergie avec l'environnement et entre ses composants.

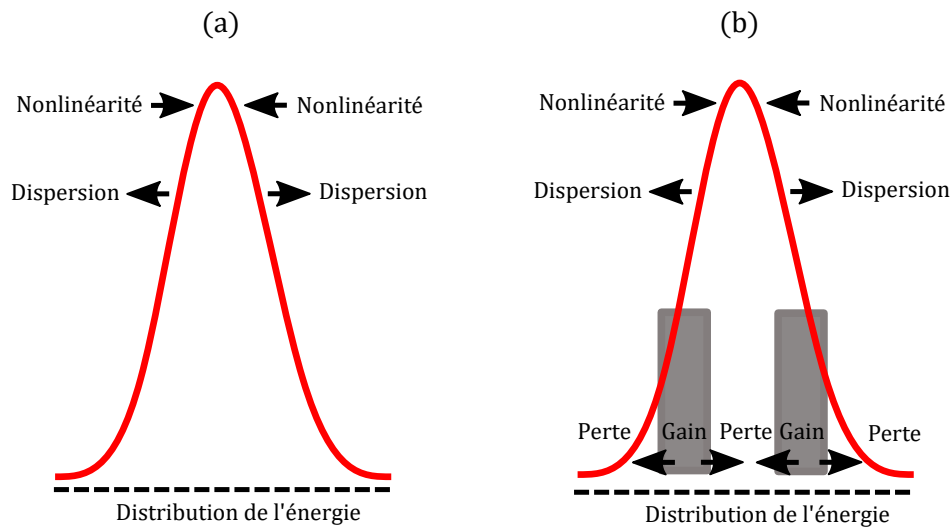


FIGURE 1.2 – a : Soliton conventionnel, b : Soliton dissipatif

- Dans d'autres types de cavité, la formation du SD résulte de la théorie de la dynamique non-linéaire qui associe un soliton à un point fixe d'un système dynamique de dimension infinie. En d'autre terme, il existe une relation directe entre les propriétés de stabilité du point fixe et la stabilité du soliton. Par exemple, les points fixes peuvent se transformer en cycles limites pour certaines valeurs de paramètres du système. On parle de bifurcations des solitons. Les solitons se comportent alors comme des entités vibrantes.

Certaines propriétés des SDs les rendent très attractifs pour la recherche. Premièrement, leur profil d'intensité, amplitude et vitesse restent fixes, et sont définies par les

paramètres du système [19] plutôt que par les conditions initiales. Deuxièmement, ils peuvent exister indéfiniment dans le temps tant qu'un apport d'énergie est fourni au système, sans lequel les solitons ne peuvent subsister. Les lasers à fibre à verrouillage de modes sont constitués de plusieurs composants susceptibles de provoquer des effets de perte linéaire, de gain non-linéaire, de filtrage spectral et de saturation de gain. Ainsi pour étudier la dynamique des SDs, il est nécessaire d'utiliser une équation maitresse capable de prendre en compte tous les ingrédients physiques majeurs de la cavité. Ce fut Haus [20; 21] qui, au milieu des années 70, développa une équation maitresse qui intègre tous les effets présents dans la cavité. En considérant l'état stationnaire où tous les effets se compensent, l'équation maitresse [21] s'écrit :

$$(g - l - i\phi)\psi + \left[\frac{g}{\Omega_g^2} + iD \right] \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} + (\delta - i\gamma) |\psi|^2 \psi = 0, \quad (1.3)$$

où l , ϕ , D , δ , γ et g sont respectivement les coefficients de perte linéaire, de déphasage linéaire, de dispersion, de modulation d'amplitude induit par l'effet de l'absorbant saturable, de l'automodulation de phase induit par effet kerr et gain avec Ω_g correspondant à la largeur spectrale du milieu à gain.

1.5 Molécules de solitons

L'histoire des molécules de solitons commence avec Malomed lorsqu'il démontre que sous l'effet de faibles perturbations, l'interaction des solitons voisins, dans un système décrit par l'équation de Schrodinger non linéaire perturbée ou l'équation de Ginzberg-landau cubique quintique, donne lieu à la formation d'états liés de solitons [22] encore appelés molécules de solitons [23]. En d'autres termes, une molécule de solitons est une structure complexe composée de plusieurs solitons qui sont proches et liés les uns aux autres par une certaine relation de phase. La plus simple de ces structures complexes est le bi-soliton ou état lié à deux solitons qui fut démontré numériquement [24] et observé

expérimentalement quelques années plus tard [25]. Les molécules de solitons peuvent être soit stationnaires et dans ce cas, leur énergie reste proportionnelle au nombre de solitons constituant la molécule ; soit exécuter une dynamique plus complexe telle qu'une vibration, donnant lieu à des échanges d'énergie entre solitons. [11; 26; 27].

1.6 Approche des coordonnées collectives : un outil de caractérisation des impulsions lumineuses

L'approche des coordonnées collectives (ACC) est une méthode très appréciée pour la modélisation de la dynamique d'une impulsion. Elle a déjà été utilisée dans plusieurs domaines de la physique, par exemple en physique du solide pour caractériser l'étude la dynamique interne des parois de domaines (kink anti-kinks) [28; 29] et même très récemment en optique, pour caractériser les composants d'une famille de molécule de soliton[30].

L'idée de base d'une ACC est de réduire le comportement dynamique d'une entité collective ayant une structure complexe et un très grand nombre de degrés de liberté, à celui d'un système mécanique beaucoup plus simple et n'ayant que quelques degrés de liberté [31]. À chaque degré de liberté du système mécanique équivalent, on n'associe alors un paramètre appelé coordonnée collective (CC). Par exemple, dans le cas des lasers à fibres à verrouillage de modes, les CCs sont tout simplement les paramètres de l'impulsion lumineuse générée au sein de la cavité laser, tels que l'énergie, la puissance crête, la durée, la position temporelle, la durée, le chirp, etc.

La méthode des CCs se décline sous plusieurs versions, dont les plus simples à mettre en œuvre sont : la *méthode des moments* et la *méthode de minimisation de l'énergie du champ résiduel*. Chacune de ces méthode nécessite préalablement de résoudre numériquement les équations de propagation afin d'obtenir le champ intra-cavité $\psi(z, t)$.

1.6.1 Méthode des moments

La méthode des moments est l'une des plus utilisées pour caractériser les impulsions lumineuses. C'est d'ailleurs cette méthode qui sera utilisée dans cette thèse pour caractériser les impulsions générées par notre laser à fibre.

Les premiers moments sont donnés par les formules suivantes [32; 33] :

$$X_1 = \sqrt{E_0 / (X_3 \sqrt{\pi/2})}, \quad E_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi|^2 dt, \quad (1.4a)$$

$$X_2 = \frac{1}{E_0} \int_{-\infty}^{+\infty} t |\psi|^2 dt, \quad (1.4b)$$

$$X_3 = 2 \left[\int_{-\infty}^{+\infty} t^2 |\psi|^2 dt / E_0 - X_2^2 \right]^{1/2}, \quad (1.4c)$$

$$X_4 = \frac{i \int_{-\infty}^{+\infty} (t - X_2) (\psi \psi_t^* - \psi^* \psi_t) dt}{2 \int_{-\infty}^{+\infty} (t - X_2)^2 |\psi|^2 dt}. \quad (1.4d)$$

où X_1 , X_2 , X_3 et X_4 , représentent respectivement l'amplitude, la position temporelle, la largeur, et le chirp de l'impulsion. E_0 désigne l'énergie de l'impulsion.

Il est à noter que la méthode des moments a l'avantage d'être simple à mettre en œuvre, mais la détermination du chirp (X_4) par cette méthode souffre parfois d'un manque de précision chaque fois que la dérivation numérique du champ intra-cavité (ψ_t) n'est pas exécutée avec une précision suffisante. Il est possible d'éviter ce problème de précision en utilisant la *méthode de minimisation de l'énergie du champ résiduel*.

1.6.2 Méthode de minimisation de l'énergie du champ résiduel

Dans cette méthode, on décompose le champ impulsionnel ψ de la manière suivante [32] :

$$\psi(z, t) = f(X_1, X_2, X_3, \dots, X_N, t) + q(z, t) \quad (1.5)$$

où f est une fonction qualifiée de *fonction ansatz*, i.e., une fonction choisie pour être la meilleure représentation du profil temporel de l'impulsion, et q est le champ résiduel tel que la somme de f et q soit la solution exacte de l'équation de propagation. X_j ($j = 1, 2, \dots, N$) représente les paramètres de l'impulsion, qui seront considérés comme des CCs. Un critère simple, qui permet d'évaluer la proximité entre f et ψ , est la valeur de l'énergie du champ résiduel, définie sous sa forme normalisée par :

$$\tilde{E}_{\text{RF}} \equiv \frac{E_{\text{RF}}}{E_0} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |\psi - f(X_1, X_2, \dots, X_N, t)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{\infty} |\psi|^2 dt}. \quad (1.6)$$

Dans la pratique, la grandeur de $\tilde{E}_{\text{RF}}$, qui sert de mesure de la présision de l'ansatz f , peut rapidement donner un premier aperçu de la fiabilité de la méthode de minimisation de l'énergie du champ résiduel (l'énergie du champ résiduel doit être suffisamment petite par rapport à l'énergie totale de l'impulsion). Il est très important de noter que plus le champ résiduel sera petit plus l'ansatz f représentera au mieux le champ exact ψ . Pour extraire les CCs associées à un champ $\psi(z, t)$ on applique à $\tilde{E}_{\text{RF}}$ des contraintes qui sélectionnent les CCs qui minimisent l'énergie du champ résiduel [32; 34]. Autrement dit, on impose un ensemble de contraintes sur le système, de manière à forcer les CCs à évoluer uniquement dans le sens qui minimise la $\tilde{E}_{\text{RF}}$. Ainsi, la relation $\frac{\partial \tilde{E}_{\text{RF}}}{\partial x_j} = 0$ conduit à la contrainte suivante [32] :

$$C_j \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \text{Re} \left[q \frac{\partial f^*}{\partial X_j} \right] dt \approx 0, \quad j = 1, 2, \dots \quad (1.7)$$

le symbole Re indique qu'il s'agit de la partie réelle. Lorsque le champ ψ est connu à une distance donnée z dans la cavité, alors la résolution de l'ensemble des équations (1.7) devient le problème bien connu de la minimisation d'une fonctionnelle par rapport à N variables, (les N coordonnées collectives x_j $j = 1, \dots, N$). Ce problème peut être résolu par une procédure itérative telle que la méthode de Newton-Raphson [35], qui se traduit par

$$[X]_{(i+1)} = [X]_{(i)} - \left[\frac{\partial C}{\partial X} \right]_{(i)}^{-1} [C]_{(i)}, \quad (1.8)$$

où l'indice i indique le numéro de l'itération, la matrice colonne $[C]$ a pour éléments les contraintes C_j .

1.7 conclusion

Avant de conclure ce chapitre de généralités, il convient de rappeler que le concept de soliton a ouvert un vaste domaine d'étude et d'applications. Cette onde solitaire qui naît de l'équilibre entre la dispersion et la non-linéarité a été très utile pour la compréhension de plusieurs phénomènes en physique, mais aussi dans d'autres domaines. L'extension du concept de soliton aux systèmes à gestion de dispersion a donné naissance à un type de soliton connu sous le nom de soliton à gestion de dispersion. Ce soliton se propage sur des tronçons de fibres à dispersion alternativement positive et négative en exécutant une dynamique de respiration. L'extension du concept de soliton au domaines des lasers à fibres a donné naissance au soliton dissipatif, qui peut se propager dans la cavité laser avec un apport extérieur d'énergie au système. Dans ces cavités lasers, il a été démontré que lorsque les solitons dissipatifs existent au sein d'une même cavité, ils peuvent interagir pour former des molécules de solitons. Ces molécules de solitons peuvent soit être stationnaires, soit exécuter une grande diversité de comportements dynamiques. Dans le prochain chapitre nous examinons les possibilités et conditions de génération de molécules de solitons au sein d'un laser à fibre où le blocage de modes est réalisé au moyen

d'un dispositif de rotation non-linéaire de la polarisation.

Chapitre 2

Dynamique des molécules de solitons indéformables et déformables dans les lasers à fibres à verrouillage de modes

2.1 Introduction

En photonique, les solitons dissipatifs correspondent aux effets de localisation d'une intensité lumineuse sous l'action combinée de la non-linéarité, de la dispersion et d'un échange d'énergie avec le milieu environnant [18; 23; 36]. Les lasers à fibres figurent parmi les rares dispositifs permettant de générer ce type de solitons au moyen d'un nombre limité de composants optiques, à un coût relativement modéré. D'autre part, les lasers à fibres ultra-rapides constituent des plateformes polyvalentes permettant de générer une variété de structures et de motifs de solitons dissipatifs auto-organisés [18; 23; 36]. En particulier, la génération de multiplets d'impulsions dans les lasers à fibres à verrouillage de modes suscite un grand intérêt tant du point de vue théorique qu'expérimental [18; 23; 36–39]. Par exemple, les effets de quantification d'énergie des solitons [40], les effets de saturation de l'évolution de la polarisation non linéaire [37], l'accumulation excessive du déphasage non linéaire dans la cavité [41], les effets de limitation de la puissance crête

dans la cavité [42], ou de filtrage spectral [43; 44], ont été identifiés comme des sources probables conduisant à la génération de multiplets d'impulsions dans les lasers à fibres à verrouillage de modes. L'un des multiplets d'impulsions qui a fait l'objet d'une attention particulière ces dernières années est connu sous le nom de «molécule de solitons», et correspond à un état lié composé de plusieurs solitons très proches les uns des autres et liés par une certaine relation de phase [30; 45–53]. Précisément, le terme «molécule de solitons» (MS) se réfère au fait que dans cet état lié, la position temporelle et la phase de chaque soliton peuvent vibrer autour d'une configuration d'équilibre comme dans le cas d'un atome dans une molécule de matière. Au cours de ces dernières années, les molécules de soliton ont fait l'objet d'un regain d'intérêt car elles sont considérées comme de potentiels symboles pour les formats de modulation multi-niveaux pour les systèmes de communication par fibres optiques [50; 52]. un bi-soliton est particulièrement intéressante car elle constitue la structure la plus simple de ces molécules complexes. Il existe différents niveaux de caractérisation des molécules de solitons. Au niveau le plus simple, une molécule bi-soliton se compose de deux impulsions et peut être caractérisée simplement par deux paramètres, à savoir : une séparation temporelle crête-à-crête et une phase relative. Sur la base de ces deux degrés de liberté, différentes classes de MS robustes ont été identifiées, notamment une classe de molécules stationnaires avec une phase relative qui est invariante au cours de la dynamique [54; 55], un état lié (EL) avec une phase oscillante [27], une classe de MS caractérisée par une phase relative qui bascule continuellement entre zéro (impulsions en phase) et une certaine valeur non-nulle (impulsions en déphasage). [55], une classe de MS avec oscillation de la phase [26], etc.

Malgré le stade relativement avancé des études théoriques, seuls quelques travaux expérimentaux ont été rapportés à ce jour. Ce décalage entre la théorie et l'expérience est dû à la difficulté de réaliser des mesures expérimentales en temps réel de l'évolution de l'amplitude et de la phase des impulsions ultra-courtes de l'ordre de la picoseconde. Par conséquent, jusqu'à très récemment, de nouveaux outils de mesures expérimentales en temps réel ont été développés, mais seule l'observation des signatures indirectes de tels

comportements dynamiques n'étaient possibles et réalisables à partir de mesures moyennées dans le temps, basée sur l'analyseur de spectres optiques et l'autocorrélateur. Ce n'est que très récemment que des études expérimentales ont mis en place une technique connue sous le nom de transformée de Fourier dispersive (DFT : Dispersive Fourier Transform) permettant d'avoir accès en temps réel à des processus fondamentaux ultra rapides qui auparavant n'étaient accessibles que par simulation numérique [11; 56]. La DFT est une technique de cartographie de longueur d'onde qui offre des possibilités de mesures spectrales uniques, et qui permet donc de surmonter les inconvénients des instruments optiques standards [57].

Dans les références [11; 56], plusieurs types de dynamiques internes ont été observés, indiquant que dans un bi-soliton, les deux solitons qui forment la molécule exécutent des mouvements de vibration et de rotation similaires à ceux d'atomes au sein des molécules de matière. En utilisant une méthode de caractérisation basée sur deux degrés de liberté de la molécule, à savoir : la séparation temporelle τ entre les deux solitons de la molécule et la différence $\Delta\phi$ entre leurs phases respectives (phase relative), plusieurs travaux récents ont révélé que, en fonction des paramètres du système, la séparation τ d'une part, peut être soit constante pendant la propagation, soit exécuter des vibrations autour d'une valeur d'équilibre [11; 56]. La phase relative, peut être, soit constante, soit dériver linéairement, ou osciller sans dérive, ou encore osciller tout en dérivant linéairement.

Dans la présente étude, nous soulevons deux points essentiels pour une meilleure compréhension du comportement des MSs, mais qui n'ont pas été pris en compte dans les travaux antérieurs [11; 56]. Le premier point est concerne la procédure utilisée dans les références [11; 56] pour caractériser la MS. Cette procédure repose uniquement sur deux des principaux paramètres du soliton, à savoir sa position temporelle et sa phase de référence. L'avantage d'une telle procédure réside dans sa simplicité, mais son inconvénient se voit nettement dans le fait qu'elle ne donne qu'une description partielle de la dynamique interne de la MS, car les solitons qui forment la molécule sont en fait traités comme des corps rigides. Dans ce chapitre, nous montrons que l'on ne peut avoir une

bonne compréhension du comportement des molécules de solitons qu'en traitant les solitons de cette molécule comme des entités déformables. Cela implique nécessairement une technique de caractérisation basée sur un nombre de degrés de liberté plus importants. Dans la présente étude, nous examinons la dynamique interne des molécules de solitons dans un laser à fibre à blocage de modes, par une approche de caractérisation basée sur tous les paramètres majeurs de l'impulsion (énergie, puissance crête, largeur temporelle, largeur spectrale et chirp). Cette approche révèle que la dynamique interne des molécules bi-solitons est parfois accompagnée de distorsions symétriques ou asymétriques de leurs profils d'intensité, impliquant des processus d'échange d'énergie entre les solitons et des modifications de tous les paramètres du soliton mentionnés ci-dessus.

Le deuxième point important à souligner est que les travaux théoriques et expérimentaux sur les MSs qui ont été rapportés jusqu'à ce jour, ont été pour la plupart axés sur les molécules bi-solitons [11; 30; 48–51; 53; 58]. Cependant, la connaissance de leur dynamique pourrait ne pas suffire à prédire le comportement des MSs d'ordre supérieur (c'est-à-dire celles constituées de plus de deux solitons). En effet, la présence d'un grand nombre de solitons dans une MS démultiplie le nombre de degrés de liberté internes au sein de cette MS, ce qui peut considérablement accroître la diversité de comportements dynamiques par rapport à ceux répertoriés dans le cas des molécules bi-solitons. Dans la présente étude, en plus des bi-solitons, nous considérons des molécules tri-solitons [52; 56; 59], et nous apportons un meilleur éclairage sur leur dynamique interne grâce à l'approche des coordonnées collectives. Notre étude révèle une diversité de processus d'interaction entre les solitons au sein d'une MS. En particulier, nous mettons en évidence des régions de paramètres où les solitons d'une molécules exécutent des comportements dynamiques qui sont clairement différents, à tel point que la MS se déforme de manière asymétrique au cours de sa propagation.

Le chapitre est organisé comme suit : la section 2.2 décrit notre méthode de caractérisation de des MSs. La section 2.3 présente le modèle numérique utilisé pour les simulations numériques de la dynamique de la MS. Dans la section 2.4 nous présentons

les caractéristiques de la dynamique des molécules bi- et tri-solitons obtenues via la méthode de caractérisation classique basée sur deux degrés de liberté, tandis que la section 2.5 est consacrée à la caractérisation des molécules déformables par l'approche des coordonnées collectives basée sur six degrés de liberté. Dans la section 2.6 nous présentons des résultats expérimentaux préliminaires confirmant certaines de nos prédictions théoriques sur la dynamique interne des molécules bi- et tri-soliton. La section 2.7 conclut le chapitre par un résumé de nos résultats les plus importants.

2.2 Méthodes de caractérisation de la dynamique des molécules de solitons

Une MS peut être caractérisée et analysée à des niveaux de précision qualitativement distincts. Le niveau de caractérisation de base utilisé dans les travaux précédents, consiste à traiter chacun des solitons d'une MS comme une entité non déformable [11; 56]. Cependant pour détecter d'éventuelles déformations internes d'une MS, il est nécessaire de passer à un niveau de caractérisation plus élevé. Dans l'approche de caractérisation simplifiée, le comportement dynamique de chaque soliton d'une MS est décrit par deux paramètres correspondant respectivement à sa position temporelle et sa phase de référence, tandis que l'état dynamique de toute la MS est caractérisé par l'évolution des séparations temporelles et des phases relatives entre les solitons. L'intérêt de cette approche simplifiée est un aperçu général du mouvement des solitons les uns par rapport aux autres. Cependant, il est important de garder en mémoire que cette méthode de caractérisation simplifiée des MSs n'est rigoureusement pertinente que dans les cas où tous les solitons de la molécule possèdent le même profil d'intensité, comme schématiquement illustré dans la figure 2.1 (a) pour le cas d'un bi-soliton. En réalité, les solitons qui composent une MS peuvent également se comporter comme des entités déformables et interagir de manière plus complexe qu'une simple interaction élastique comme celle qui existe entre des

atomes dans une molécule de matière. Nous montrerons que, en général, les interactions entre les solitons d'une molécule sont plutôt de nature inélastique, et peuvent provoquer des distorsions significatives entre leurs profils d'intensité. Un exemple de profil d'intensité d'une molécule bi-soliton déformée est schématiquement représenté dans la figure 2.1 (b). Il montre des différences significatives entre les puissances crêtes respectives (P_1 , P_2) et les largeurs temporelles (ξ_1 , ξ_2) des deux solitons de la MS.

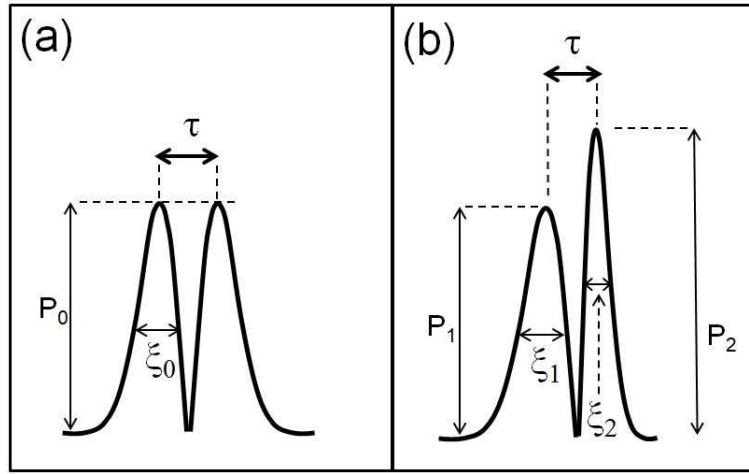


FIGURE 2.1 – Schéma du profil d'intensité temporelle d'une molécule bi-soliton, (a) : non déformée et (b) : déformée.

Il ressort clairement de la figure 2.1 (b) que, pour analyser de manière appropriée la dynamique interne d'une MS déformée, il est nécessaire d'utiliser un niveau de caractérisation plus élevé prenant en compte la grande variété de degrés de liberté induite par le caractère inélastique des interactions entre les solitons au sein de la MS. Une approche adéquate pour caractériser la dynamique des systèmes complexes est celle des coordonnées collectives [32; 60–62]. L'idée consiste à associer à chaque degré de liberté du système, une coordonnée collective (CC), qui est introduite dans le traitement théorique par une fonction d'essai aussi appelée *fonction ansatz*. Pour considérer des solitons comme des entités distinctes, ils doivent être suffisamment séparés les uns des autres. Un choix satisfaisant de l'ansatz d'une molécule bi-soliton peut simplement être formulé comme suit :

$$f = \sum_{i=1}^N g_i \quad (2.1)$$

avec

$$g_i \equiv X_{1i} \exp \left[-\frac{(t - X_{2i})^2}{X_{3i}^2} \right] \\ \times \exp i \left[\frac{X_{4i}}{2} (t - X_{2i})^2 + X_{5i} (t - X_{2i}) + X_{6i} \right],$$

où les indices $i = 1, 2$ désignent respectivement les solitons constituant la MS. Dans la suite, nous nous focaliserons sur les molécules de bi-soliton ($N = 2$) et tri-soliton ($N = 3$). Les CCs X_{1i} , X_{2i} , X_{3i} , X_{4i} , X_{5i} et X_{6i} sont respectivement l'amplitude, la position temporelle, la largeur temporelle, le chirp, la fréquence et la phase au centre du soliton portant l'étiquette ' i '. Les CCs nous permettent d'accéder à des paramètres physiques qui sont plus pratiques : Puissance crête $P_i \equiv X_{1i}$; largeur temporelle $\xi_i \equiv \sqrt{2 \ln(2)} X_{3i}$; chirp $C_i \equiv X_{4i}/2$; largeur spectrale $\Delta \nu_i \equiv \frac{\sqrt{2(4 + X_{4i}^2 X_{3i}^4) \ln(2)}}{2\pi X_{3i}}$. Avant d'accéder à ces paramètres physiques, il nous faut préalablement déterminer les CCs X_{ij} . A cette fin, nous utilisons la méthode de minimisation des champs résiduels. Cette méthode correspond à une procédure à deux étapes. Dans un premier temps, nous déterminons le champ électrique exact ψ de la MS, en résolvant les équations de la dynamique intra-cavité qui seront présentées dans la section suivante. Ensuite, nous déterminons le jeu de CCs (X_{ij} ; $i = 1, 2, \dots, 6$; $j = 1, 2$) pour lequel l'ansatz f défini par l'équation (2.1), est la meilleure représentation possible du champ exact ψ . Cela revient à déterminer le jeu de CCs qui minimise l'énergie du champ résiduel définie par : $E_{\text{RF}} = \int_{-\infty}^{+\infty} |q|^2 dt$. Ici, il convient de noter que la procédure de caractérisation simplifiée utilisée dans les travaux précédents [11; 56] est un cas particulier de la méthode de caractérisation présentée ici, où $X_{11} = X_{12}$, $X_{31} = X_{32}$, $X_{41} = X_{42}$, $X_{51} = X_{52}$, c'est-à-dire, avec seulement deux degrés de liberté correspondant à $\tau = |X_{21} - X_{22}|$ et $\Delta\phi = X_{61} - X_{62}$. Il est possible d'obtenir approximativement une classification des molécules bi-solitons en projetant leur dynamique dans un espace à deux

dimensions $(\tau, \Delta\phi)$, sans se soucier de la présence de distorsions au sein de la MS. Dans ce contexte, le comportement dynamique de la MS devient équivalent à celui d'un système mécanique constitué de corps rigides interagissant de manière anharmonique. Trois types de comportement sont alors concevables, à savoir :

(i) l'oscillation de τ , tandis que $\Delta\phi$ est constante; (ii) l'oscillation de $\Delta\phi$, tandis que τ est constante; (iii) l'oscillation simultanée de τ et $\Delta\phi$.

Nous allons maintenant considérer une MS composée de trois solitons portant les étiquettes '1', '2', et '3', comme l'illustre la figure 2.2. Ici, la notation $\Delta\tau_{12}$ ($\Delta\tau_{32}$) désignent la séparation temporelle entre les solitons '1' et '2' ('3' et '2'). $\Delta\phi_{12} = \phi_1 - \phi_2$ et $\Delta\phi_{32} = \phi_3 - \phi_2$ désignent les phases relatives entre les solitons, où ϕ_1 , ϕ_2 , et ϕ_3 , correspondent aux phases des solitons '1', '2', et '3', respectivement.

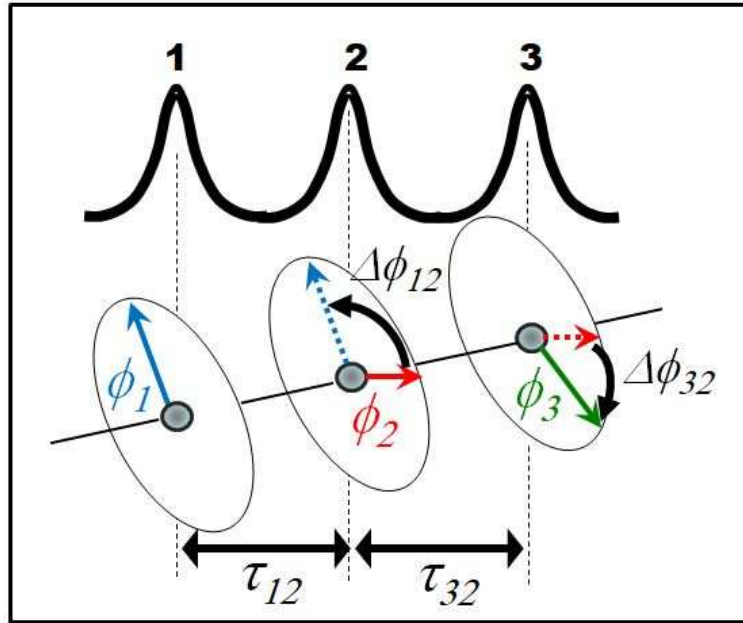


FIGURE 2.2 – Coordonnées de caractérisation standard d'un tri-soliton.

2.3 Modèle numérique

L'architecture de notre cavité laser est présentée dans la figure 2.3. Elle est composée d'une fibre dopée-erbium (EDF) à dispersion normale à $1.55 \mu m$ (milieu amplificateur), d'une section de fibre monomode (SMF) à dispersion anormale, d'un absorbant saturable

(AS) et d'un couple de sortie (OC).

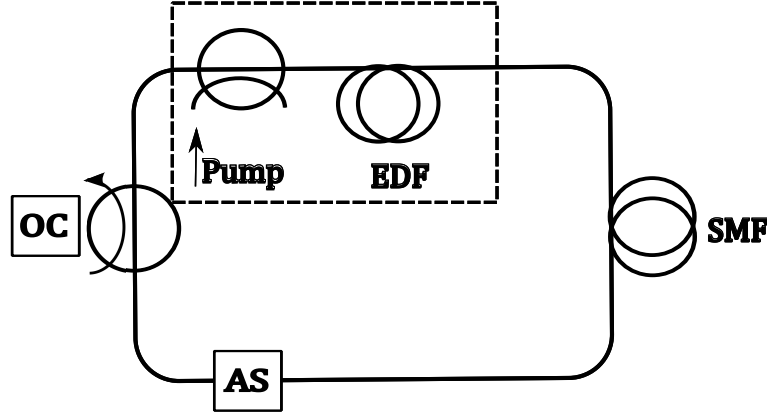


FIGURE 2.3 – Schéma de la cavité laser.

Nous utilisons un modèle de propagation dans lequel chaque composant de la cavité est modélisé par une équation distincte, et la propagation de l'impulsion s'effectue suivant une concaténation de séquences représentant les différents éléments de la cavité. La propagation de l'impulsion dans le système de fibres est modélisée par une équation de Schrödinger non linéaire généralisée sous la forme suivante [63] :

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} \psi - \frac{g}{2} \psi = i \gamma |\psi|^2 \psi, \quad (2.2)$$

où ψ représente l'enveloppe lentement variable du champ électrique. γ , β_2 , g et α désignent respectivement les coefficients de non-linéarité Kerr, de dispersion, de gain et d'atténuation, respectivement. Pour la fibre passive (SMF), $g = 0$, alors que pour la fibre active (EDF) $g \equiv g(z, P_{av}, \omega_s)$ est calculé à la fréquence du signal ω_s , en fonction de la distance de propagation z et de la puissance moyenne P_{av} à la face d'entrée de la fibre EDF. La valeur de P_{av} est liée à l'énergie totale du champ intra-cavité E et est donnée par : $P_{av}(z) \equiv \frac{E(z)}{\tau_{RT}} = \frac{1}{\tau_{RT}} \int_{-\infty}^{\infty} |\psi(t, z)|^2 dt$, où τ_{RT} désigne le temps d'un tour complet de la cavité. La procédure de calcul de $g(z, P_{av}, \omega_s)$ est détaillée dans la référence [44] et en annexe de ce mémoire de thèse.

L'action de l'AS est modélisée par la fonction de transfert instantanée suivante :

$P_O = TP_i$ où $T \equiv T_0 + \Delta T \frac{P_i}{P_i + P_{sat}}$ décrit la transmission de l'AS, T_0 et ΔT représentent la réflectivité et la profondeur de modulation de l'AS. $P_i(P_O)$ est la puissance optique instantanée d'entrée (sortie). P_{sat} désigne la puissance de saturation. Les autres éléments localisés de la cavité laser (coupleur, raccords) n'affectent que linéairement l'amplitude de l'impulsion.

Nous avons utilisé les paramètres typiques suivants pour les éléments de la cavité fibrée :

(i) EDF : $\gamma = 3.6 \times 10^{-3} \text{W}^{-1} \text{m}^{-1}$; longueur $L_{EDF} = 4.5 \text{m}$; $\beta_2 = 16 \text{ps}^2 / \text{km}$. Les paramètres utilisés pour le calcul du gain fourni par l'EDF (rayon du cœur, rayon de dopage, concentration des ions Erbium, section transversale d'absorption et d'émission), sont tirés de la référence [44].

(ii) SMF : $\gamma = 1.3 \times 10^{-3} \text{W}^{-1} \text{m}^{-1}$; $\beta_2 = -21.7 \text{ps}^2 / \text{km}$; $A_{eff} = 78.5 \mu\text{m}^2$. Nous utilisons une longueur de fibre $L_{SMF} = 3,3 \text{m}$, afin que la dispersion moyenne de second ordre soit nulle au sein de la cavité.

(iii) AS : $T_0 = 0.70$, $\Delta T = 0.30$, $P_{sat} = 10 \text{W}$.

2.4 Analyse de la dynamique des molécules de solitons par une méthode de caractérisation simplifiée

Dans ce qui suit, nous utilisons des simulations numériques pour étudier les molécules bi- et tri-soliton dans la cavité laser et caractériser leur dynamique interne. Notre procédure de génération de molécules de tri-soliton consiste à explorer point par point, avec un pas de discrétisation très fin, un espace de paramètres à deux dimensions, défini par la puissance pompe du milieu à gain, P_p , et la puissance de saturation de l'AS, P_{sat} . Pour chaque jeu de paramètres (P_p, P_{sat}), nous simulons l'évolution du champ intra-cavité en démarrant avec une condition initiale correspondant au bruit de photon. Si le champ intra-cavité converge vers un état stable multi-impulsion, nous procédons à sa

caractérisation pour vérifier si cet état stable est une MS.

La procédure standard de détermination des grandes classes de comportements dynamiques, repose sur l'examen des deux points suivants :

- (i) l'évolution du profil d'intensité du champ intra-cavité en fonction du nombre de tours de cavité;
- (ii) l'analyse des séparations temporelles et des phases relatives entre les solitons.

En explorant un certain domaine dans l'espace de paramètres défini précédemment, nous avons trouvé des régions, où le laser génère des molécules tri-solitons affichant des comportements similaires à ceux des molécules de bi-soliton, tandis que dans d'autres régions nous trouvons des comportements différents. Dans ce contexte, il faudrait noter que les travaux antérieurs ont mis en évidence l'existence de régions de paramètres où les molécules de bi-soliton se propagent sans dynamique interne, et d'autres régions où les bi-solitons affichent une diversité de comportements qui peuvent être classés en général en trois catégories, à savoir :

- (i) *L'oscillation de la phase*, qui désigne une dynamique où la phase relative entre les solitons exécute des oscillations, tandis que les séparations temporelles varient de façon négligeable;
- (ii) La *vibration de la molécule*, qui correspond à un état lié où les phases relatives et les séparations temporelles oscillent simultanément;
- (iii) La *dérive de la phase* qui fait référence à une dynamique caractérisée par une variation linéaire de la phase, sans oscillation.

Dans la suite, afin de faciliter la comparaison, nous mettrons côte à côte les résultats où le tri-soliton affiche un comportement similaire à celui d'un bi-soliton.

2.4.1 Dynamique stationnaire

Les figures 2.4 montrent que notre cavité laser peut générer des molécules de bi-soliton et de tri-soliton qui se propagent en régime stationnaire, respectivement pour les

jeux de paramètres suivants : ($P_p = 43.5$ mW, $P_{sat} = 6$ W) and ($P_p = 50$ mW, $P_{sat} = 2$ W). Ce régime correspond à un point fixe de la dynamique lente, c'est-à-dire, un régime dans lequel les séparations temporelles et les phases relatives entre les solitons reviennent à leur configuration initiale après chaque tour de cavité.

2.4.2 Oscillations de la phase

Les figures 2.5 montrent que pour ($P_p = 47,5$ mW, $P_{sat} = 10$ W) et ($P_p = 61$ mW, $P_{sat} = 4$ W), la cavité laser génère respectivement des molécules de bi-soliton et de tri-soliton, avec des dynamiques internes principalement dominées par des oscillations des phases relatives entre les solitons [voir figures 2.5 (d1) et 2.5 (d2)]. Au cours de cette dynamique, les séparations temporelles entre les solitons n'exécutent que des mouvements de très faible amplitude autour d'une configuration stable, comme le montrent les figures 2.5 (c1) et 2.5 (c2).

2.4.3 Vibrations internes

La figure 2.6 montre que la cavité laser peut générer des molécules de bi-soliton et tri-soliton dont les dynamiques internes sont caractérisées par la vibration des séparations entre les solitons et les oscillations de leur phases relatives. Il convient de mentionner que ce type de dynamique est l'une des plus fréquemment observée dans notre cavité. Les résultats de la figure 2.6 sont obtenus pour ($P_p = 42.5$ mW, $P_{sat} = 9$ W) pour le bi-soliton, et ($P_p = 74$ mW, $P_{sat} = 6$ W) pour le tri-soliton.

2.4.4 Dynamique de la phase accompagnée d'une dérive linéaire

Il a été démontré que dans certaines régions de paramètres, les molécules de bi-soliton peuvent avoir un comportement dynamique caractérisé par la dérive linéaire de la phase entre les solitons [11]. Nous avons trouvé des molécules de tri-soliton ayant une dynamique similaire. La figure 2.7, que nous avons obtenue pour $P_p = 52$ mW et $P_{sat} = 2$ W,

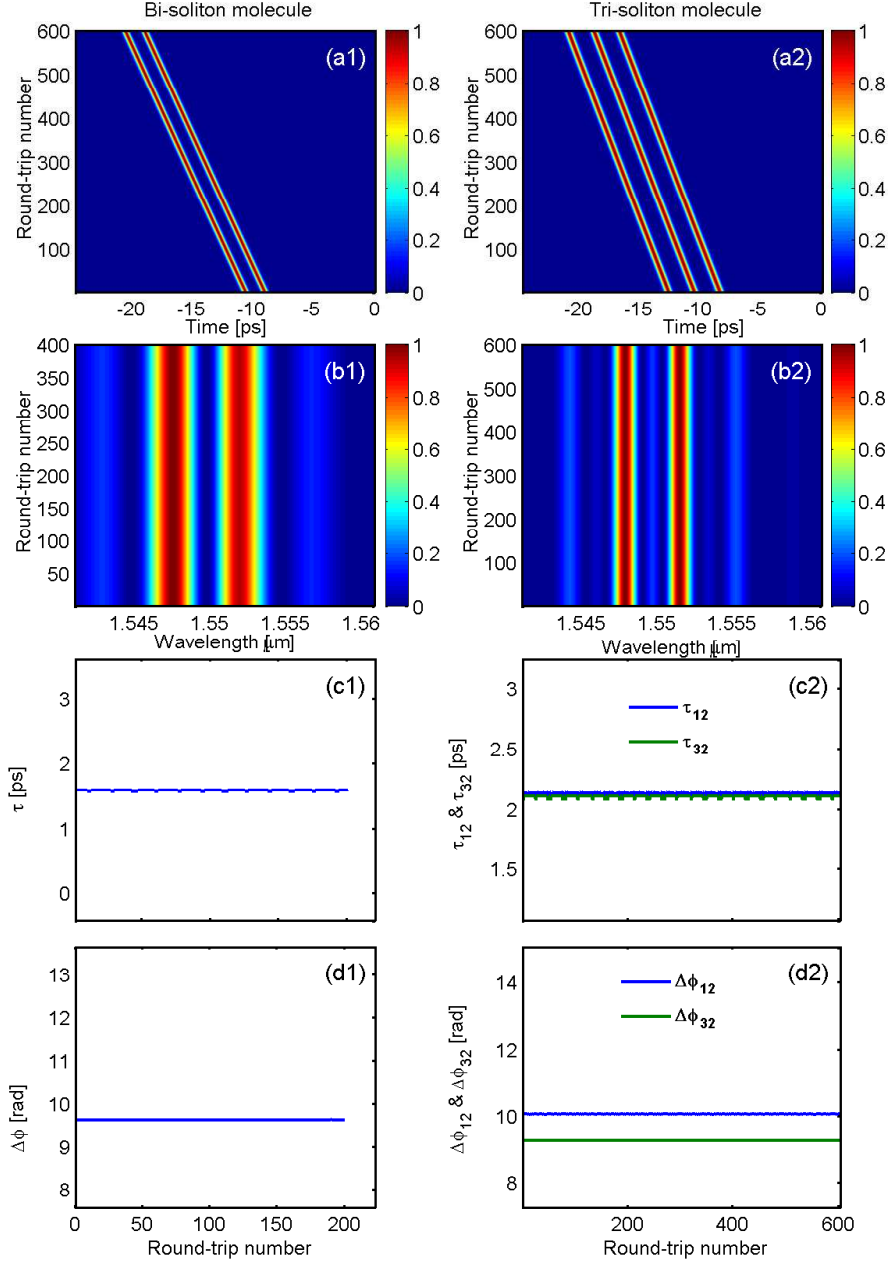


FIGURE 2.4 – Dynamique stationnaire d’une MS. (a1)-(a2) : Contour 2D de l’intensité temporelle. (b1)-(b2) : Contour 2D de l’intensité spectrale. (c1)-(c2) : Séparations Temporelles. (d1)-(d2) : Phases relatives. La molécule bi-soliton [(a1), (b1), (c1) and (d1)] et La molécule tri-soliton [(a2), (b2), (c2) et (d2)], sont générées en utilisant ($P_p = 43.5mW$, $P_{sat} = 6W$) et ($P_p = 50mW$, $P_{sat} = 2W$), respectivement. $T_0 = 0.7$ et $\Delta T = 0.3$.

illustre une situation où les deux solitons latéraux de la molécule tri-soliton évolue avec la même phase relative par rapport au soliton central, qui dérive linéairement au cours de la propagation.

2.4.5 Dynamique de phase accompagnée d'une dérive périodique

Malgré l'existence de plusieurs similarités dans leurs comportements dynamiques, il pourrait y avoir des différences qualitatives entre les molécules de bi-soliton et tri-soliton. La figure 2.8 obtenue pour $P_p = 62$ mW et $P_{sat} = 5$ W, illustre une dynamique interne qui n'a pas encore été rapportée dans le comportement des molécules de bi-soliton. Cette dynamique est caractérisée par une phase relative qui dérive linéairement en oscillant légèrement, jusqu'à une certaine distance de propagation, puis retourne de manière abrupte à sa valeur initiale et reproduit la même dynamique périodiquement.

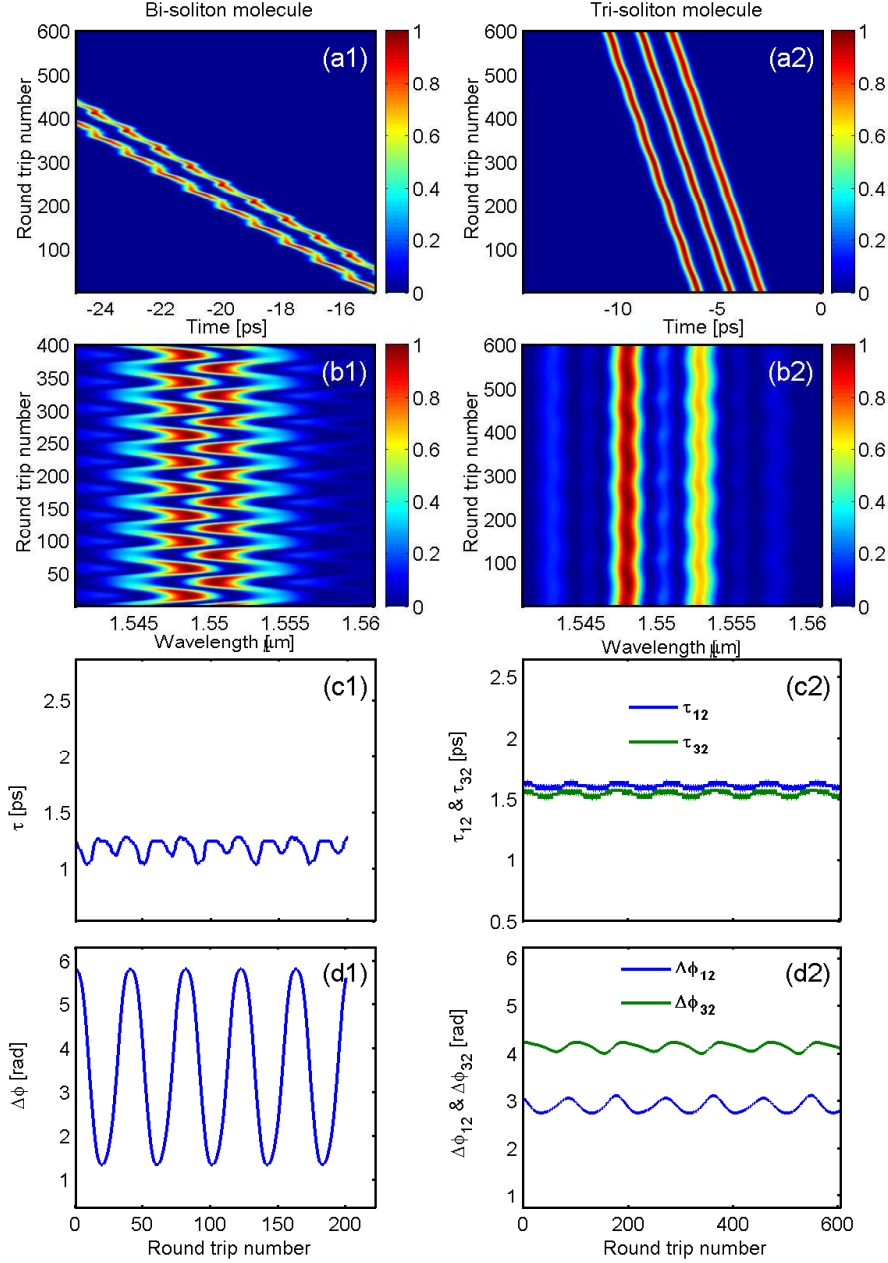


FIGURE 2.5 – Dynamique de l’oscillation de la phase. (a1)-(a2) : Contour 2D de l’intensité temporelle . (b1)-(b2) : Contour 2D de l’intensité spectrale. (c1)-(c2) : Séparations temporelles. (d1)-(d2) : Phases relatives. La molécule bi-soliton [(a1), (b1), (c1) et (d1)] et la molécule tri-soliton [(a2), (b2), (c2) et (d2)], sont générées en utilisant ($P_p = 47.5\text{ mW}$, $P_{sat} = 10\text{ W}$) et ($P_p = 61\text{ mW}$, $P_{sat} = 4\text{ W}$), respectivement. Les autres paramètres du système sont identiques à ceux de la Figure 2.4.

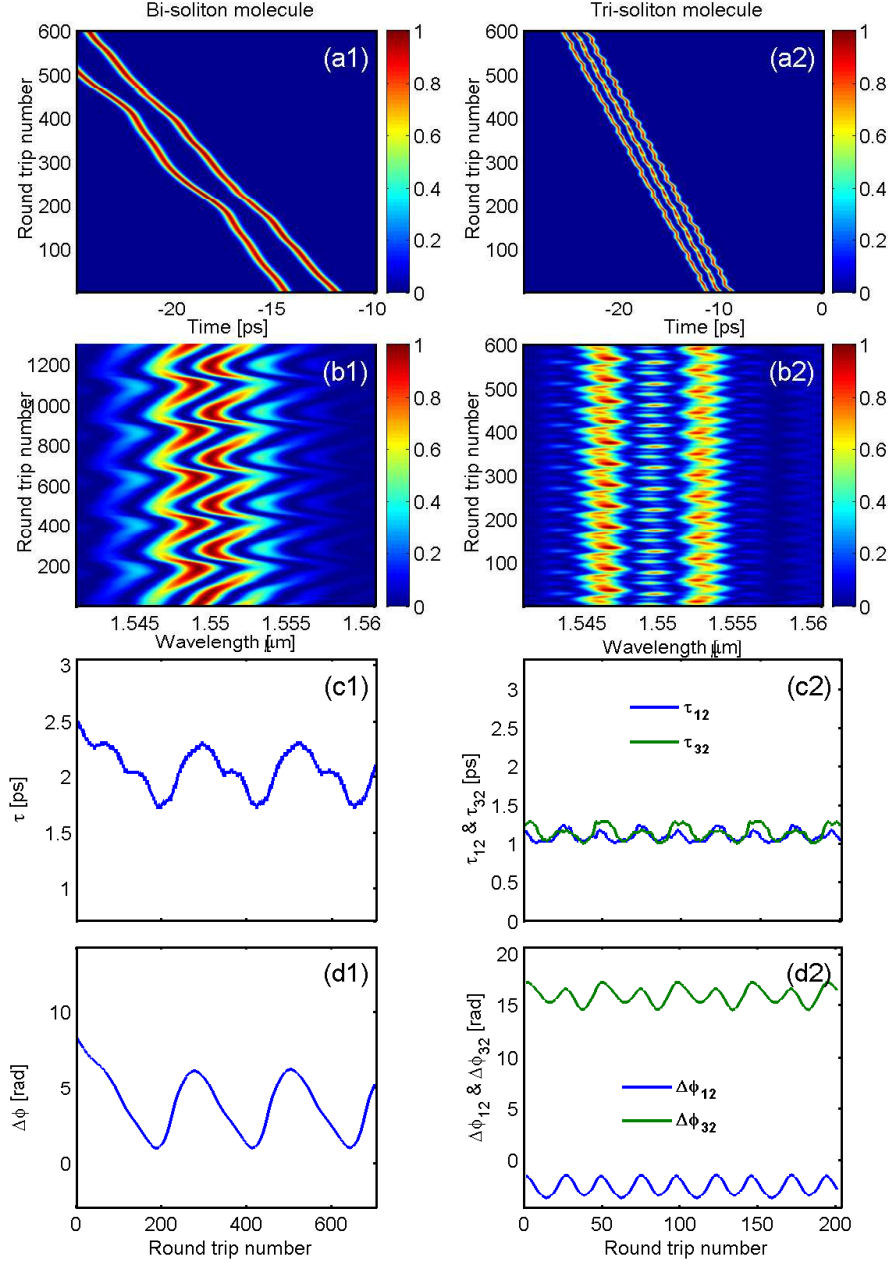


FIGURE 2.6 – Vibrations de la MS. (a1)-(a2) : Contour 2D de l'intensité temporelle. (b1)-(b2) : Contour 2D de l'intensité spectrale. (c1)-(c2) : Séparations temporelles. (d1)-(d2) : Phases relatives. La molécule bi-soliton [(a1), (b1), (c1) et (d1)] et la molécule tri-soliton [(a2), (b2), (c2) et (d2)], sont générées en utilisant ($P_p = 42.5mW$, $P_{sat} = 9W$) et ($P_p = 74W$, $P_{sat} = 6W$), respectivement. Les autres paramètres du système sont identiques à ceux de la Figure 2.4.

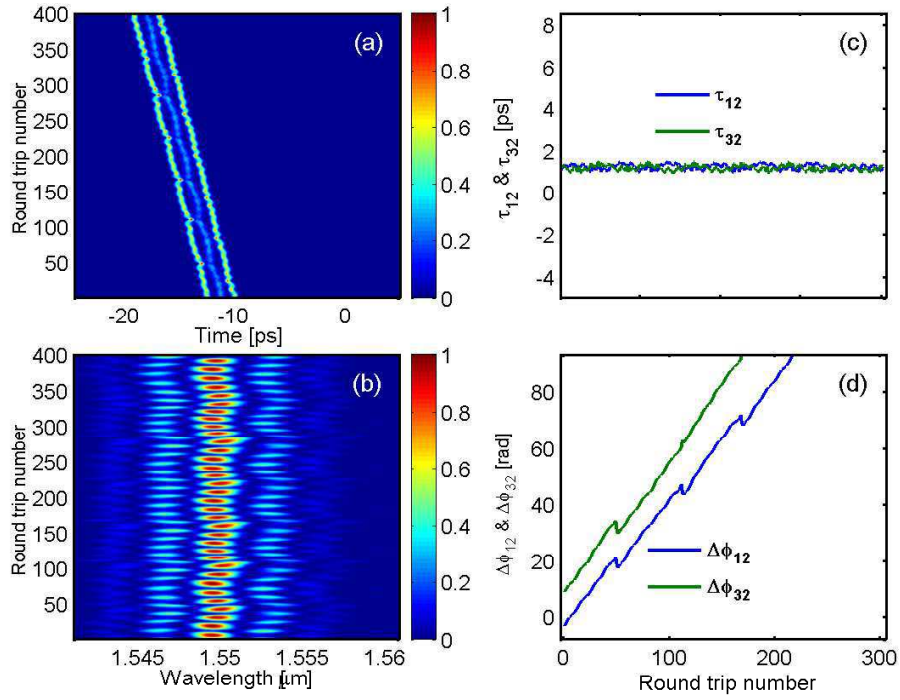


FIGURE 2.7 – Comportement dynamique obtenu pour $P_p = 52 \text{ mW}$ et $P_{sat} = 2 \text{ W}$. (a) : Contour 2D de l'intensité temporelle. (b) : Contour 2D de l'intensité spectrale. (c) : Séparation temporelle. (d) Phase relative. Les autres paramètres du système sont identiques à ceux de la Figure 2.4.

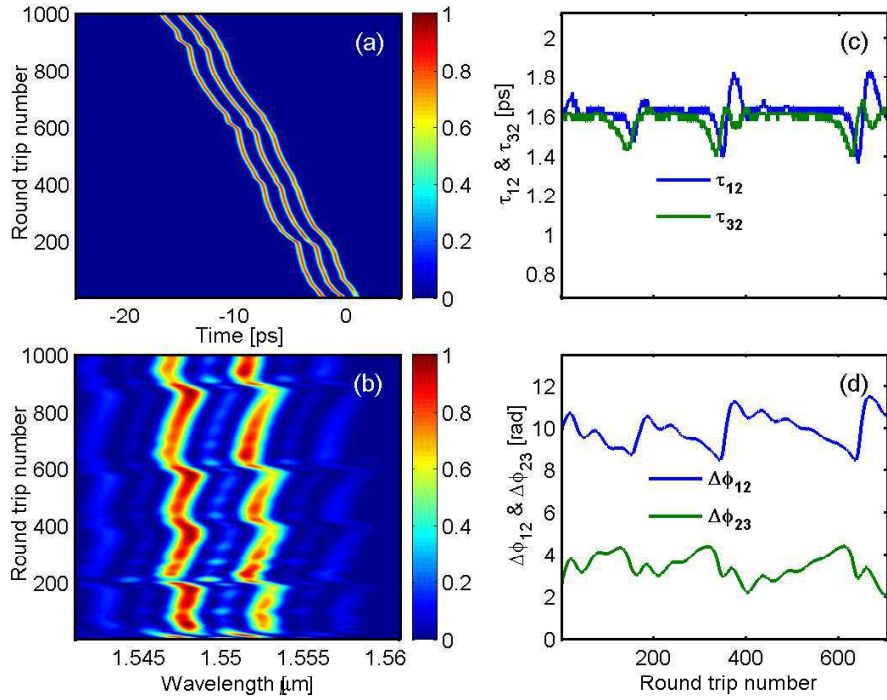


FIGURE 2.8 – Comportement dynamique obtenu pour $P_p = 62 \text{ mW}$ et $P_{sat} = 5 \text{ W}$. (a) : Contour 2D de l'intensité temporelle. (b) : Contour 2D de l'intensité spectrale. (c) : Séparation temporelle. (d) Phase relative. Les autres paramètres du système sont identiques à ceux de la Figure 2.4.

2.5 Molécules de solitons déformables

Dans la section précédente, nous avons montré que notre cavité peut générer une large diversité de bi- et tri-solitons, qui peuvent cependant être classés à partir d'un certain nombre de caractéristiques majeures facilement différenciables les uns des autres sur la base de l'évolution de deux paramètres du soliton, à savoir : sa position et sa phase temporelles. Cependant, pour que les MSs aient un réel intérêt pratique, il est également nécessaire de les caractériser par rapport à l'évolution des paramètres ayant un lien direct avec le profil d'intensité du soliton, tels que l'énergie du soliton, sa puissance crête, ou sa largeur temporelle. Dans ce qui suit, nous montrons que l'approche des coordonnées collectives présentée dans la section 2.2 fournit des détails très importants sur le profil d'intensité de chacun des solitons qui constituent une MS. Le résultat le plus inattendu est l'existence possible des MSs ayant temporairement ou définitivement un profil d'intensité déformé, c'est-à-dire, avec de fortes inégalités entre les énergies, les puissances, ou les largeurs temporelles respectives des différents solitons de la même MS.

2.5.1 Bi-solitons Déformables

La Figure 2.9 présente le comportement dynamique obtenu pour une puissance de pompage $P_p = 47.5$ mW et les paramètres suivants pour l'AS : $T_0 = 0.7$, $\Delta T = 0.3$, et $P_{sat} = 16$ W. La figure 2.9 (a), que nous avons obtenue pour une propagation allant jusqu'à 10000 tours de cavité, montre que la dynamique de cette MS suit une trajectoire circulaire dans le plan de phase $(\tau \sin(\Delta\phi), \tau \cos(\Delta\phi))$. Cette MS possède comme caractéristique majeure, d'afficher une oscillation de la séparation entre les solitons [voir figure 2.9(b)] alors que la phase relative dérive linéairement [voir figure 2.9(c)]. Cependant, lorsque nous regardons plus attentivement la dynamique présentée, nous observons clairement que cette MS est considérablement déformée. En effet, la figure 2.9(d) montre que les énergies respectives des deux solitons oscillent autour de valeurs moyennes qui diffèrent d'environ 30%. En particulier, cette MS possède un profil d'intensité très asymétrique. En effet, on

peut remarquer dans la figure 2.9(h) que le gap entre les valeurs moyennes des largeurs temporelles respectives des deux solitons est plutôt faible; ceci indique que la grande différence en énergie entre deux solitons, résulte principalement d'un grand gap entre leurs puissances crêtes respectives (qui excède les 30%), comme le montre la figure 2.9(f). En outre, il convient de souligner que l'asymétrie de cette MS apparaît également dans le chirp et la largeur spectrale, comme indiqué sur les figures 2.9(g) et 2.9(i).

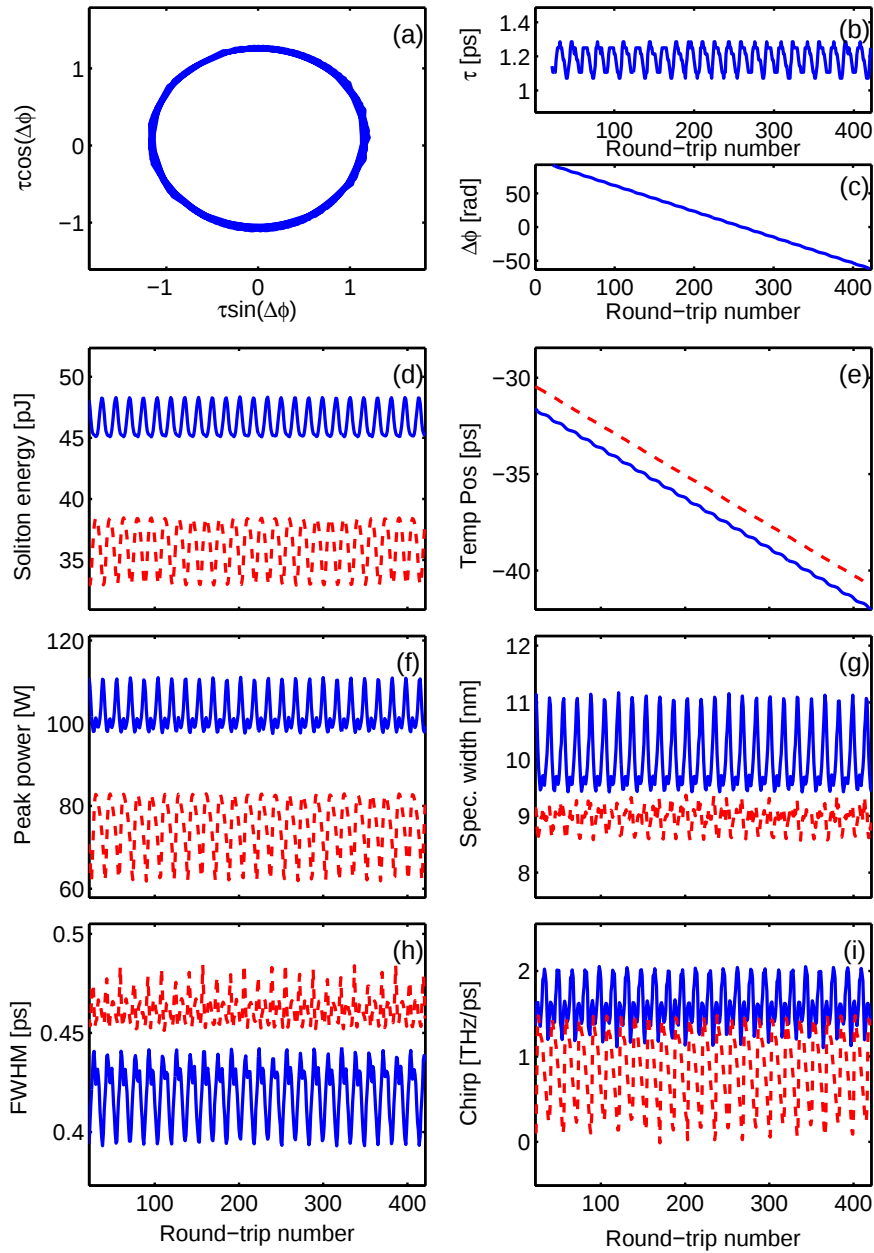


FIGURE 2.9 – Évolution des paramètres du soliton en fonction du nombre de tours de cavité, pour $P_p = 47.5\text{W}$, $P_{sat} = 16\text{W}$. (a) : Trajectoire de la dynamique dans le plan de phase. (b) : Séparation temporelle. (c) : Phase relative. (d) : Énergie du soliton. (e) : Position temporelle. (f) : Puissance crête. (g) : Largeur spectrale. (h) : FWHM temporelle (Largeur temporelle à mi-hauteur). (i) Chirp.

Comme nous l'avons montré dans la figure 2.5 (a1)-(b1)-(c1)-(d1), en choisissant une puissance de pompage de 47.5 mW pour le milieu à gain, et le paramètre $P_{sat} = 10$ W pour l'AS, la cavité génère un bi-soliton ayant principalement une dynamique dominée par des oscillations de la phase relative. A cet égard, rappelons que les résultats des figures 2.5 ont été obtenus en appliquant au bi-soliton, une méthode de caractérisation standard qui n'utilise que deux degrés de liberté (position temporelle et phase temporelle) du soliton, déduits directement du profil temporel du champ intra-cavité. Les figures 2.10 présentent les résultats que nous avons obtenus en appliquant au bi-soliton de la figure 2.5, notre approche de caractérisation basée sur six les coordonnées collectives. Tout d'abord, nous pouvons clairement observer que les résultats des figures 2.10 (a)-(b)-(c) sont en accord avec ceux dans les figures 2.5 (c1)-(d1). Au fait, on peut noter que la trajectoire de ce bi-soliton dans le plan de phase bidimensionnel a la forme du contour d'un croissant de lune, comme on peut le voir sur la figure 2.10 (a). La séparation temporelle (phase temporelle) oscille avec une amplitude relativement petite (grande), comme indiquée sur les figures 2.10 (b) et 2.10 (c), avec une période d'oscillation estimée à environ 40 tours dans la cavité. Mais surtout, le principal aspect positif de l'approche des CCs apparaît clairement dans les panneaux (d-i) des figures 2.10, qui révèlent des détails remarquables et insoupçonnés sur le comportement individuel de chacun des solitons de ce bi-soliton. En effet, les panneaux (d-i) des figures 2.10, qui montrent l'évolution des paramètres correspondants de chaque soliton de ce bi-soliton mettent en évidence des caractéristiques qui sont qualitativement différentes de celles de la MS asymétrique présentée dans les figures 2.9. La figure 2.10 (d) montre que les énergies respectives des deux solitons de cette MS oscillent autour de la même valeur moyenne. Ceci indique que les deux solitons de cette molécule ont quasiment le même poids, et que cette MS exécute une dynamique interne autour d'un profil d'intensité symétrique. Chaque soliton se déforme très fortement, de manière périodique, avec la même période que celle des oscillations de la MS dans le plan de phase ($\tau, \Delta\phi$). Cependant, nous avons également noté ici un fort échange d'énergie entre les deux solitons formant cette MS, ce qui indique une possible interac-

tion inélastique entre les solitons [voir figure 2.4 (d)]. Les courbes de la puissance crête et de la largeur temporelle [figures 2.10 (f) et 2.10 (h)] donnent un meilleur aperçu de la manière dont chaque soliton se déforme pendant la propagation. En effet, la puissance crête et la largeur temporelle de chaque soliton varient en sens inverses, ce qui conduit à une alternance de processus de rétrécissement et d'élargissement du profil d'intensité du soliton, souvent qualifié de 'phénomène de respiration'.

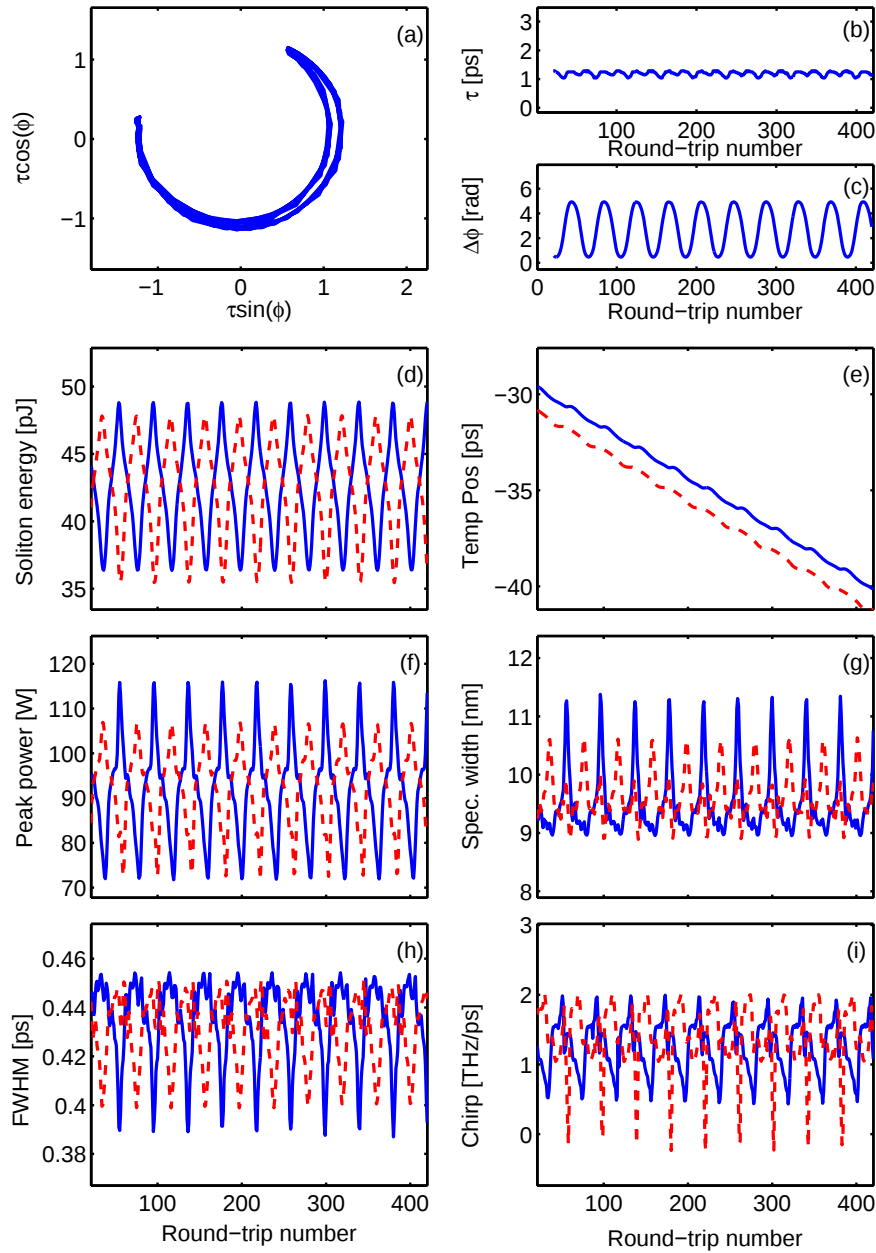


FIGURE 2.10 – Évolution des paramètres du soliton en fonction du nombre de tours de cavité, pour $P_p = 47.5\text{W}$, $P_{sat} = 10\text{W}$. Trajectoire de la dynamique dans le plan de phase. (b) : Séparation temporelle. (c) : Phase relative. (d) : Énergie du soliton. (e) : Position temporelle. (f) : Puissance crête. (g) : Largeur spectrale. (h) : FWHM temporelle (Largeur temporelle à mi-hauteur). (i) Chirp.

Ainsi, les figures 2.10 (f) et 2.10 (h) montrent que chaque soliton exécute un phénomène de respiration, mais avec un décalage temporel tel que, lorsque l'un des solitons est en phase de rétrécissement, l'autre soliton est en phase d'élargissement de son profil d'intensité. Les autres paramètres du soliton (largeur spectrale et chirp) oscillent de la même manière mais avec également un certain décalage temporel.

2.5.2 Tri-solitons déformables

Les figures 2.11, qui correspondent aux résultats présentés à la figure 2.6 (pour $P_p = 74$ mW et $P_{sat} = 6$ W), donnent un aperçu plus détaillé de la dynamique interne d'un tri-soliton, et mettent en lumière le comportement dynamique individuel de chacun des constituants de la molécule. L'évolution des paramètres des constituants de ce tri-soliton indique clairement que cette MS a intrinsèquement un profil d'intensité symétrique, car les deux solitons latéraux subissent des oscillations pratiquement similaires, comme le montrent les figures 2.11 (a), 2.11 (b) et 2.11 (c). De plus, la figure 2.11(d) révèle que les énergies respectives des trois solitons varient pratiquement autour de la même valeur moyenne; ce qui confirme que ce tri-soliton a intrinsèquement un profil d'intensité symétrique. En outre, la figure 2.11(d) montre que l'amplitude des oscillations de l'énergie du soliton central est presque deux fois plus grande que celle de chacun des solitons latéraux. De plus, nous observons que l'énergie du soliton central atteint sa valeur maximale lorsque les énergies des solitons latéraux sont à leur valeur minimale. Ces observations indiquent clairement un processus d'échange d'énergie entre le soliton central et les deux solitons latéraux, confirmant ainsi l'idée que les MSs se comportent comme des entités constituées d'éléments déformables. A cet égard, il convient de souligner que, bien que le profil d'intensité de ce tri-soliton soit intrinsèquement symétrique, les différents solitons de la molécule ne se déforment pas de la même façon. Les figures 2.11 (d) et 2.11 (f) montrent que le soliton central est celui qui subit une distorsion maximale de profil, avec une plage de variation de son énergie représentant près de 25% de sa valeur minimale

($\sim 40\text{pJ}$), tandis que la plage de variation de sa puissance crête atteint près de 50% de sa valeur minimale ($\sim 80\text{W}$). Les largeurs temporelles respectives de ces solitons varient également, mais dans des proportions très modérées, d'environ 8%, comme le montre la figure 2.11(h). Qualitativement, en comparant les variations de la puissance crête [figure 2.11 (f)] avec celles de la largeur temporelle [figure 2.11 (h)], on peut clairement déduire que ces déformations correspondent à des phénomènes de respiration. En effet, lorsque la puissance crête du soliton augmente, sa largeur temporelle diminue et inversement. On peut également noter que la dynamique interne du soliton affecte tous ses paramètres physiques, y compris sa largeur spectrale [figure 2.11 (g)] ainsi que son chirp [figure 2.11 (i)].

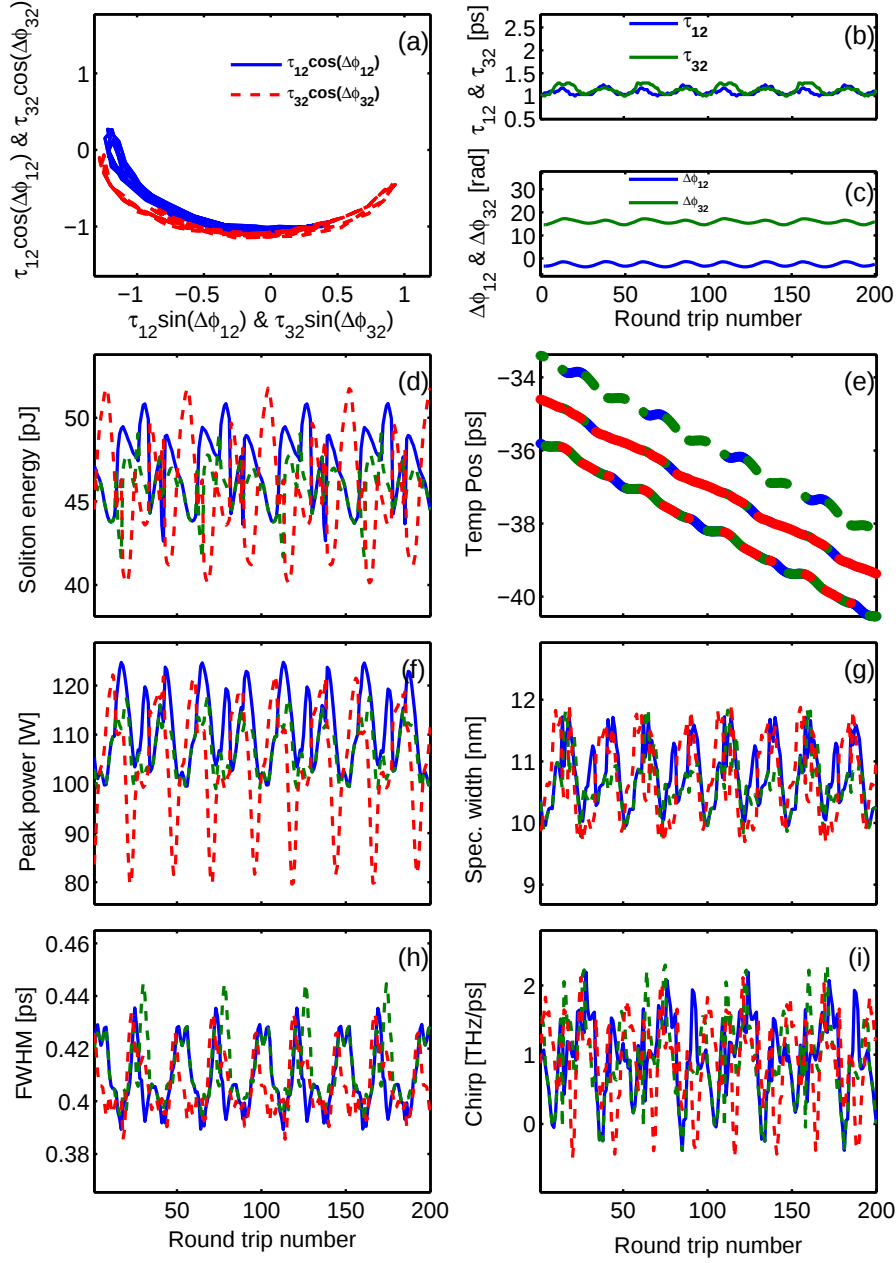


FIGURE 2.11 – Évolution des paramètres du soliton en fonction du nombre de tours de cavité, pour $P_p = 74mW$, $P_{sat} = 6W$. Trajectoire de la dynamique dans le plan de phase. (b) : Séparation temporelle. (c) : Phase relative. (d) : Énergie du soliton. (e) : Position temporelle. (f) : Puissance crête. (g) : Largeur spectrale. (h) : FWHM temporelle (Largeur temporelle à mi-hauteur). (i) Chirp. Dans les figures (d), (e), (f), (g), (h), et (i), la courbe rouge (et tirets) correspond au soliton central. Les deux autres courbes correspondent aux solitons latéraux.

laser est verrouillé en modes à l'aide d'un dispositif d'évolution non-linéaire de la polarisation (NPE : Nonlinear polarisation evolution) associé à un séparateur de faisceau (PBS) pris en sandwich par un ensemble de lames à retard de phase. La transformée de Fourier dispersive (DFT) a été mise en œuvre en étirant temporairement le profil temporel des impulsions fournies par cette cavité, à l'aide d'une fibre compensatrice de dispersion (DCF) d'environ 1.3 km de long et en enregistrant le profil temporel résultant à l'aide d'un oscillateur ultra-rapide de 6 GHz via une photo-diode à haute vitesse de 45 GHz. La NPE fournit un effet d'absorbant saturable virtuel, quasi instantané, dont la fonction de transfert peut être réglée en ajustant les orientations des contrôleurs de polarisation. En conséquence, de nombreux régimes de fonctionnement deviennent accessibles de manière reproductible. Toutefois, il convient de noter que, au plan pratique, la génération de molécules de soliton nécessite un ajustement très minutieux de la fonction de transfert, ce qui constitue une opération délicate et fastidieuse, en particulier lorsque l'on excite un état lié robuste tel qu'un tri-soliton. La figure 2.13 présente nos résultats expérimentaux préliminaires de l'observation en temps réel de la dynamique interne d'un tri-soliton avec une phase oscillante. Sur la même figure nous avons représenté, pour comparaison, la dynamique d'un bi-soliton généré par la même cavité dans une précédente étude [11]. Les panneaux 2.13 (a1) et 2.13 (a2) illustrent l'évolution des spectres de la DFT pas-à-pas sur 500 tours de cavité, mesurées pour les états liés de bi-soliton et tri-soliton, respectivement. Tandis que les panneaux 2.13 (b1) et 2.13 (b2) affichent les traces correspondantes d'auto-corrélation. Ces résultats sont en excellent accord avec les prédictions numériques présentées dans la figure 2.5, au moins au niveau standard de caractérisation.

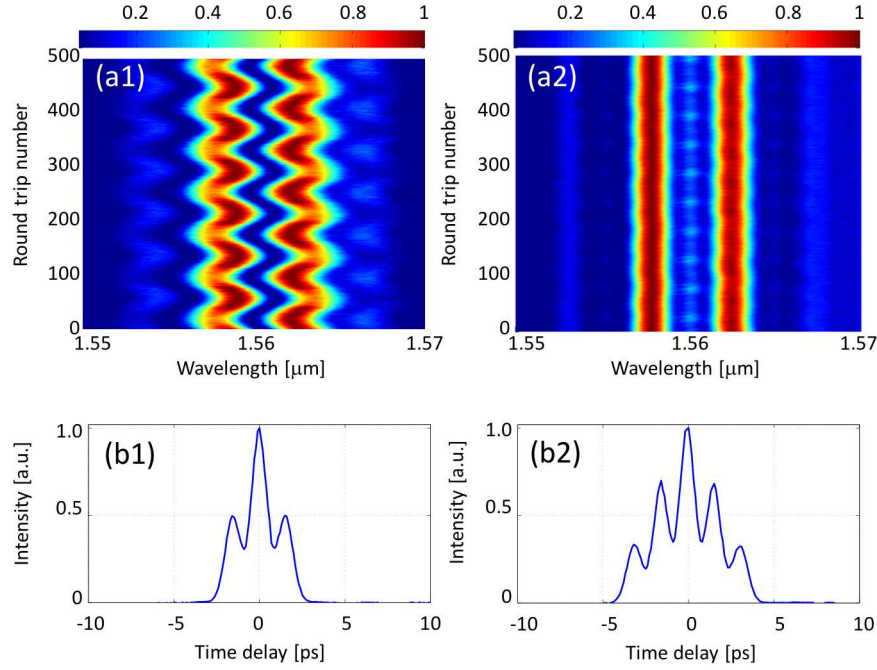


FIGURE 2.13 – Observations expérimentales de la dynamique d'un bi-soliton (a1)-(b1) et un tri-soliton (a2)-(b2). Ici la dynamique est dominée par l'oscillation de la phase. Les panneaux (a1)-(a2) représentent les contours 2D de spectres enregistrés sur 500 tours de cavité, à partir de mesures réalisées en temps réel par la DFT; (b1)-(b2) Traces d'autocorrélation normalisée; Puissance pompe= 285 mW.

2.7 Conclusion

Nous avons présenté une étude qui révèle d'importantes caractéristiques qui n'avaient pas encore été rapportées dans la littérature concernant la dynamique des molécules de solitons dans les lasers à fibres à blocage de modes. Nous avons développé le concept selon lequel les différents solitons qui constituent une molécule de soliton sont des entités déformables. Nous avons montré que cette approche nécessite l'utilisation d'une méthode de caractérisation qui examine le comportement individuel de chaque soliton d'une molécule. Notre analyse a permis de mettre en évidence des molécules de solitons ayant intrinsèquement un profil d'intensité distordu de manière très asymétrique, c'est-à-dire des molécules dont l'énergie est (en permanence) répartie de manière inégale entre les solitons qui le composent. Nous avons également identifié des molécules ayant intrinsèquement un profil d'intensité symétrique, c'est-à-dire, des molécules dont l'énergie est en moyenne répartie équitablement entre les solitons qui le composent. Mais, au cours de

leur dynamique, ces solitons se déforment de manière très asymétrique; ce qui conduit à un processus d'échange d'énergie entre les solitons. Plus généralement, nous avons démontré l'existence d'une interaction forte entre les solitons adjacents, de telle sorte que dans certaines situations, leurs paramètres principaux (énergie, puissance crête, largeur temporelle, largeur spectrale) évoluent en sens inverses.

Bien qu'il existe des régions de paramètres dans lesquelles le laser génère des molécules de bi- et tri- solitons à l'état stationnaire (c'est-à-dire sans dynamique interne), dans la plupart des régions de paramètres, nous avons constaté que les solitons dans une molécule bi- ou tri- solitons, se comportent comme des entités déformables interagissant de manière inélastique. Ce comportement constitue une limite dans l'analogie que l'on peut établir entre les molécules de solitons dans les cavités lasers et les molécules de matière. Ainsi, nous avons présenté une analyse théorique complète de la dynamique interne de différentes classes de molécules de solitons, ouvrant la voie à de futures études sur la caractérisation précise de molécules de solitons plus complexes.

Enfin, nous avons présenté quelques résultats expérimentaux préliminaires qui tendent à confirmer l'existence d'une grande diversité de bi- et tri- solitons dans des cavités où le verrouillage de modes est obtenu avec une fonction de transfert ajustable. Les résultats présentés dans ce chapitre ont été obtenus à partir d'une cavité laser qui utilise comme absorbant saturable, un composant à base de rotation non linéaire de la polarisation. Ce composant a comme avantage d'avoir une fonction de transfert qui est ajustable manuellement; ce qui donne accès à une grande variété de structures solitoniques. Cependant, il a comme inconvénient majeur, que le réglage de la fonction de transfert s'effectue par tâtonnement au moyen de contrôleurs de polarisation; ce qui pose un problème majeur dans la reproductibilité des résultats d'une expérience. Dans le prochain chapitre, nous utiliserons un composant permettant de modifier la fonction de manière parfaitement calibrée, à savoir, un miroir à boucle optique non- linéaire (NOLM).

Chapitre 3

Miroir à boucle non linéaire multifonction

3.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons utilisé un absorbant saturable classique pour assurer le verrouillage de modes et le passage du laser en régime impulsionnel. Dans la suite de cette thèse, nous remplacerons ce composant par un autre dispositif, à savoir le NOLM, qui présente de multiples fonctionnalités en plus de son rôle comme élément déclencheur du blocage de modes dans notre cavité. Le miroir à boucle optique non linéaire, couramment appelé NOLM (Non Linear Optical Loop Mirror) est un dispositif dont l'architecture la plus simple se compose d'une fibre passive reliée aux deux ports de sortie d'un coupleur bidirectionnel asymétrique, de manière à former une boucle, tandis que les deux ports d'entrée du coupleur servent respectivement de points d'entrée et de sortie du dispositif [15]. Le NOLM possède de nombreuses applications telles que le démultiplexage [65; 66], la conversion de fréquence [67], ou encore la régénération des signaux optiques dans les lignes Télécoms [68–73]. La réponse d'un NOLM est fonction de l'intensité incidente, si bien que ce dispositif tout-optique est parfois utilisé pour réaliser le blocage de modes dans des cavités laser [74–79].

L'architecture d'un NOLM standard est généralement constituée de plusieurs éléments (fibre, atténuateur, coupleur, isolateur, filtre spectral), dont l'agencement conduit à un dispositif qui est souvent disproportionné et encombrant. De surcroît, une fois assemblé, le NOLM standard n'est plus accordable. Ces inconvénients en font un dispositif relativement peu utilisé pour le verrouillage de modes en cavité laser, et finalement nettement moins compétitif face à divers composants dédiés très performants tels que les absor-bants saturables [5; 6] ou les dispositifs de rotation non linéaire de la polarisation [7–11]. Dans ce contexte, il est clair que le NOLM ne bénéficiera d'un regain d'intérêt pour les cavités laser que s'il peut être reconfiguré de manière à assurer une fonction optique qui ne se limite pas au verrouillage de modes. Des travaux récents [12–14] suggèrent qu'il serait possible d'insérer le NOLM au sein d'une cavité laser et de le faire fonctionner avec un amplificateur dédié associé à un filtre spectral intra-cavité, de manière à sculpter les profils d'impulsions au sein de la cavité laser, et plus particulièrement, les profils d'impulsions présentant un intérêt fondamental ou appliqué, tels que les profils de multiplets d'impulsions ou de molécules de solitons. Ici, nous souhaitons souligner que ces travaux antérieurs [12–14] sont basés sur des simulations numériques utilisant une version idéalisée du NOLM dans laquelle deux approximations majeures sont faites. La plus sévère de ces approximations consiste à négliger totalement la dispersion de la fibre qui forme la boucle du NOLM, et donc, à considérer que les effets présents dans cette fibre se limitent à la non-linéarité et l'atténuation linéique. Or, il est bien connu que les effets combinés de la dispersion et de la non-linéarité peuvent modifier considérablement l'évolution du champ lumineux par rapport à une évolution gouvernée uniquement par l'atténuation et l'auto-modulation de phase induite par la non-linéarité. De surcroît, la modification induite par la dispersion n'est généralement plus prévisible de manière analytique lorsque l'effet de dispersion est combiné aux effets de la non-linéarité et de l'atténuation. D'autre part, le NOLM actif (i.e., équipé d'un amplificateur) est conçu pour contrôler la puissance crête des impulsions au sein de la cavité. Dans les travaux antérieurs [12–14], l'action de l'amplificateur sur le champ lumineux est modélisée simplement par un facteur d'am-

plification supposé constant. Cette hypothèse revient à ignorer l'effet de saturation du gain (i.e., sa dépendance vis-à-vis de la puissance du signal incident), et ignorer l'effet de la dispersion du gain (i.e., sa dépendance vis-à-vis des composantes fréquentielles du signal d'entrée).

Dans ce chapitre, nous présentons un prototype de NOLM que nous avons conçu en apportant des transformations structurelles dans l'architecture du NOLM utilisée dans les travaux antérieurs, afin d'accroître réellement les fonctionnalités du dispositif tout en améliorant substantiellement ses performances. En effet, nous avons supprimé le coupleur symétrique et l'atténuateur présents dans les dispositifs antérieurs, et les avons remplacés par un coupleur asymétrique, afin de baisser (en ordres de grandeur) la consommation énergétique du dispositif. Nous avons considérablement amélioré la fonctionnalité et les performances du dispositif en y insérant, un filtre optique à bande passante accordable. Le dispositif conçu de cette manière affiche des gains de performances lui permettant de réaliser des opérations de remise en forme de signaux à profils très sévèrement dégradés, y compris avec un rapport signal/bruit inférieur à 1. Nous démontrons le fonctionnement de ce dispositif au moyen de simulations numériques basées sur une modélisation très réaliste du NOLM, i.e., qui prend en compte les effets de propagation négligés dans les travaux antérieurs, à savoir : la dispersion de la boucle en fibre du NOLM, ainsi que les effets de saturation du gain et de dispersion du gain de l'amplificateur équipant le NOLM. Cette démonstration est effectuée sur un prototype de ce dispositif entièrement conçu à partir de composants optiques disponibles dans le commerce ou en laboratoire.

3.2 Miroirs à boucle non linéaire conventionnels

Le fonctionnement d'un NOLM (miroir à boucle non-linéaire) repose sur l'effet Kerr et plus précisément sur l'auto-modulation de phase. Il existe plusieurs manières de réaliser ce dispositif. Nous présentons ci-après les deux montages les plus couramment utilisés.

3.2.1 Montage utilisant un coupleur asymétrique

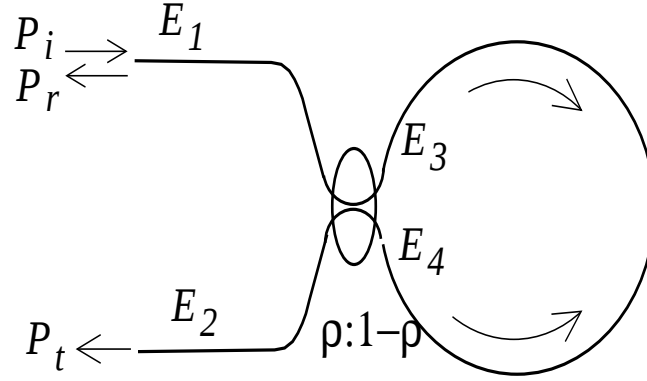


FIGURE 3.1 – Représentation schématique d'un miroir à boucle non-linéaire utilisant un coupleur asymétrique.

Le montage le plus simple consiste à connecter les deux sorties d'un coupleur bi-directionnel aux deux extrémités d'un morceau de fibre optique de longueur L de manière à former une boucle (figure 3.1).

Si l'interféromètre ainsi réalisé n'est alimenté que par une des deux entrées du coupleur alors le champ incident E_1 est séparé en deux champs lors du passage dans le coupleur :

- le champ réfléchi : $E_3 = \sqrt{1-\rho} E_1 \exp(i\pi/2)$, (où la phase $\pi/2$ résulte de la réflexion)

- et le champ transmis : $E_4 = \sqrt{\rho} E_1$.

Après un tour de boucle les champs E_3 et E_4 deviennent :

$$E_3(t + nL/c) = i\sqrt{1-\rho} E_1 \exp i\varphi_2, \quad (3.1)$$

$$E_4(t + nL/c) = \sqrt{\rho} E_1 \exp i\varphi_1, \quad (3.2)$$

où ρ est le coefficient de couplage et $\varphi_{1,2}$ représente la modification des phases des deux champs occasionnée par la propagation dans la boucle. Chacun des champs E_3 et E_4 est séparé en deux composantes lors du passage dans le coupleur. Les 4 composantes du

champ issues de E_3 et E_4 , se regroupent en deux paires, dont l'une constitue le champ réfléchi. La deuxième paire est constituée du champ transmis issu de E_4 , soit $\rho E_1 \exp i\varphi_1$, et du champ réfléchi issu de E_3 , soit $i(1 - \rho) E_1 \exp i\varphi_2$. La puissance transmise s'écrit alors :

$$P_t = |\rho E_1 \exp i\varphi_1 - (1 - \rho) E_1 \exp i\varphi_2|^2 \quad (3.3)$$

$$= [1 - 2\rho(1 - \rho)\{1 + \cos(\varphi_2 - \varphi_1)\}] P_i. \quad (3.4)$$

Ce dispositif est traditionnellement appelé interféromètre de Sagnac. Dans le cas de faibles puissances à l'entrée ou lorsque $\rho = 0.5$, le champ incident E_1 est entièrement réfléchi. Dans le cas de fortes puissances à l'entrée et lorsque $\rho \neq 0.5$, l'auto-modulation de phase induit une différence de phase non-linéaire entre les deux champs contra-propagatifs :

$$\varphi_1 = \varphi^{(L)} + \rho\varphi^{(NL)}, \quad (3.5)$$

$$\varphi_2 = \varphi^{(L)} + (1 - \rho)\varphi^{(NL)}, \quad (3.6)$$

où $\varphi^{(L)}$ représente la modification de la phase linéaire, tandis que $\varphi^{(NL)}$ représente la modification de la phase non-linéaire induite par l'auto-modulation de phase :

$$\varphi^{(NL)} = \gamma |E_1|^2 L. \quad (3.7)$$

Ainsi donc, la puissance transmise P_t est reliée à la puissance du champ incident P_i par la relation :

$$P_t = [1 - 2\rho(1 - \rho)\{1 + \cos((1 - 2\rho)\varphi^{(NL)})\}] P_i. \quad (3.8)$$

Notons que la puissance réfléchie P_r est reliée à la puissance du champ incident P_i par la relation :

$$P_r = 2\rho(1 - \rho)\{1 + \cos((1 - 2\rho)\varphi^{(NL)})\} P_i. \quad (3.9)$$

Dans la suite de ce chapitre, nous ne nous intéresserons qu'à la puissance transmise par le NOLM, sachant que la puissance réfléchie peut être éliminée facilement grâce à un isolateur.

3.2.2 Montage utilisant un amplificateur et un atténuateur

Un autre montage très utilisé jusqu'à présent, met en œuvre un coupleur symétrique ($\rho = 0.5$) tout en plaçant dans la boucle un atténuateur juste après l'une des deux sorties du coupleur, comme représenté schématiquement sur la figure 3.2. Un amplificateur (de gain G) est placé juste avant l'entrée de la boucle afin que le déphasage non-linéaire soit suffisamment élevé pour permettre l'utilisation de fibre de longueur relativement courte. L'amplificateur sert aussi à compenser à l'avance l'ensemble des pertes d'énergie que subit le champ dans le NOLM. Notons que le NOLM doté d'un amplificateur est aussi qualifié de **NOLM actif**, afin de le distinguer du NOLM passif (sans amplificateur).

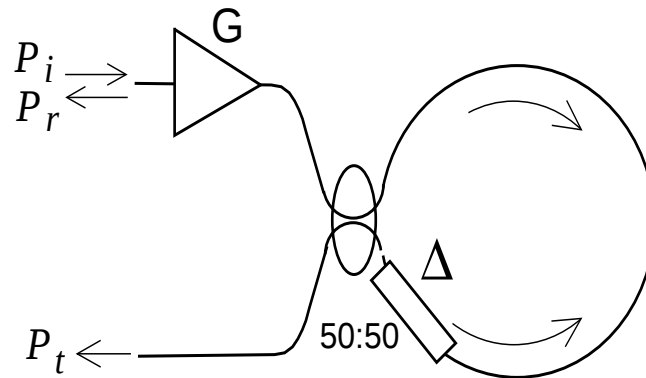


FIGURE 3.2 – Représentation schématique d'un miroir à boucle non-linéaire utilisant un amplificateur et un atténuateur.

La présence de l'atténuateur (de coefficient d'atténuation Δ) impose que les deux champs contra-propagatifs dans la boucle aient des intensités différentes en début de propagation dans la boucle, et par conséquent, une différence de phase non-linéaire non-nulle. L'avantage par rapport au dispositif précédent est qu'un contraste de 100% peut être atteint pour des puissances incidentes nettement plus faibles, de l'ordre de celles utilisées pour les télécommunications par fibre optique.

La puissance transmise s'obtient aisément en suivant la même démarche que préce-

demment, à ceci près que nous avons remplacé la longueur de la fibre L par une longueur effective L_{eff} compte tenu des pertes liées à la propagation dans la boucle. En tenant compte de la modification de la phase non-linéaire de l'onde E_4 la puissance transmise s'écrit :

$$P_t = G\Delta\Gamma \left| \rho \exp(i\Delta\rho\phi^{(NL)}) - I_\rho \exp(iI_\rho\phi^{(NL)}) \right|^2 P_i \quad (3.10)$$

avec $I_\rho = 1 - \rho$, $\phi^{(NL)} = \gamma G P_i L_{eff}$. En prenant $\rho = 0.5$, la fonction de transfert se met sous la forme suivante :

$$P_t = f(P_i) = \frac{G\Delta\Gamma}{2} \left[1 - \cos\left(\pi \frac{P_i}{P_0}\right) \right] P_i \quad (3.11)$$

en posant $P_0 = 2\pi/[G(1 - \Delta)\gamma L_{eff}]$ et $\Gamma = \exp(-\alpha L)$. Les quantités G , Δ , α , γ désignent respectivement le gain de l'amplificateur, les pertes introduites par l'atténuateur, le coefficient d'atténuation et le coefficient non-linéaire de la fibre. Le paramètre $L_{eff} = [1 - \exp(-\alpha L)]/\alpha$ représente la longueur effective d'interaction dans la boucle et L est la longueur de la fibre. L'évolution de la fonction f telle qu'elle est définie par la relation (3.11), est représentée par la courbe en trait plein sur la figure 3.3.

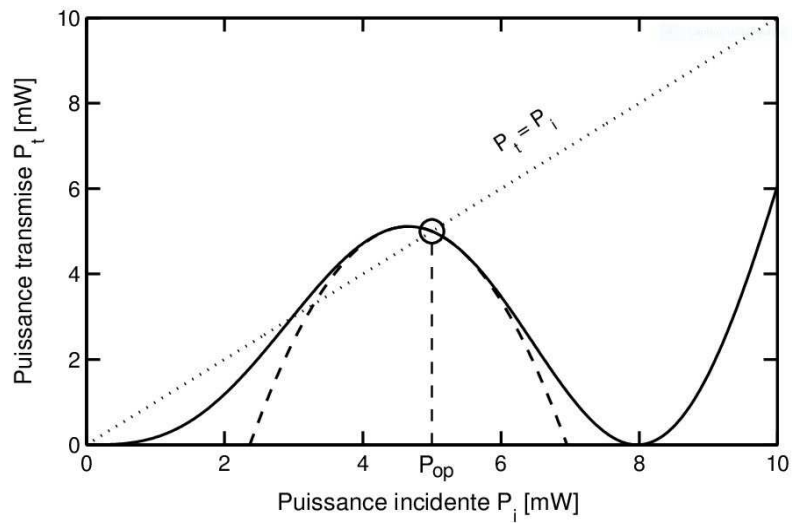


FIGURE 3.3 – Illustration de la fonction de transfert obtenue à partir de la relation (3.11). Pointillés : approximation polynomiale d'ordre 2 de la relation (3.11) autour du point P_{op} .

Ici, il convient de souligner que la fonction de transfert d'un NOLM correspond fondamentalement à la courbe de luminosité des franges d'une figure d'interférence. Mais, dans la plupart des applications, seule la première frange d'interférence est utilisée. Dans l'illustration de la figure 3.3, cette frange s'étend de 0 à 8mW. Cette frange contient deux points particuliers, appelés **points fixes**, pour lesquels la puissance de sortie est exactement égale à la puissance d'entrée. Le point fixe situé sur la partie descendante de la fonction de transfert, noté P_{op} dans la figure 3.3, est qualifié de **point fixe stable**, car tout signal incident doté d'une puissance crête située au voisinage de ce point, se rapproche d'avantage du point fixe à la traversée du NOLM.

Lorsque le NOLM est utilisé comme régénérateur dans les lignes Télécoms, il assure deux fonctions distinctes, à savoir :

(i) La réduction du niveau de bruit présent sur le profil temporel des impulsions utilisées pour le codage binaire de l'information. Cette réduction de bruit est en principe très efficace en raison de la courbure très aplatie de la fonction de transfert du NOLM au voisinage de la puissance nulle.

(ii) Le renforcement de la stabilité des impulsions via une réduction des giges de temps et d'amplitude. Pour renforcer la stabilité de l'impulsion, le NOLM est conçu de telle sorte que son point fixe stable (P_{op}) coïncide avec la puissance crête dont l'impulsion serait dotée en l'absence de tout phénomène perturbateur dans le système. C'est pour pouvoir assurer cette fonction qu'il est nécessaire d'équiper le NOLM d'un amplificateur (NOLM actif), sinon l'impulsion ressortira toujours du NOLM avec une puissance crête inférieure à la puissance crête d'entrée.

Le prototype de NOLM que nous proposons dans ce mémoire est un NOLM actif, qui sera donc en capacité d'assurer la stabilité des impulsions autour d'une puissance crête définie à l'avance. Cependant, il est important de noter que, si la fonction de réducteur de bruit est un bénéfice pour une ligne de transmission Télécom, elle devient un inconvénient majeur dans une cavité laser, car les impulsions y sont générées à partir du bruit de photons présent dans la cavité. Conséquemment, en cavité, au démarrage du laser, le

NOLM agit à contre courant du processus d'amplification ; ce qui oblige à recourir à de très fortes puissances de pompe lorsque la cavité est équipée d'un NOLM passif. Nous verrons par la suite que notre prototype de NOLM actif ne nécessite pas le recours à de très forts gains à faible signal pour démarrer le laser.

3.2.3 Montage utilisant un coupleur asymétrique et un amplificateur

Architecture

Le montage utilisant un amplificateur et un coupleur symétrique (figure 3.2) souffre d'un inconvénient majeur, lié à l'utilisation d'un atténuateur. En effet, un énorme facteur d'atténuation est généralement nécessaire pour produire une non-linéarité suffisante pour structurer la fonction de transfert. Conséquemment, d'énormes gains d'amplification sont nécessaires pour compenser cette perte d'énergie. C'est pour cette raison que nous avons opté pour un montage utilisant un coupleur asymétrique et un amplificateur, pour être l'embryon de notre prototype de NOLM multifonction destiné à assurer le blocage de modes et la remise en forme des impulsions autour d'une puissance définie à l'avance.

La figure 3.4 présente le schéma de principe de l'embryon de notre prototype de NOLM actif, doté de trois de ses principaux composants, à savoir : un coupleur asymétrique de ratio ρ , une boucle en fibre optique (de longueur L , coefficient de non-linéarité γ , et coefficient d'atténuation α), et un amplificateur de gain G .

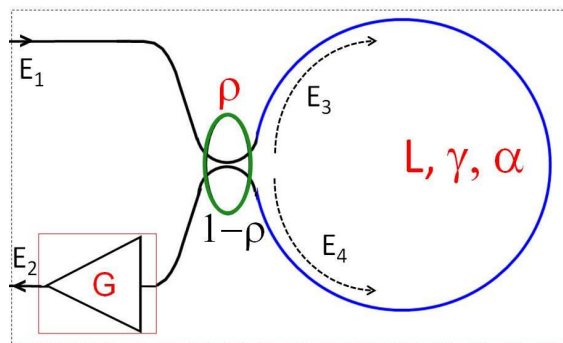


FIGURE 3.4 – Schéma de la cellule embryonnaire du NOLM multifonction.

Expression analytique de la fonction de transfert

La fonction de transfert du NOLM est structurée par le déphasage non linéaire induit par l'auto-modulation de phase subie par le champ lumineux lors de sa propagation dans la fibre du NOLM. Le champ incident E_1 est séparé en deux champs lors du passage dans le coupleur :

Le champ réfléchi :

$$E_3 = \sqrt{1-\rho}E_1 \exp(i\pi/2)$$

Le champ transmis :

$$E_4 = \sqrt{\rho}E_1$$

Après un tour de boucle, les expressions des champs E_3 et E_4 s'écrivent :

$$E_3 \left(t + \frac{nL}{c} \right) = i\sqrt{1-\rho}E_1 \exp(i\varphi_2) \quad (3.12a)$$

$$E_4 \left(t + \frac{nL}{c} \right) = \sqrt{\rho}E_1 \exp(i\varphi_1) \quad (3.12b)$$

La puissance transmise s'écrit alors :

$$P_t = G \left| \rho E_1 \exp(i\varphi_1) - (1-\rho)E_1 \exp(i\varphi_2) \right|^2 P_i \quad (3.13)$$

où P_i est la puissance incidente.

L'automodulation de phase induit une différence de phase non linéaire entre les deux champs contra-propagatifs :

$$\varphi_1 = \varphi^{(L)} + \rho\varphi^{(NL)} \quad (3.14a)$$

$$\varphi_2 = \varphi^{(L)} + (1 - \rho)\varphi^{(NL)} \quad (3.14b)$$

où $\varphi^{(L)}$ désigne la modification de la phase linéaire et $\varphi^{(NL)}$ la modification de la phase non linéaire induite par automodulation de phase.

En tenant compte des pertes infligées par la fibre, la phase non linéaire s'écrit :

$$\varphi^{(NL)} = \gamma P_i L_{eff}$$

$$\text{Avec } L_{eff} = \frac{1 - \Gamma}{\alpha} \quad \text{et } \Gamma = \exp(-\alpha L)$$

où γ est le coefficient de non linéarité, L_{eff} la longueur effective de la fibre, et α son coefficient d'atténuation.

La puissance transmise est liée à la puissance incidente par la relation :

$$P_t = G\Gamma[1 - 2\rho(1 - \rho)(1 + \cos(\gamma L_{eff}(1 - 2\rho)P_i))]P_i \quad (3.15)$$

Cette expression peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\boxed{P_t = G\Gamma[1 - A(1 + \cos(BP_i))]P_i} \quad (3.16)$$

avec

$$A = 2\rho(1 - \rho)$$

$$B = \gamma L_{eff}(1 - 2\rho).$$

A partir de (3.16) on peut finalement exprimer la fonction de transfert du NOLM sous la forme suivante :

$$P_t = F(P_i) = GI[1 - 2\rho(1 - \rho)(1 + \cos(\gamma L_{eff}(1 - 2\rho)P_i))]P_i \quad (3.17)$$

Principe de fonctionnement

Nous souhaitons concevoir un prototype de NOLM qui soit apte à assurer deux fonctions principales au sein d'une cavité laser fibrée à modes bloqués :

- Une fonction équivalente à celle d'un absorbant saturable classique, à savoir, déclencher le régime de blocage de modes et assurer le maintien du laser dans ce régime.
- Une deuxième fonction qui vise à sculpter le profil temporel de l'impulsion, en stabilisant sa puissance crête au voisinage d'une valeur définie à l'avance, que nous noterons P_{opt} .

Il est important de noter que dans ce NOLM actif, il est possible d'ajuster le gain G de l'amplificateur et le ratio ρ du coupleur asymétrique, de telle sorte que l'impulsion ressorte du dispositif avec une puissance crête identique à celle qu'elle avait à l'entrée du NOLM. Cette puissance crête est alors qualifiée de *point fixe* du NOLM.

Autrement dit, si l'on souhaite que le laser puisse générer des impulsions dotées d'une

puissance crête définie à l'avance (notée P_{opt}), les paramètres du NOLM doivent être conçus de telle sorte que cette puissance soit un point fixe stable de la fonction de transfert F dont l'expression est donnée par la relation (3.17). Mathématiquement, cela se traduit par la relation suivante :

$$F(P_{opt}) = P_{opt} \quad (3.18)$$

Pour que ce point fixe soit stable, il faut que la pente de la fonction de transfert au point P_{opt} soit en module inférieur à l'unité :

$$|S_{opt}| \equiv \left| \frac{\partial F}{\partial P_i} \right|_{P_i=P_{opt}} < 1 \quad (3.19)$$

On peut alors penser à priori qu'il existe une certaine latitude dans le choix de cette pente du NOLM. Mais la notion de stabilité du point fixe signifie que si l'impulsion entre dans le NOLM avec une puissance crête différente de P_{opt} , elle doit ressortir du NOLM avec une puissance crête plus proche de P_{opt} que ne l'était la puissance d'entrée. Cependant, en pratique, lorsque la puissance crête d'entrée est trop éloignée du point fixe, le NOLM devient incapable de rapprocher la puissance crête de sortie, du point fixe (lors du passage de l'impulsion). Il existe donc une certaine *zone de stabilité* correspondant aux écarts de puissance par rapport au point fixe, pour lesquels le NOLM assure la convergence vers celui-ci. L'étendue de cette zone de stabilité dépend fortement de la pente du NOLM au voisinage du point fixe, comme le montre la figure 3.5. Le NOLM stabilisera d'autant mieux la puissance crête de l'impulsion autour d'un point fixe prédéfini P_{opt} , que la zone de stabilité autour de ce point sera grande. La valeur de la pente S_{opt} doit donc être choisie de telle sorte que la zone de stabilité soit la plus large possible, comme par exemple, pour $S_{opt} = -2/3$ (voir figure 3.5(e)).

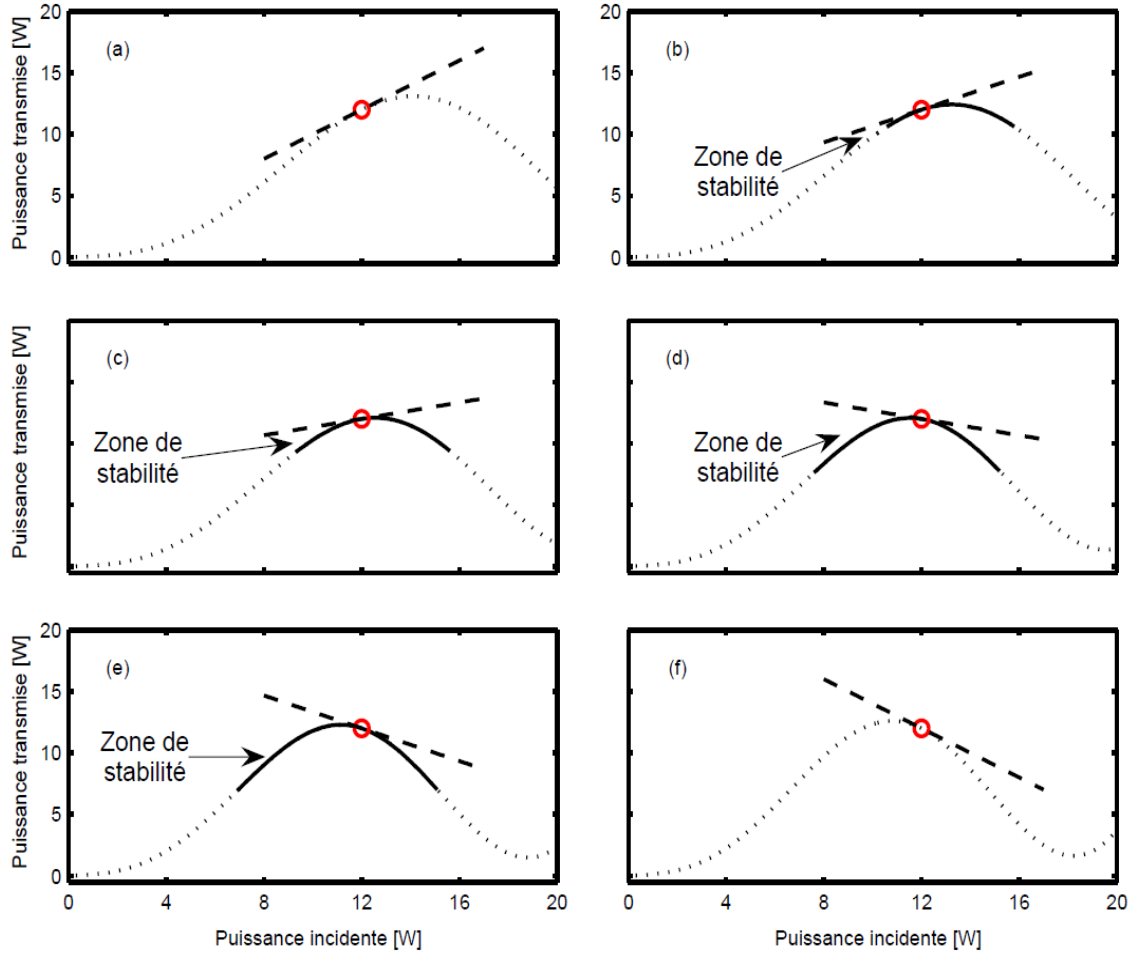


FIGURE 3.5 – Représentation de la zone de stabilité d'un point fixe du NOLM $P_{opt} = 12$ W, en fonction de la pente en ce point. **(a)** $S_{opt} = 1$; **(b)** $S_{opt} = 2/3$; **(c)** $S_{opt} = 1/3$; **(d)** $S_{opt} = -1/3$; **(e)** $S_{opt} = -2/3$; **(f)** $S_{opt} = -1$.

3.3 Conception de la cellule embryonnaire du NOLM multifonction

L'un des freins majeurs au développement des applications pratiques des NOLMs, réside incontestablement dans le fait qu'à l'heure actuelle, il n'existe dans la littérature aucune procédure générale de dimensionnement des paramètres des différents composants de ce dispositif. Très souvent, ce dimensionnement se fait par tâtonnement; ce qui aboutit à des dispositifs peu performants. Cependant, certains progrès ont été accomplis depuis quelques années et jusqu'à très récemment, avec la mise en place de formules analytiques qui déterminent les paramètres de certains composants clés d'un NOLM actif en fonction du point fixe autour duquel on souhaite faire fonctionner ce dernier [12; 73]. Malheureusement, ces progrès ne concernent que la version du NOLM actif qui utilise un coupleur symétrique et un atténuateur [12; 73]. Autrement dit, les résultats des travaux antérieurs sur la conception analytique des NOLMs ne s'appliquent pas au montage utilisant un coupleur asymétrique (figure 3.4) que nous avons choisi comme cellule embryonnaire de notre NOLM multifonction.

Dans ce qui suit, nous présentons une procédure semi-analytique de conception de cette cellule embryonnaire. Cette procédure consiste à considérer que les paramètres de la boucle en fibre du NOLM (L , γ , α) sont connus, puis à déterminer les paramètres G (gain d'amplification) et ρ (ratio du coupleur) du NOLM, de telle sorte que la puissance crête que l'on souhaite imposer aux impulsions, soit un point fixe stable de la fonction de transfert du dispositif. La formule du point fixe s'écrit :

$$F(P_{opt}) = P_{opt} \leftrightarrow GI[1 - A(1 + \cos(BP_{opt}))]P_{opt} = P_{opt} \quad (3.20a)$$

$$\leftrightarrow GI[1 - A(1 + \cos(BP_{opt}))] - 1 = 0 \quad (3.20b)$$

$$\leftrightarrow f(\rho, G) = 0. \quad (3.20c)$$

Pour que la pente soit égale à une valeur prédéfinie S_{opt} il faut que :

$$S_{opt} = \left. \frac{\partial f}{\partial \mathbf{P}_i} \right|_{\mathbf{P}_i = \mathbf{P}_{opt}} \quad (3.21a)$$

$$\iff S_{opt} = GI[1 - A(1 + \cos(BP_{opt}) + BAP_{opt}\sin(BP_{opt}))]. \quad (3.21b)$$

$$GI[1 - A(1 + \cos(BP_{opt}) + BAP_{opt}\sin(BP_{opt}))] - S_{opt} = 0 \quad (3.21c)$$

$$\leftrightarrow g(\rho, G) = 0. \quad (3.21d)$$

Pour déterminer le jeu de paramètre ρ et G , nous devons donc résoudre le système suivant :

$$\begin{cases} f(\rho, G) = 0 \\ g(\rho, G) = 0. \end{cases}$$

Nous avons opté pour la méthode de résolution de Newton Raphson détaillée ci-après [80]. On remplace f et g par leurs développements en série de Taylor (au premier ordre) au voisinage d'une condition initiale (ρ_0, G_0) :

$$\begin{cases} f_a(\rho, G) = f(\rho_0, G_0) + (\rho - \rho_0)f_{\rho 0} + (G - G_0)f_{G_0} \\ g_a(\rho, G) = g(\rho_0, G_0) + (\rho - \rho_0)g_{\rho 0} + (G - G_0)g_{G_0} \end{cases}$$

avec

$$f_{\rho 0} = \left. \frac{\partial f}{\partial \rho} \right|_{\rho_0} \quad f_{G_0} = \left. \frac{\partial f}{\partial G} \right|_{G_0}$$

$$g_{\rho 0} = \left. \frac{\partial g}{\partial \rho} \right|_{\rho_0} \quad g_{G_0} = \left. \frac{\partial g}{\partial G} \right|_{G_0}.$$

On cherche la solution du système approché :

$$\begin{cases} f_a(\rho, G) = 0 \\ g_a(\rho, G) = 0 \end{cases}$$

$$\Leftrightarrow \begin{cases} \rho f_{\rho_0} + G f_{G_0} = -f_0 + \rho_0 f_{\rho_0} + G_0 f_{G_0} \\ \rho g_{\rho_0} + G g_{G_0} = -g_0 + \rho_0 g_{\rho_0} + G_0 g_{G_0} \end{cases}$$

La solution s'écrit :

$$\begin{bmatrix} \rho_1 \\ G_1 \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} f_{\rho_0} & f_{G_0} \\ g_{\rho_0} & g_{G_0} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} f_0 \\ g_0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \rho_0 \\ G_0 \end{bmatrix}.$$

Comme nous sommes partis d'un système approché, la solution (ρ_1, G_1) n'est pas la solution exacte, mais elle est plus proche de la solution exacte que ne l'est le jeu de paramètre de départ (ρ_0, G_0) . Si nous effectuons la même procédure, mais en utilisant comme jeu de paramètres de départ (ρ_1, G_1) , nous obtiendrons une solution approchée (ρ_2, G_2) qui sera plus proche de la solution exacte que ne l'est (ρ_1, G_1) . Ainsi, plusieurs itérations sont nécessaires pour converger vers la solution exacte (ρ, G) :

$$\begin{bmatrix} \rho_{k+1} \\ G_{k+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \rho_k \\ G_k \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} f_{\rho_k} & f_{G_k} \\ g_{\rho_k} & g_{G_k} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} f_k \\ g_k \end{bmatrix} \quad (3.22)$$

avec

$$f_{\rho_k} = 2G_k \Gamma(-1 + 2\rho_k + \cos(\text{BP}_{opt})(-1 + 2\rho_k) - \gamma \text{L}_{eff} \text{AP}_{opt} \sin(\text{BP}_{opt}))$$

$$f_{G_k} = \Gamma[1 - A(1 + \cos(\text{BP}_{opt}))]$$

$$g_{\rho_k} = G_k \Gamma[-2 + 4\rho - \cos(\text{BP}_{opt})(2 - 4\rho + 2A\text{BP}_{opt}^2 \gamma \text{L}_{eff})] \\ + \text{P}_{opt} \gamma \text{L}_{eff} \sin(\text{BP}_{opt}) [\text{P}_{opt}(12\rho^2 - 12\rho + 2) + 4\rho^2 - 4\rho]$$

$$g_{G_k} \equiv \Gamma[1 - A(1 + \cos(\text{BP}_{opt})) + B\text{AP}_{opt} \sin(\text{BP}_{opt})]$$

$$f_k = G_k \Gamma[1 - A(1 + \cos(\text{BP}_{opt}))] - 1$$

$$g_k = G_k \Gamma[(1 - A(1 + \cos(\text{BP}_{opt})) + B\text{AP}_{opt} \sin(\text{BP}_{opt})) - S_{opt}]$$

Pour illustrer la pratique de cette procédure de conception analytique du NOLM, supposons que l'on veuille générer un train d'impulsions ayant en cavité une puissance crête de 10 W. A cette fin, le NOLM doit être paramétré de telle sorte que son point fixe stable soit égal à 10 W. On pose donc : $P_{opt} = 10$ W. En fixant arbitrairement la pente au point fixe à $S_{opt} = -1/3$, et en choisissant une fibre de NOLM dotée de paramètres suivants : $L = 1$ m, $\alpha = -0.2$ dB/Km, et $\gamma = 1.3$ m⁻¹W⁻¹, nous obtenons, via notre approche décrite par la relation (3.22), la solution suivante : $\rho = 0.35$ et $G = 1.13$. Le tracé de la fonction de transfert pour ce jeu de paramètres, via la relation (3.16), conduit à la courbe visible dans la figure 3.6.

On peut clairement vérifier que la fonction de transfert obtenue admet bien la puissance 10 W comme point fixe stable. Notre procédure de conception analytique décrite par la relation (3.22) est donc un outil théorique fiable et très utile pour paramétrer rapidement le NOLM en fonction des caractéristiques du train d'impulsions que l'on souhaite générer.

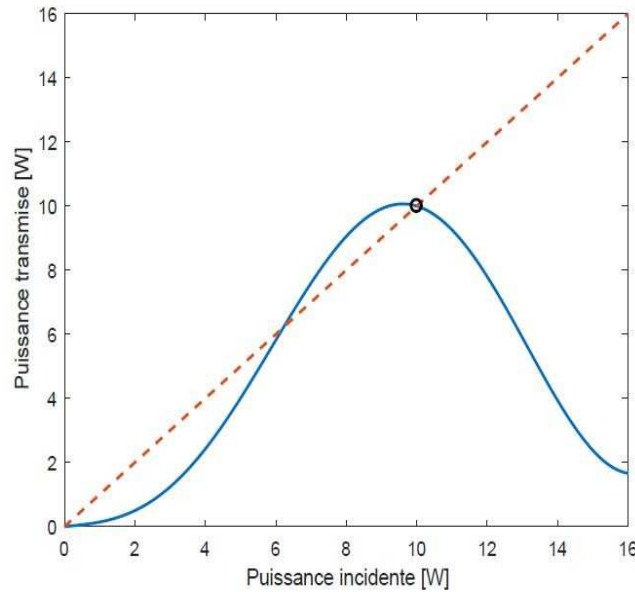


FIGURE 3.6 – Fonction de transfert du NOLM pour $\rho = 0.35$, $G = 1.13$, $L = 1$ m, $\alpha = -0.2$ dB/km et $\gamma = 1.3$ m⁻¹W⁻¹.

3.4 Conception du NOLM multifonction

3.4.1 Architecture

Le prototype de NOLM que nous élaborons est un dispositif dont la principale vertu est d'être multifonctionnel. En fait, la polyvalence dont nous parlons fait référence à un dispositif doté de tous les équipements lui permettant de fonctionner soit comme régénérateur pour la remise en forme des impulsions dans une ligne télécom, ou comme absorbant saturable pour réaliser le blocage de modes en cavité laser. Mais l'aspect le plus novateur, sera incontestablement la possibilité pour ce dispositif d'assurer simultanément ces deux fonctionnalités (blocage de modes et remise en forme des impulsions) au sein d'une cavité laser fibrée. Nous devons donc prendre en compte la diversité de situations auxquelles ce dispositif pourrait être confronté. Lorsqu'il est utilisé dans une ligne Télécom, le NOLM est en principe inséré dans les répéteurs où sont regroupées les opérations de traitement du signal Télécom (amplification, filtrage, resynchronisation, remise en forme, etc). L'ampleur des distorsions subies par les signaux Télécoms reste comparativement très modérée par rapport aux distorsions d'un champ lumineux en cavité laser. En effet, de nombreux phénomènes de propagation présents dans une ligne Télécom et très perturbateurs, se retrouvent avec la même ampleur dans la plupart des cavités laser fibrées ordinaires, mais les distorsions que ces phénomènes infligent y sont exacerbées par la différence d'échelle (de plusieurs ordres de grandeur) entre la petite dimension de ces cavités laser et les distances de transmission Télécom.

Pour renforcer la robustesse du NOLM vis à vis des perturbations générées par des phénomènes de propagation parasites, nous avons choisi d'équiper notre cellule embryonnaire représentée dans la figure 3.4, de trois équipements supplémentaires, à savoir, un filtre passe-bande, un filtre égaliseur de gain, et une fibre compensatrice de dispersion. Le schéma de ce NOLM multifonction doté de tous ses équipements est représenté dans la figure 3.7. Soucieux du coût économique de ce NOLM, nous avons fait le choix de n'utiliser que des composants existants dans le commerce ou en laboratoire. Dans ce

qui suit, nous décrivons chacun de ces composants, en précisant clairement sa fonction optique au sein du dispositif.

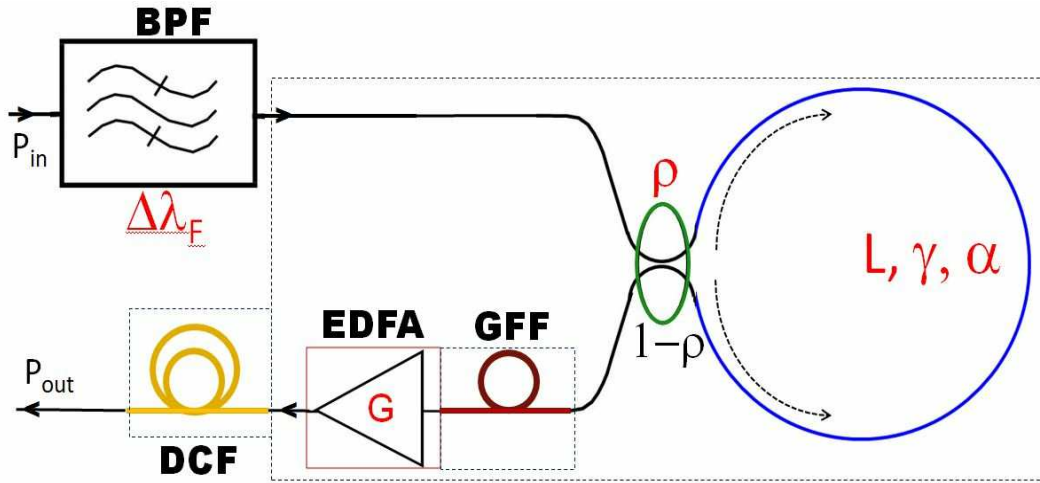


FIGURE 3.7 – Schéma du NOLM multifonction.

Filtre passe bande (Band-pass filter : BPF)

Nous avons choisi de placer à l'entrée de la cellule embryonnaire du NOLM, un filtre optique à bande passante ($\Delta\lambda_F$) variable. Ce choix repose sur plusieurs motivations, détaillées ci-après :

(i) Le filtre BPF sert à effectuer une première opération de remise en forme du profil d'intensité de l'impulsion incidente, afin que cette dernière ne soit pas dans un état de distortion trop sévère lorsqu'elle entre dans la cellule embryonnaire du NOLM. En effet, en général, lorsque l'impulsion incidente est trop distordue, le NOLM n'est plus efficace, et tend plutôt à accentuer les distorsions.

(ii) La bande passante est centrée sur $1.55\mu m$, afin que les impulsions soient bien générées à cette longueur d'onde, qui est située dans la troisième fenêtre des transmissions Télécoms. En effet, un des domaines d'applications visées par notre NOLM multifonction est celui des Télécoms.

(iii) Le filtre BPF nous sert aussi à prendre le contrôle de l'action de filtrage, car l'amplificateur qui équipe le NOLM inflige aussi des effets de filtrage via la dispersion du gain. Ce filtrage lié à la courbe de gain de l'amplificateur, fluctue en fonction de la puissance

de pompe et de la puissance moyenne du champ lumineux incident. Le filtre BPF permet de réduire l'impact de ces fluctuations, avec une efficacité qui est d'autant meilleure que la bande passante du BPF est plus petite que celle de l'amplificateur. C'est d'ailleurs la raison pour laquelle nous avons opté pour un filtre à bande passante accordable, car il permet de contrôler plus efficacement l'action de filtrage, et dans une certaine mesure, de contrôler aussi la largeur temporelle des impulsions générées par le laser.

Les filtres BPF sont très présents dans le domaine Télécom, sous plusieurs déclinaisons (filtres Fabry-Pérot, filtres de Mac-Zender, filtres de Bragg, filtres acousto-optiques, électro-optiques, etc). En particulier, les filtres à bande passante réglable sont très utilisés pour la sélection des canaux de transmission selon les besoins des utilisateurs, et sont donc très appréciés pour la flexibilité qu'ils apportent aux systèmes de transmission multiplexés en longueur d'onde (WDM : Wavelength Division Multiplexing). C'est ce type de filtre BPF que nous envisageons de placer à l'entrée de la cellule embryonnaire du NOLM, comme indiqué dans la figure 3.7. Cependant, il est clair que pour les applications WDM, le filtre BPF doit être nécessairement de type Fabry-Perot, afin d'amplifier simultanément et de manière uniforme tous les canaux de transmission.

Cellule embryonnaire

La cellule embryonnaire constitue le cœur du NOLM, car c'est elle qui structure de manière décisive la fonction de transfert du NOLM, en lui donnant une forme (de courbe en cloche) permettant d'avoir un point fixe de transmission. Le dimensionnement des paramètres des composants de cette cellule embryonnaire est une opération délicate, soumise à plusieurs contraintes qui doivent être respectées afin que le NOLM puisse être multifonctionnel.

La première contrainte concerne la longueur (L) de boucle en fibre du NOLM, car le niveau de non-linéarité qui est nécessaire pour placer le point fixe du NOLM à une puissance désirée P , est proportionnelle au produit $L \times \gamma \times P$. Typiquement, pour que le NOLM fonctionne autour d'un point fixe de 100W, si nous devons utiliser une Fibre Télé-

com standard ($\gamma = 1.3W^{-1}km^{-1}$) pour faire la boucle du NOLM, alors il nous faudra une longueur de fibre d'environ 100m. Une telle longueur de fibre ferait du NOLM un dispositif disproportionné, encombrant, et très peu esthétique. De surcroît, des phénomènes de propagation de second-ordre (indésirables) s'y développeraient considérablement. Il est donc nécessaire que la boucle en fibre du NOLM soit la plus courte possible. Le recours à une fibre hautement non-linéaire (HNLF : Highly NonLinear Fiber) est donc inévitable. Il existe actuellement dans le commerce et en laboratoire une grande diversité de fibres non-linéaires qui permettraient de réduire à quelques mètres (voire quelques centimètres) la longueur de la boucle du NOLM, mais la plupart de ces fibres ont des coefficients de dispersion si élevées que des impulsions picosecondes (ou subpicosecondes) s'étaleraient complètement lors de leur passage dans la boucle du NOLM, plutôt que de se rapprocher du point fixe du NOLM. Le choix le plus judicieux est une fibre qui réalise le meilleur compromis entre deux exigences bien distinctes : être dotée de la non-linéarité la plus élevée possible et d'un coefficient de dispersion (de second-ordre) le plus bas possible. Notre choix s'est porté sur une fibre fabriquée par Hiroishi et al.[81], à savoir, celle qui porte l'étiquette No B dans la Table 3.1.

Characteristics of Prototype Highly Nonlinear Fibers			
Fiber	A	B	C
Dispersion slope (ps/nm ² /km)@1550 nm	0.016	0.013	0.031
Dispersion (ps/nm/km)@1550 nm	0.11	-0.08	0.12
λ_c (nm)	1222	1354	1427
A_{eff} (μm^2)@1550 nm	14.7	9.7	12.6
n^2/A_{eff} ($\times 10^{-10}/W$)@1550 nm	31.0	61.9	43.2
Loss (dB/km)@1550 nm	0.48	1.16	0.83
γ ($W^{-1}km^{-1}$)@1550 nm	12.6	25.1	17.5
PMD (ps/km ^{1/2})@1550 nm	0.04	0.12	0.04
Splicing loss* (dB)@1550 nm	<0.1	<0.1	<0.1
* to single-mode fiber			

TABEAU 3.1 – Paramètres de fibres à haute non-linéarité et à faible dispersion, tirés de la référence [81]

Cette fibre a un coefficient de non-linéarité qui est 20 fois supérieur à celui d'une fibre

Télécom, et un coefficient de dispersion (0.013 ps/nm/km) qui est mille fois plus petit que celui de la fibre Télécom. Avec cette fibre, la longueur de la boucle de NOLM nécessaire pour placer le point fixe à 100W se réduit à 5m . Par ailleurs, la cellule embryonnaire est équipée d'un amplificateur. Notre choix se porte sur un amplificateur à fibre dopée aux ions Erbium (EDFA : Erbium Doped Fiber Amplifier). En effet, le temps de relaxation très long des ions Erbium permet aux impulsions Télécoms (ps ou sub-picosecondes) d'être amplifiées sans provoquer une dynamique de gain significative. De plus, cette fibre amplificatrice est dotée d'une large bande passante très utile pour les transmissions WDM en Télécom. Cependant, comme sa courbe de gain n'est pas suffisamment plate pour amplifier les signaux WDM-Télécom, cet amplificateur est généralement associé à un filtre égaliseur de gain. La figure 3.8 montre le schéma de principe d'un EDFA standard. Il est constitué d'une section de fibre dopée Erbium (EDF), pompée avec un laser émettant à 980 nm afin de placer les ions Erbium dans un état excité. Lorsque le signal lumineux passe à travers la fibre EDF, il désexcite les ions Erbium par émission stimulée en produisant un photon identique au photon incident. Par effet d'avalanche, l'amplification du signal se fait jusqu'à la sortie de la fibre.

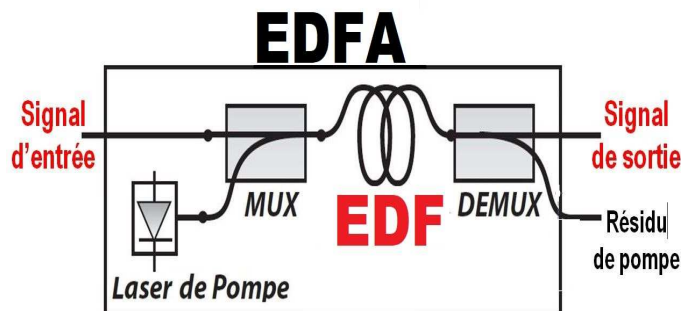


FIGURE 3.8 – Schéma d'un amplificateur à fibre dopée aux ions Erbium (EDFA).

Filtre égaliseur de gain (Gain flattening filter : GFF)

Pour une utilisation en cavité laser, à priori, l'amplificateur inséré dans le NOLM ne nécessite pas de filtre égaliseur de gain, car l'action de filtrage est en principe essentiellement assurée par le BPF placé à l'entrée du NOLM. En revanche, pour que le NOLM

multifonction soit compatible avec les transmissions WDM-Télécom, on peut (en option) équiper l'EDFA d'un filtre égaliseur de gain, aussi appelés GFF (Gain flattening filter). Les filtres GFF peuvent être fibrés (tels que les filtres Mach Zehnder ou les filtre acousto-optiques), ou en espace libre. Ce type de filtre peut également être constitué par des réseaux de Bragg photo-inscrits sur des portions de guides d'onde tels que des fibres optiques ou des guides d'ondes planaires.

La version complète du NOLM incluant le filtre GFF, est un dispositif utilisable aussi bien en cavité laser que dans les systèmes Télécoms.

Fibre compensatrice de dispersion (DCF :Dispersion compensating fiber)

Au premier rang des phénomènes de propagation susceptibles d'infliger de sévères distorsions aux impulsions au sein du NOLM, figure la dispersion chromatique. En effet, la dispersion présente dans les différents composants fibrés du NOLM (boucle en fibre, EDFA) aura inévitablement un impact non négligeable sur l'évolution du profil de l'impulsion. Mais l'impact le plus sévère se produira dans la boucle du NOLM, en raison de la forte non-linéarité, dont les effets combinés à ceux de la dispersion (bien que très petite) peuvent distordre très sévèrement le profil d'intensité de l'impulsion. Pour contenir l'ampleur de ces distorsions, nous pensons utile d'insérer un tronçon de fibre dont la longueur et le coefficient de dispersion (en signe et en valeur absolue) seront choisis de manière à compenser la dispersion cumulée dans tous les autres composants fibrés du NOLM.

Coupleur asymétrique

Le coupleur asymétrique présent dans la cellule embryonnaire du NOLM ne présente aucune originalité particulière. Cependant, l'estimation de la valeur du ratio ρ de ce coupleur (de même que la valeur du gain G) via notre procédure semi-analytique, constitue le point de départ (et en même temps une étape majeure) de la procédure de conception du NOLM multifonction.

3.4.2 Modélisation

Dans ce qui suit, nous présentons les équations décrivant l'action des différents composants du NOLM sur le champ lumineux.

3.4.3 Propagation du champ lumineux à travers les composants linéaires du NOLM

Le NOLM représenté dans la figure 3.7, contient des éléments que nous qualifions de *composants linéaires*, car ils agissent sur le champ lumineux par une relation pratiquement linéaire entre les amplitudes de champ en entrée et en sortie de ces composants : $\hat{\psi} = \eta\psi$ où η est un coefficient dont la valeur dépend du composant traversé. $\hat{\psi}$ et ψ désignent respectivement le champ en sortie et en entrée du composant. Les composants linéaires du NOLM incluent le coupleur de sortie, et les points de raccord des composants (qui infligent des pertes localisées au champ lumineux).

3.4.4 Propagation du champ lumineux dans les composants fibrés du NOLM

Le NOLM multifonction contient une fibre active (EDF), et plusieurs fibres passives. La propagation du champ lumineux dans ces composants fibrés, à l'exception de la boucle du NOLM, est modélisable de manière très réaliste au moyen de l'équation de Schrödinger non linéaire (ESNL) qui suit :

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 \psi}{\partial t^3} + \frac{\alpha}{2}\psi - \frac{g}{2}\psi = i\gamma |\psi|^2 \psi, \quad (3.23)$$

où ψ désigne le champ électrique de l'onde lumineuse, α , γ , β_2 et β_3 , désignent respectivement les coefficients d'atténuation linéique, de non-linéarité, de dispersion d'ordre deux et d'ordre trois. Le coefficient g est nul pour les fibres passives, et non nul pour

la fibre EDF. La résolution numérique de l'équation (3.23) est effectuée au moyen de la méthode de Fourier à pas divisés [63]. Le gain g ayant un profil spectral qui varie en fonction de z , la résolution de l'équation 3.23 est nécessairement couplée à celle du système d'équations qui gouverne la dynamique du gain le long de la fibre, que nous décrivons en détail dans le chapitre 4.

3.4.5 Propagation du champ lumineux dans la boucle du NOLM

Dans la section 3.2 nous avons mis en place une expression analytique de la fonction de transfert de la cellule embryonnaire du NOLM, donnée par la relation (3.17). Il convient de souligner que cette expression analytique est obtenue au prix d'une approximation très grossière, qui consiste à ignorer totalement les effets de dispersion au sein de la boucle du NOLM. Pour modéliser de manière réaliste le comportement du champ lumineux au sein du NOLM, il est nécessaire de prendre en compte ces effets de dispersion. Dans la suite de ce mémoire, sauf si spécifié autrement, la propagation du champ lumineux au sein de la boucle du NOLM sera décrite par un système d'équations correspondant à deux ondes contra-propagatives[63] présentes dans la boucle du NOLM, donné par les relations (3.24) et (3.25) :

$$\frac{\partial E_+}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} E_+ + \beta_1 \frac{\partial E_+}{\partial t} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 E_+}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 E_+}{\partial t^3} = i \gamma (|E_+|^2 + 2|E_-|^2) E_+ \quad (3.24)$$

$$-\frac{\partial E_-}{\partial z} - \frac{\alpha}{2} E_- + \beta_1 \frac{\partial E_-}{\partial t} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 E_-}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 E_-}{\partial t^3} = i \gamma (|E_-|^2 + 2|E_+|^2) E_- \quad (3.25)$$

où α est le coefficient d'atténuation linéique, β_1 l'inverse de la vitesse de groupe, β_2 et β_3 désignent respectivement les coefficients de dispersion d'ordre deux et trois, et γ le coefficient de non linéarité. Ce système d'équations sera résolu numériquement au moyen de la méthode de Fourier à pas divisés[63].

3.5 Fonction de transfert du NOLM multifonction

3.5.1 Réglage du point fixe du NOLM

A ce stade, rappelons que notre objectif dans ce chapitre est de concevoir un prototype de NOLM qui soit apte à renforcer la stabilité des impulsions dans un environnement fortement perturbé, tel qu'une ligne de transmission Télécom, ou une cavité laser à modes bloqués. De plus, au sein de la cavité laser, ce NOLM doit être apte à assurer deux fonctions bien distinctes :

- une fonction équivalente à celle d'un absorbant saturable classique, à savoir, déclencher le régime de blocage de modes et assurer le maintien du laser dans ce régime.
- Une deuxième fonction qui vise à sculpter le profil temporel de l'impulsion, en stabilisant sa puissance crête au voisinage d'une valeur définie à l'avance, que nous noterons P_{opt} .

La conception du NOLM multifonction consiste dans le dimensionnement des paramètres des composants du NOLM, de telle sorte que son point fixe se situe sur une puissance désirée (P_{opt}), fixée à l'avance. La procédure s'effectue en deux étapes :

- La première étape consiste dans la conception de la fonction de transfert de la cellule embryonnaire du NOLM, pour qu'elle ait la puissance P_{opt} comme point fixe.
- Comme la fonction de transfert du NOLM tout entier diffère de celle de sa cellule embryonnaire, la deuxième étape consiste à ajuster les valeurs de paramètres des deux composants accordables du NOLM, à savoir, le gain d'amplification G (via la puissance de pompage de l'EDFA P_{NOLM}) et la bande passante du filtre BPF ($\Delta\lambda_F$),

de telle sorte que la fonction de transfert du NOLM s'ajuste au mieux à celle de sa cellule embryonnaire.

Ainsi, dans la première étape de l'élaboration du NOLM, nous nous servons de notre procédure semi-analytique de conception de la cellule embryonnaire du NOLM décrite dans la section 3.2), qui consiste à résoudre le système d'équations (3.22) en utilisant les valeurs désirées (P_{opt} , S_{opt}) comme paramètres d'entrée. La solution de ce système d'équations nous fournit alors le gain G de l'amplificateur et le ratio ρ du coupleur asymétrique. La valeur de ce ratio est ainsi fixée une bonne fois pour toute, car dans notre NOLM, le coupleur n'est pas un composant réglable. A titre d'illustration, supposons que l'on souhaite utiliser notre NOLM pour générer en cavité laser des impulsions dotées d'une puissance crête de 100W juste avant le coupleur de sortie de la cavité. A cette fin, nous pouvons choisir comme données d'entrée pour notre formule semi-analytique (3.22), les valeurs suivantes $P_{opt} = 100\text{W}$ et $S_{opt} = -2/3$ (en notant au passage qu'une certaine latitude existe dans le choix de la pente du NOLM, mais à condition que $|S_{opt}| < 1$). Avec ce choix de P_{opt} et S_{opt} , la solution du système d'équations (3.22) correspond à : $G = 1.2$ et $\rho = 0.34$. Avec ces valeurs de G et ρ , le tracé de la fonction de transfert de la cellule embryonnaire du NOLM est représenté dans la figure 3.9, où nous voyons que le point fixe apparaît effectivement à la puissance de 100W que nous souhaitons imposer

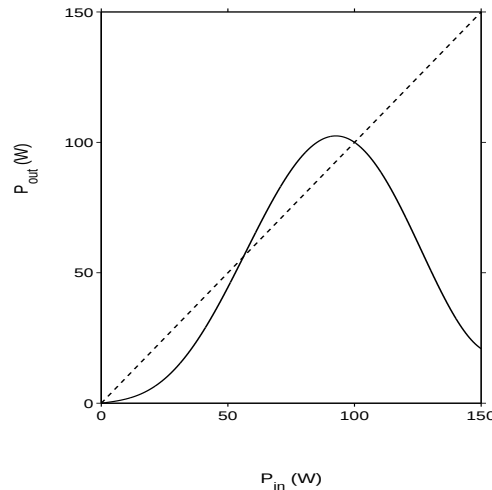


FIGURE 3.9 – Illustration de la fonction de transfert de la cellule embryonnaire du NOLM.

aux impulsions.

Nous pouvons dès lors passer à la deuxième étape, qui consiste à injecter dans le NOLM des impulsions dotées d'une puissance de 100W, et des largeurs temporelles de l'ordre de la pico-seconde. Ensuite, nous effectuerons la simulation numérique de la traversée du NOLM tout entier, tel qu'il est représenté dans le schéma (3.7), et nous tracerons la fonction de transfert à partir des intensités en entrée et sortie du NOLM. La puissance de pompe de l'EDFA (P_{NOLM}) et la bande passante de la BPF ($\Delta\lambda_F$), sont les deux paramètres qui nous permettront d'ajuster au mieux la fonction de transfert du NOLM à celle de sa cellule embryonnaire.

3.5.2 Résultats des simulations numériques

Paramètres des composants du NOLM

Dans la suite de ce chapitre, nous effectuerons nos simulations numériques avec les paramètres consignés dans la table 3.2.

TABLEAU 3.2 – Paramètres du NOLM.

Paramètres	Types de fibres		
	EDF	Boucle	SMF
$\alpha [dB/km]$	-0.2	-1.16	-0.2
$\beta_2 [ps^2/m]$	0.0135	10^{-4}	-0.023
$\beta_3 [ps^3/m]$	~ 0	2.1×10^{-5}	1.5×10^{-4}
$\gamma [W^{-1}.m^{-1}]$	0.0036	0.0251	0.0013
$L [m]$	0.5	5	0.32
Coupleur			
Ratio (ρ)	0.34		

Remarques

(i) Il est à noter dans ce tableau, que le coefficient de dispersion β_2 est positif aussi bien pour la fibre en boucle que pour la fibre EDF. Conséquemment, la fibre compensatrice de dispersion doit obligatoirement avoir un coefficient de signe négatif (alors que dans les lignes Télécoms, elle a plutôt un signe positif). Aussi, pour compenser la dispersion dans le NOLM nous avons opté pour une fibre Télécom standard, couramment appelée

fibre SMF (Single Mode Fiber). Ce choix est dicté uniquement par son prix modique. Nous avons calculé sa longueur en appliquant simplement la formule de compensation de la dispersion $L(\text{SMF}) = -\frac{L(\text{EDF})\beta_2(\text{EDF}) + L(\text{Boucle})\beta_2(\text{Boucle})}{\beta_2(\text{SMF})}$

(ii) Les autres paramètres de la fibre EDF, i.e., ceux spécifiquement utilisés pour le calcul du coefficient de gain linéique g (à partir des solutions du système d'équations qui gouverne la dynamique des puissances de pompe et du signal au sein de la fibre), sont les suivants : rayon de cœur $r_c = 2\mu m$; Ouverture numérique : 0.2 . Densité total d'ions Erbium $N_0 = 2.7 \times 10^{25} m^{-3}$; Section efficace d'absorption de la pompe $\sigma_p^a = 2.17 \times 10^{-25} m^2$. Les valeurs des sections efficaces d'absorption et d'émission du signal (pour chaque fréquence ν du domaine spectral considéré) que nous avons utilisées, $\sigma_s^a(\nu)$ et $\sigma_s^e(\nu)$, sont tirées de la référence [82].

(iii) Les valeurs des paramètres accordables seront précisées lors de la présentation des résultats de nos simulations.

Simulations numériques sans prise en compte de la dispersion d'ordre 3

Nous avons estimé la puissance de pompe en faisant passer dans le NOLM équipé d'un filtre BPF de très grande largeur (25 nm), une impulsion gaussienne ayant 1 ps de largeur temporelle et 100 W de puissance crête. Ensuite nous avons accru progressivement la puissance de pompe jusqu'à la valeur pour laquelle l'impulsion ressort du NOLM avec la même énergie qu'à l'entrée. Avec les composants choisis pour notre prototype de NOLM, nous obtenons une puissance de pompe de 4.5 mW, un gain de 2.5 dB au passage dans la cellule embryonnaire du NOLM, et un gain de 0 dB à la traversée du NOLM tout entier. Pour estimer la largeur adéquate de la bande passante du filtre BPF, nous avons effectué une étude portant sur trois largeurs de bandes passantes de filtres, à savoir, $\Delta\lambda_F = 6 \text{ nm}$, 8 nm , et 10 nm . Dans chaque cas, nous avons simulé la traversée du NOLM par des impulsions de 100W de puissance crête et différentes largeurs temporelles : $\xi_{FWHM} = 1 \text{ ps}$, 0.5 ps et 0.35 ps . La figure 3.10, montre les fonctions de transfert obtenues pour le NOLM dépourvu de filtre égaliseur de gain (colonne de gauche), et pour le NOLM équipé du

filtre égaliseur de gain (colonne de droite). La comparaison des deux familles de courbes montre clairement que la présence de ce filtre ne change pas la FT (fonction de transfert) de manière perceptible.

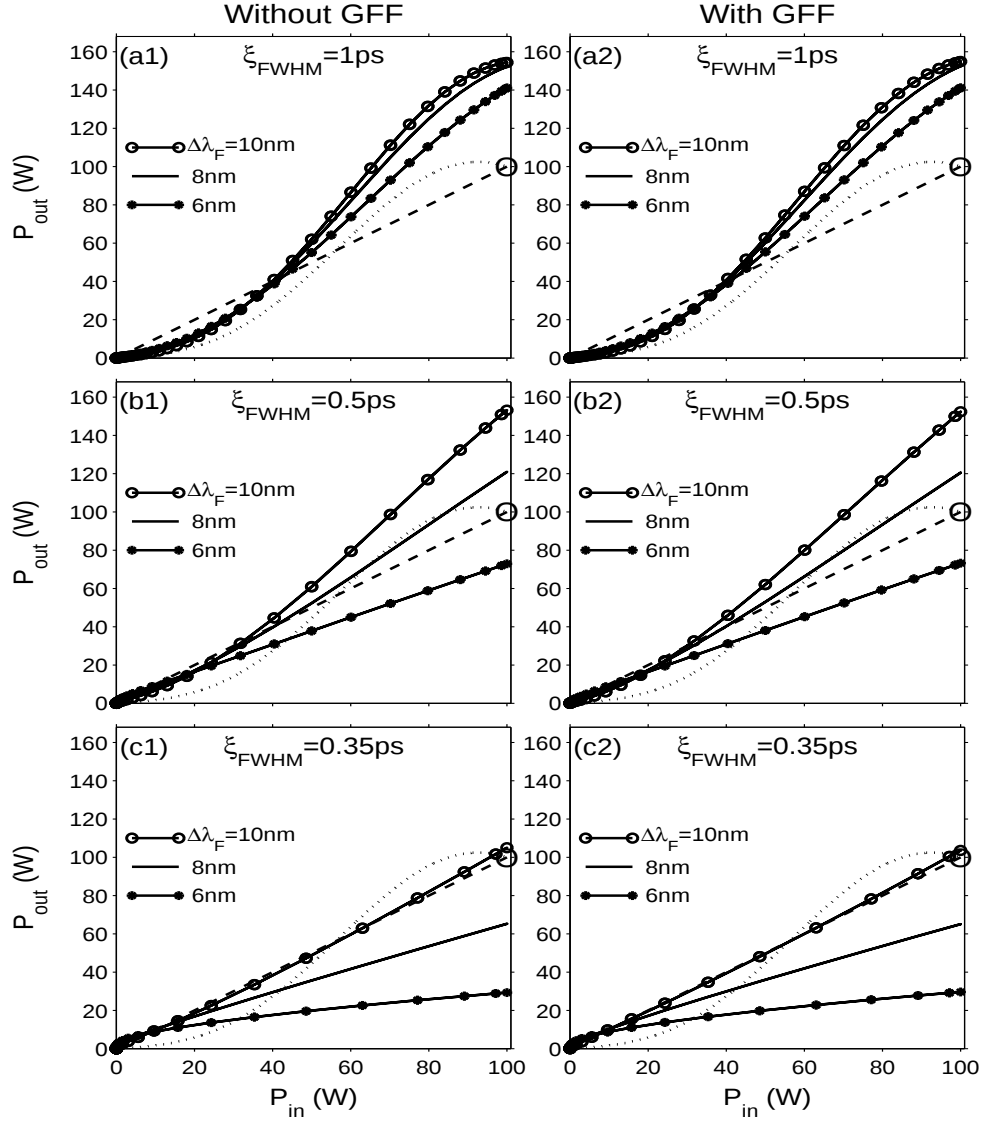


FIGURE 3.10 – Fonctions de transfert pour des impulsions ayant initialement un profil gaussien et une puissance crête de 100 W.

Avant d'analyser la qualité de la FT obtenue en fonction de la bande passante du filtre BPF, il convient de noter que la droite en tirets dans la figure 3.10, i.e., $P_{out} = P_{in}$, correspond à la FT idéale, car le champ lumineux ressort du dispositif exactement dans l'état où il en est entré. On peut remarquer que la FT de la cellule embryonnaire du NOLM (représentée par la courbe en pointillés) se tortille légèrement autour de la FT idéale. En réalité, le premier critère de qualité de transmission d'une impulsion, est que la FT cor-

respondante soit la plus proche possible de la FT idéale ($P_{out} = P_{in}$), lorsque l'impulsion entre dans le NOLM avec une puissance crête qui n'est pas trop éloignée de la puissance désirée. Dans le cas de la figure 3.10, on peut constater que la FT dépend fortement de la largeur temporelle initiale de l'impulsion, et de la bande passante du filtre BPF. Plusieurs autres points marquants émergent de cette figure : (i) Les figures 3.10 (a1)-(a2) montrent que pour les impulsions ayant initiale une largeur de 1ps, ressortent avec des puissances crête situées au voisinage de 155 W (pour $\Delta\lambda_F = 8\text{ nm}$ et 10 nm) et 140 W pour $\Delta\lambda_F = 6\text{ nm}$. La qualité de la FT est très légèrement meilleure pour $\Delta\lambda_F = 6\text{ nm}$. (ii) Les figures 3.10 (b1)-(b2) montrent que les impulsions de 0.5 ps, ce sont les filtres avec $\Delta\lambda_F = 8\text{ nm}$ et 6 nm qui offrent clairement la meilleure qualité de transmission, avec un léger avantage pour $\Delta\lambda_F = 8\text{ nm}$. Enfin, pour des impulsions de 0.35 ps [figures 3.10 (c1)-(c2)] ce sont les filtres avec $\Delta\lambda_F = 8\text{ nm}$ et 10 nm qui offrent clairement la meilleure qualité de transmission, avec un avantage pour $\Delta\lambda_F = 10\text{ nm}$. Sur la plage des largeurs d'impulsion comprises entre 0.35 ps et 1 ps, le filtre qui offre globalement la meilleure qualité de transmission (au regard du premier critère de qualité énoncé ci-dessus) est celui avec $\Delta\lambda_F = 8\text{ nm}$.

D'autre part, il est important de noter que, lorsqu'une impulsion entre dans le NOLM avec une puissance crête beaucoup plus importante que la puissance désirée, la FT correspondante doit au contraire s'écarter de la FT idéale et s'incurver vers le bas, afin que l'impulsion ressorte du NOLM avec une puissance crête inférieure à celle qu'elle avait à l'entrée du NOLM. En d'autres termes, le deuxième critère de validation de la FT du NOLM est qu'elle présente un effet de saturation lorsque la puissance crête en entrée du NOLM est considérablement plus élevée que la puissance désirée. Afin de vérifier que la FT de notre prototype de NOLM obéit bien à ce critère, nous avons simulé une transmission dans le NOLM, dans des conditions analogues à celles de la figure 3.10, mais avec des impulsions dotées d'une puissance crête deux fois plus élevée que la puissance désirée, à savoir 200 W. Les résultats des simulations sont visibles dans la figure 3.11. Remarquablement, on observe une incurvation de toutes les FT vers le bas, de sorte que toutes les impulsions ressortent du NOLM avec une puissance crête inférieure à 200 W. Notre proto-

type de NOLM valide bien ce deuxième critère relatif à l'effet de saturation de puissance. Nous observons également dans la figure, que le point fixe stable du NOLM dépend sensiblement de la largeur temporelle initiale de l'impulsion et de la bande passante du fibre BPF, et que ce point fixe est souvent décalé (vers le haut) par rapport au point fixe de la FT de la cellule embryonnaire du NOLM. Mais le point le plus important de la figure 3.11, réside dans le fait que la FT de notre NOLM admet un point fixe stable; ce qui le rend potentiellement apte à servir comme régénérateur ou comme régulateur de puissance dans un système optique.

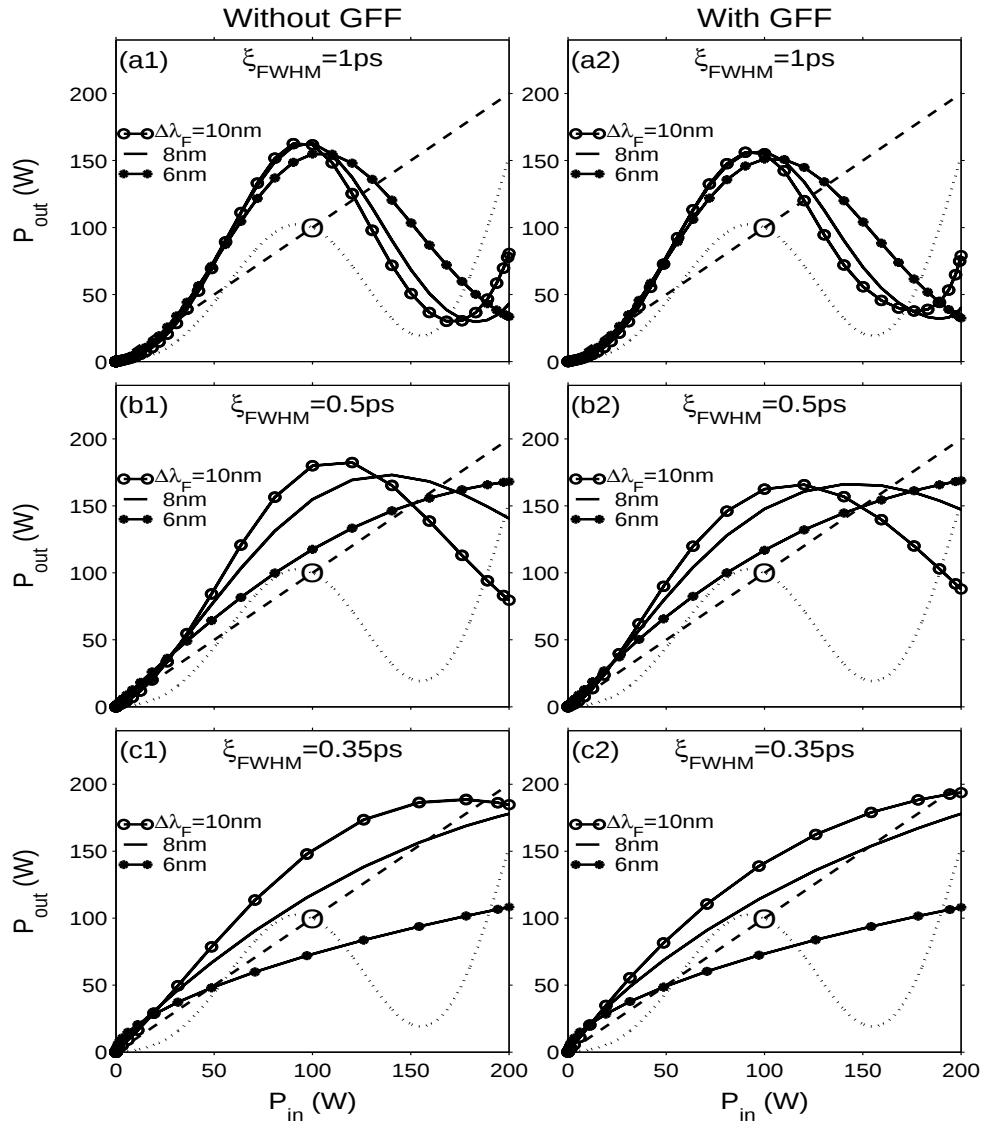


FIGURE 3.11 – Fonctions de transfert pour des impulsions ayant initialement un profil gaussien et une puissance crête de 200 W.

Nous avons examiné deux situations très importantes, où l'impulsion arrive sur le

NOLM avec une puissance égale à la puissance désirée, et où elle arrive avec une puissance deux fois plus grande que la puissance désirée. On peut néanmoins se poser la question de savoir ce qu'il adviendrait d'une impulsion arrivant sur le NOLM avec une puissance très basse par rapport à la puissance désirée. A cette fin, nous avons simulé la propagation des impulsions ayant une puissance deux fois plus petite que la puissance crête désirée. Cette situation (où $P_{in} \ll P_{opt} = 100\text{W}$) diffère qualitativement de l'autre cas extrême où $P_{in} \gg P_{opt}$, car pour $P_{in} \ll P_{opt}$ il n'existe pas d'effet équivalent à l'effet de saturation qui se produit lorsque $P_{in} \gg P_{opt}$. Bien au contraire, dans le domaine des basses puissances, ce sont les puissances les plus basses qui sont les plus absorbées. C'est d'ailleurs cette propriété qui est exploitée pour réaliser le blocage de modes en cavité laser. Selon le jeu de paramètres considérés et le niveau de puissance de l'impulsion incidente, on peut s'attendre à deux scénarios : l'impulsion peut très bien ressortir du NOLM avec une puissance $P_{out} > P_{in}$, c'est-à-dire, se rapprocher du point fixe de transmission P_{opt} , comme elle peut ressortir avec une puissance $P_{out} < P_{in}$, c'est-à-dire, s'éloigner du point fixe (et se rapprocher de la puissance nulle). Les résultats de simulations représentés dans la figure 3.12, illustrent remarquablement les deux scénarios dont nous venons de parler. En effet, les figures 3.12 (a1)-(a2) montrent que les impulsions de 1 ps de largeur temporelle ressortent du NOLM en se rapprochant du point fixe, alors que pour une largeur $\xi_{FWHM} = 0.5\text{ ps}$ ou $\xi_{FWHM} = 0.35\text{ ps}$, les impulsions ressortent en s'éloignant du point fixe, comme le montrent les figures 3.12 (b1)-(b2) et (c1)-(c2). On peut enfin remarquer que ces impulsions s'éloignent d'autant plus du point fixe que leur largeur temporelle initiale est petite.

Impact de la dispersion d'ordre 3 (TOD : Third-order dispersion)

Dans les FT représentées dans les figures 3.10, 3.11 et 3.12, nous n'avons pas pris en compte la dispersion d'ordre trois (TOD), simplement par souci de commodité de la présentation. Ici, nous avons choisi d'illustrer l'impact de la TOD dans une situation où cet effet est suffisamment fort pour être perceptible. Il s'agit du cas d'une transmission d'im-

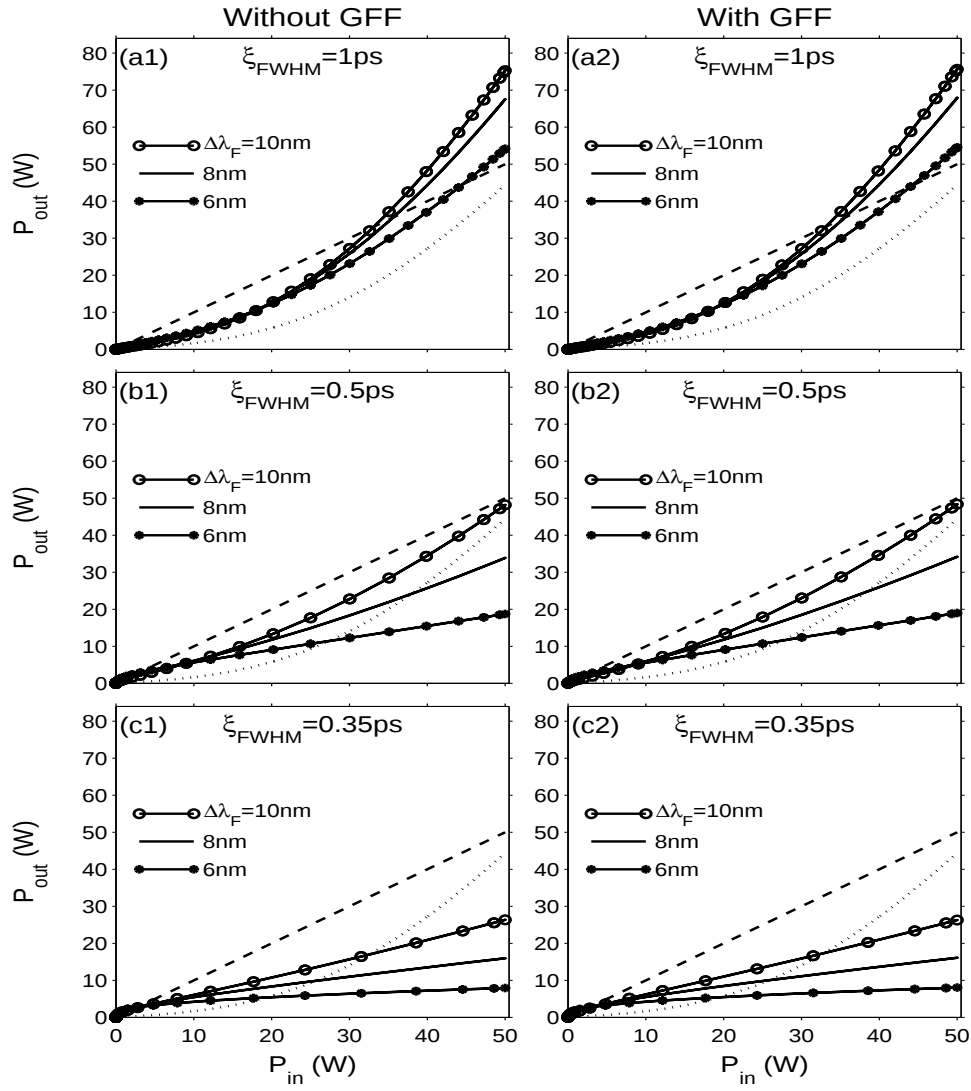


FIGURE 3.12 – Fonctions de transfert pour des impulsions ayant initialement un profil gaussien et une puissance crête de 50 W.

pulsions dotées initialement d'une puissance crête de 200W, dans des conditions analogues à celles de la figure 3.11 (a1), c'est-à-dire, dans un NOLM où le filtre BPF a une bande passante de 8 nm, et où l'amplificateur n'est pas équipé de filtre égaliseur de gain. Les résultats de nos simulations sont visibles dans la figure 3.13, où la colonne de gauche représente les FT obtenues en ignorant la TOD, tandis que la colonne de droite représente les FT obtenues en prenant en compte la TOD dans nos simulations. On peut clairement observer qu'en présence de la TOD, la FT est constituée de deux branches. La présence de deux branches est une signature de l'existence d'une dissymétrie dans le profil temporel de l'impulsion. L'une des branches correspond au front montant de l'impulsion, tandis que l'autre branche résulte du front descendant. Rappelons que le phénomène d'auto-modulation de phase, qui permet de structurer la FT du NOLM, dépend de la variation de la puissance instantanée de l'impulsion. En l'absence de TOD, la puissance instantanée varie exactement de la même façon sur les fronts montant et descendant de l'impulsion. Le profil de l'impulsion est alors parfaitement symétrique par rapport à la position de sa puissance crête. Ici la TOD crée une légère différence entre les profils respectifs des fronts montant et descendant de l'impulsion, d'où le dédoublement de la FT. Une comparaison très attentive des FT avec et sans TOD, nous a permis de constater que les deux branches créées par la TOD se situent de chaque côté de l'unique branche qui existe en l'absence de TOD. Il convient de souligner que l'évaluation de l'impact de la TOD est un sujet très important, car dans certains systèmes optiques, son impact est très pénalisant, au point qu'il est parfois nécessaire de compenser à la fois la dispersion du second ordre et celle du troisième ordre. Mais avant de mettre en place une éventuelle procédure de compensation de la TOD, dont le coût économique est loin d'être négligeable, il est nécessaire d'évaluer les performances du NOLM en fonctionnement dans des situations extrêmes où les impulsions arrivent dans un état extrêmement dégradé.

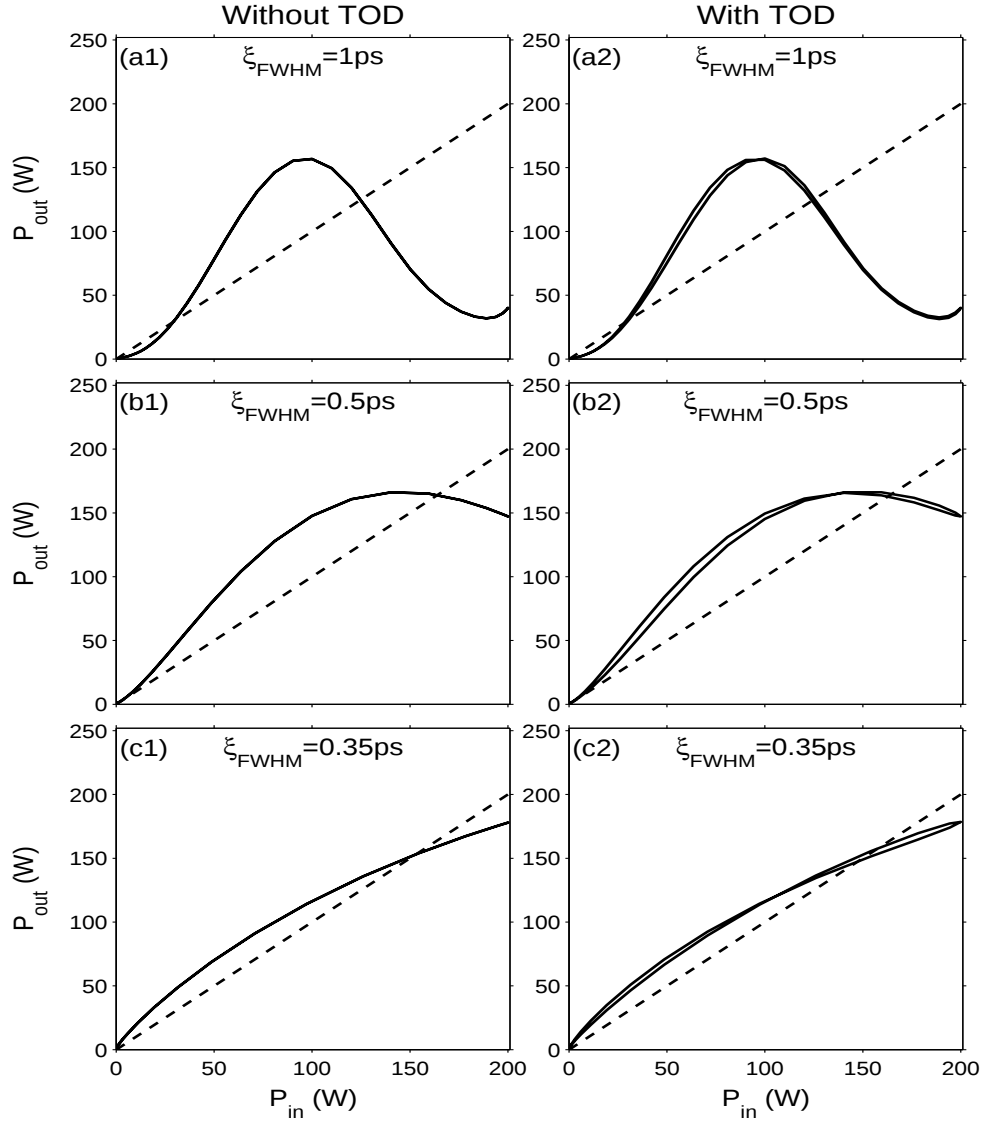


FIGURE 3.13 – Fonctions de transfert pour des impulsions ayant initialement un profil gaussien et une puissance crête de 200W. Le NOLM est équipé d'un amplificateur sans filtre égaliseur de gain, et un filtre BPF de 8 nm de bande passante. Les figures (a1)-(b1)-(c1) correspondent aux simulations ne prenant pas en compte la dispersion d'ordre trois (TOD). Les figures (a2)-(b2)-(c2) correspondent aux simulations prenant en compte la TOD.

3.6 Illustration du fonctionnement du NOLM dans un environnement fortement perturbé

Ici, nous allons examiner concrètement le fonctionnement d'un NOLM réglé pour remettre en forme des impulsions qui sont supposées passer en un point particulier d'un système optique (tel qu'une cavité laser) avec une puissance crête de 100W (en l'absence de perturbations dans le système). Plaçons-nous dans une situation extrême où les impulsions arrivent dans un état très dégradés (pouvant résulter d'un dysfonctionnement du système), avec une puissance moyenne de bruit qui est près de dix fois supérieure à la puissance moyenne du signal, soit, dans un rapport signal-sur-bruit d'environ - 10dB. Ces impulsions traversent un NOLM où la bande passante du filtre BPF est réglée à 8 nm, et où l'amplificateur n'est pas équipé de filtre égaliseur de gain. Nous avons effectué deux séries de simulations, dont l'une ignore la TOD alors que l'autre la prend en compte. Les résultats des simulations ne prenant pas en compte la TOD sont visibles dans la figure 3.14, où la colonne de gauche représente le profil temporel de l'impulsion à l'entrée du NOLM, tandis que la colonne de droite représente le profil temporel à la sortie du NOLM. Par souci de comparaison, nous avons également représenté dans la même figure le résultat de la transmission de l'impulsion non bruitée, qui est initialement doté d'un profil gaussien représenté par les courbes en tirets dans la colonne de gauche. Les courbes en tirets de la colonne de droite représentent le profil temporel de l'impulsion de sortie ayant à l'entrée du NOLM un profil non bruité.

On peut observer dans cette figure, que les impulsions initialement très dégradées ressortent du NOLM avec un profil temporel de la plus haute qualité, sans trace visible de bruit. Ce résultat démontre que notre NOLM assure extrêmement bien sa fonctionnalité relative à la remise en forme des profils d'intensité des impulsions. La deuxième observation remarquable dans les figures de la colonne de droite, est que le profil temporel de sortie de l'impulsion initialement bruitée ne coïncide pas toujours avec celui de l'impulsion initialement non bruitée. Cela est particulièrement flagrant dans les figures 3.14 (b2)

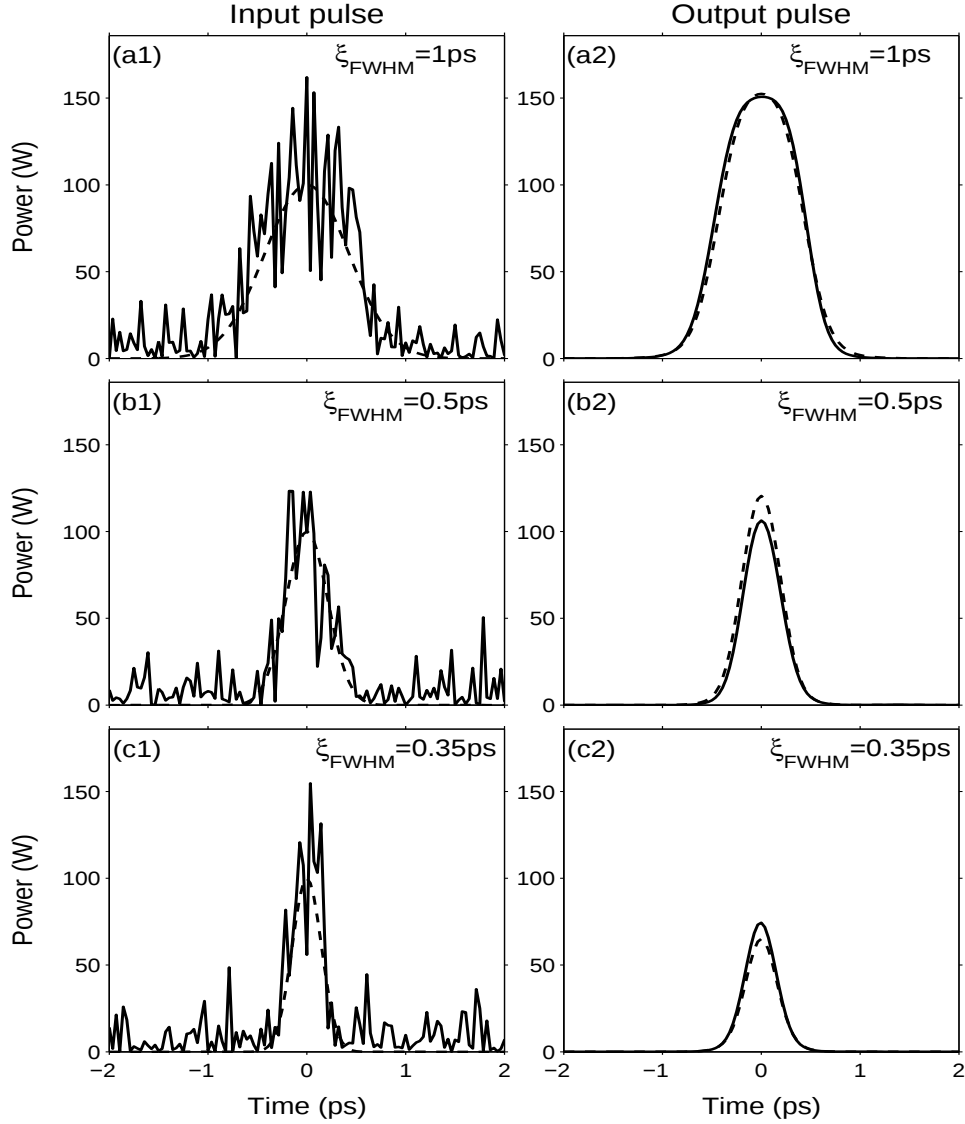


FIGURE 3.14 – Simulations numérique de transmission d'impulsions à profils fortement dégradés, sans prise en compte de la dispersion d'ordre trois (TOD). Le NOLM est équipé d'un amplificateur sans filtre égaliseur de gain, et un filtre BPF de 8 nm de bande passante. Les figures (a1)-(b1)-(c1) montrent les profils d'intensité en entrée du NOLM. Les figures (a2)-(b2)-(c2) montrent les profils d'intensité en sortie du NOLM.

et 3.14 (c2). Cette observation met en lumière un fait très largement sous-estimé dans la littérature, à savoir, que la FT du NOLM dépend très sensiblement de la forme du profil d'impulsion à l'entrée du NOLM. On peut voir dans les figures 3.14 (a1)-(a2) que dans le cas d'une impulsion de 1 ps de largeur initiale, l'impulsion bruitée ressort du NOLM avec quasiment le même profil que celui de l'impulsion initialement non bruitée. Autrement dit, ici, le NOLM supprime le bruit mais ne rapproche pas la puissance crête (en sortie) du point fixe (100W), mais ne l'en éloigne pas non plus. En revanche, nous voyons dans les figures 3.14 (b1)-(b2) et 3.14 (c1)-(c2) que dans le cas d'une impulsion de 0.5 ps ou de 0.35 ps, l'impulsion bruitée ressort du NOLM avec un profil différent de celui de l'impulsion initialement non bruitée, débarrassé de bruit et avec une puissance crête plus proche du point fixe que dans le cas de l'impulsion initialement non bruitée.

D'autre part, les résultats de la série de simulations prenant en compte la TOD révèlent aucune différence par rapport aux résultats des simulations sans TOD (figure 3.14). Cette observation justifie à posteriori notre choix de ne pas compenser la TOD dans notre prototype de NOLM.

Ainsi la figure 3.14 illustre parfaitement bien la fonctionnalité relative à la régénération des profils d'impulsion, mais elle ne donne aucun renseignement sur l'aptitude du NOLM à réguler la puissance crête de l'impulsion, et en particulier son aptitude à créer un effet de saturation lorsque l'impulsion arrive avec une puissance crête largement située au dessus de la puissance correspondant au point fixe (100W). La figure 3.15 montre les simulations numériques que nous avons réalisées dans le cas d'impulsions arrivant à l'entrée du NOLM avec des profils très dégradés, une largeur temporelle de 0.5 ps, et différents niveaux de puissance crête indiqués dans la figure 3.15 par les droites horizontales en pointillées. On observe, comme précédemment, que le NOLM assure bien la régénération des profils d'impulsion. En comparant attentivement les puissances crêtes en sortie de NOLM, on s'aperçoit que les impulsions entrant avec des niveaux de puissance crête de 100W et 150W, ressortent du NOLM avec des niveaux de puissances très proches de ceux qu'elles avaient à l'entrée du NOLM [voir panneaux 3.15 (a) et 3.15 (b2)].

En revanche, les panneaux 3.15 (c1) et 3.15 (c2) montrent que l'impulsion entrant dans le dispositif avec 200W de puissance crête [panneau 3.15 (c1)] en ressort avec une puissance crête de l'ordre de 150W [panneau 3.15 (c2)]. Le NOLM crée donc bien un effet de saturation de puissance lorsqu'une impulsion se présente avec une puissance crête largement supérieure à celle correspondant à son point fixe. La figure 3.15 illustre ainsi une situation où le NOLM est amené à assurer simultanément deux fonctionnalités, à savoir : la *régénération de profil* et la *régulation de puissance*.

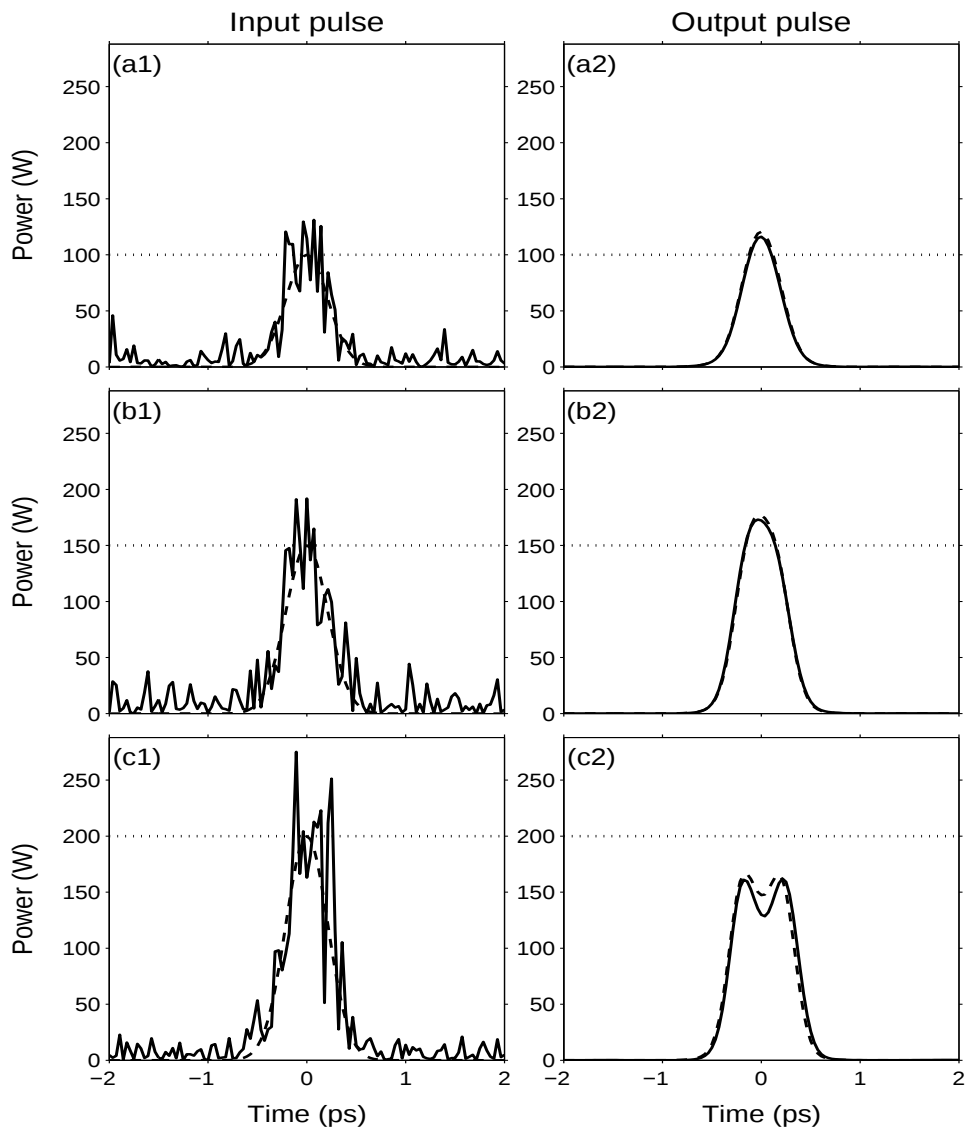


FIGURE 3.15 – Simulations numériques de transmission d'impulsions à profils fortement dégradés, ayant différents niveaux de puissance crête à l'entrée du NOLM. Les autres paramètres du système sont les mêmes que ceux de la figure 3.14.

Au passage, on peut remarquer dans le panneau 3.15 (c2) que le sommet de l'impul-

sion sortant du NOLM n'a pas une belle forme en cloche, comme dans le cas des panneaux 3.15 (a2) et 3.15 (b2). Cela résulte simplement du fait qu'à l'entrée du NOLM, l'impulsion dotée de 200W de puissance crête cumule deux défauts majeurs, à savoir : une dégradation de profil et une puissance crête excessive. Dans une telle situation, il est généralement impossible de supprimer parfaitement tous les défauts en un seul passage dans le NOLM. Mais, en pratique, l'impulsion repasse plusieurs fois dans le NOLM, que ce soit en cavité laser (elle repasse alors exactement dans le même dispositif) ou dans une ligne Télécom (elle repasse dans des NOLM construits à l'identique, mais qui sont régulièrement disposés le long de la ligne). Au fil des passages, les défauts sont supprimés.

3.7 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons conçu un prototype de NOLM qui se distingue des dispositifs disponibles actuellement dans la littérature ou en laboratoire, par sa polyvalence. En effet, alors que les dispositifs existants sont exploités soit comme régénérateurs dans des applications dédiées à la remise en forme des profils d'intensité des impulsions, ou comme absorbants saturables pour favoriser le blocage de modes en cavité laser, le prototype de NOLM que nous avons conçu a la particularité de pouvoir assurer séparément ou simultanément ces deux fonctionnalités. Ce prototype de NOLM est doté de deux composants accordables, à savoir, un filtre optique à bande passante accordable et un amplificateur dont on peut varier le gain via sa puissance de pompe. Ces deux composants apportent au NOLM deux paramètres de contrôle qui permettent de modifier sa fonction de transfert et l'ajuster selon le domaine d'application. Dans le prochain chapitre, nous mettrons en lumière une application particulièrement attrayante de ce NOLM, où ses deux fonctionnalités sont exploitées dans la même cavité laser, pour réaliser le blocage de modes d'une part, et d'autre part, pour remettre en forme le profil d'intensité des impulsions et ajuster leur puissance crête autour d'une valeur définie à l'avance. En d'autres termes, nous montrerons que notre prototype de NOLM peut servir comme déclencheur

du blocage de modes dans le régime transitoire initial du laser, et ensuite, agir comme un régulateur de puissance crête des impulsions lorsque le laser a atteint le régime permanent.

Chapitre 4

Régulation de puissance, régénération et sculpture des profils d'impulsion à l'aide d'un NOLM multifonction

4.1 Introduction

Dans le chapitre précédent nous avons proposé un prototype de miroir à boucle optique non-linéaire (NOLM), dont l'originalité réside dans sa polyvalence. En effet, la fonction de transfert de ce dispositif le rend potentiellement apte à servir aussi bien comme régénérateur dans les lignes Télécoms [68–73], que comme absorbant saturable dans les cavités laser à modes bloqués [74–79]. Par ailleurs, nous avons mis en place une procédure de dimensionnement des paramètres de ce prototype de NOLM, qui offre la possibilité de réaliser la *sculpture d'impulsion*. L'idée consiste à dimensionner les paramètres du NOLM de manière à activer et exploiter toutes ses fonctionnalités au sein d'une cavité laser, afin de générer des impulsions dotées d'une puissance crête et d'une largeur temporelle spécifiées à l'avance.

Le but de ce chapitre est d'examiner, par des simulations numériques, le fonctionnement de ce prototype de NOLM en cavité laser, et évaluer son aptitude à y assurer

de réelles fonctionnalités en plus de son rôle habituel comme élément déclencheur du blocage de modes. Les fonctionnalités dont il s'agit incluent la *régulation des puissances crêtes*, la *régénération* et la *sculpture des profils d'impulsion*. La *régénération* consiste dans la remise en forme de profils d'impulsion fortement distordus par divers phénomènes perturbateurs liés au support physique de propagation (cavité laser). Nous examinerons également la possibilité pour le NOLM d'agir comme *régulateur* des puissances crête d'impulsions, dans des opérations de génération contrôlée des états stables mono- et multi-impulsion au sein d'une cavité laser. Nous montrerons enfin que notre prototype de NOLM peut être réglé de manière à réaliser la *sculpture de profils* d'impulsion, qui consiste à générer des impulsions ayant une puissance crête et une largeur temporelles définies à l'avance. L'intérêt pratique d'une telle cavité réside dans la polyvalence que lui apporte le NOLM, et qui permettra d'éviter le recours aux opérations de traitement de signal utilisées dans certaines applications nécessitant des valeurs de puissance crête et largeur temporelle bien spécifiques; comme dans le cas des signaux Télécoms, ou des signaux servant aux diagnostics des lignes de communication par réflectométrie. Dans une vision à plus long terme, une telle cavité laser peut aussi être considérée comme le premier pas vers le développement d'un générateur de fonctions optiques analogue aux fameux Générateurs Basses Fréquences (GBF) omniprésents dans le domaine de l'Electronique.

4.2 Modélisation

4.2.1 Architecture de la cavité laser

L'architecture de la cavité fibrée que nous utiliserons pour évaluer le fonctionnement et les performance du NOLM est représentée sur la figure 4.1. Il se compose de plusieurs éléments agencés en série avec le NOLM. Le milieu à gain est constitué d'un amplificateur EDFA (section de fibre dopée Erbium (EDF) et son système de pompage). Une section

de fibre standard monomode (SMF) est utilisée pour ajuster la dispersion moyenne dans l'ensemble de la cavité. En effet, la longueur de cette fibre est ajustée de telle sorte que la dispersion moyenne de la cavité soit proche de zéro. Un coupleur optique (OC : Output Coupler) sert à extraire une fraction du signal vers la sortie du laser.

Il est à noter que lorsque notre prototype de NOLM est utilisé en cavité, il n'est plus nécessaire d'insérer un filtre optique dans la cavité, car le filtrage intra-cavité est assuré au sein du NOLM au moyen d'un filtre à bande passante accordable. En outre, ce filtre nous servira à régler les paramètres que nous souhaitons imposer aux impulsions.

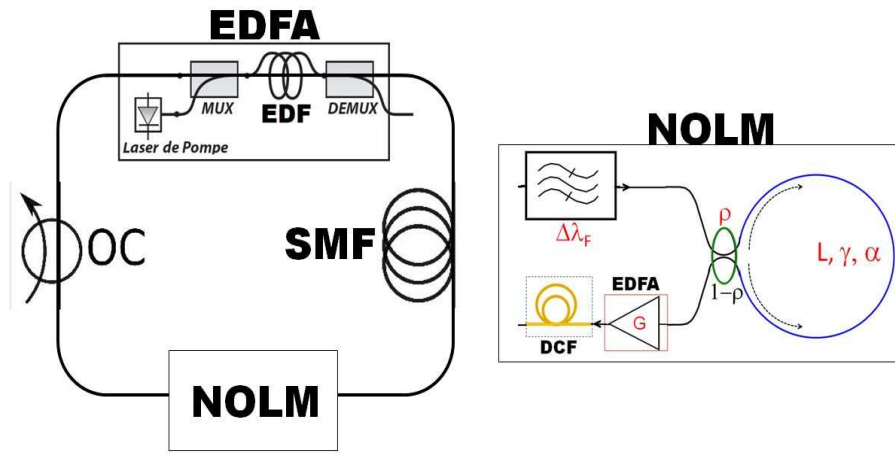


FIGURE 4.1 – Schéma de la cavité laser équipée du NOLM multifonction.

4.2.2 Propagation du champ lumineux à travers les composants linéaires de la cavité

La cavité représentée dans la figure 4.1 contient des éléments qualifiés de *composants linéaires*, car ils agissent sur le champ lumineux par une relation pratiquement linéaire entre les champs d'entrée et de sortie de ces composants : $\hat{\psi} = \eta\psi$ où η est un coefficient dont la valeur dépend du composant traversé. $\hat{\psi}$ et ψ désignent respectivement le champ de sortie et d'entrée. Les composants linéaires de la cavité incluent le coupleur de sortie, et les points de raccord des composants.

Dans ce qui suit, nous présentons les équations décrivant l'action des différents composants de la cavité sur le champ lumineux, à l'exception du NOLM qui a déjà été traité

en détail dans le chapitre précédent.

4.2.3 Propagation du champ lumineux dans les fibres active et passive de la cavité

La propagation du champ lumineux dans les fibres EDF et SMF peut être décrite par l'ESNL (équation de Schrodinger non-linéaire) qui suit :

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 \psi}{\partial t^3} + \frac{\alpha}{2} \psi - \frac{g}{2} \psi = i \gamma |\psi|^2 \psi, \quad (4.1)$$

où ψ désigne le champ électrique de l'onde lumineuse, $\alpha, g, \gamma, \beta_2$ et β_3 , désignent respectivement les coefficients d'atténuation linéique, de gain, de non-linéarité, de dispersion d'ordre deux et d'ordre trois. Le coefficient $g = 0$ pour les fibres passives, alors que $g \neq 0$ pour la fibre EDF. La résolution numérique de l'équation (4.1) est effectuée au moyen de la méthode de Fourier à pas divisés [63]. Pour calculer le coefficient de gain dans la fibre EDF considérée dans cette thèse, la pompe et le signal se propagent en régime monomode. En faisant l'approximation que les intensités respectives de la pompe et du signal sont constantes sur la section transverse du cœur de la fibre, la dynamique des puissances le long de la fibre EDF est donnée par les équations suivantes [83; 84] :

$$\frac{dP_p}{dz} = -\sigma_p^a n_1 N_0 \Gamma_p P_p \quad (4.2a)$$

$$\frac{dP_s}{dz} = [\sigma_s^e(v_s) n_2 - \sigma_s^a(v_s) n_1] N_0 \Gamma_s(v_s), \quad (4.2b)$$

où P_p and P_s désignent respectivement la puissance de pompe et celle du signal, à une position longitudinale z le long de la fibre EDF. N_0 désigne la densité totale des ions Erbium. σ_p^a est la section efficace d'absorption de la pompe. σ_s^a et σ_s^e sont les sections efficaces d'absorption et d'émission pour le signal. n_2 et n_1 désignent respectivement la fraction des ions Erbium dans l'état excité et dans l'état fondamental. Γ_p [et Γ_s] est le facteur de recouvrement modal introduit pour tenir compte du fait qu'une fraction de la puissance

de pompe [et du signal] se propage dans une partie non dopée de la gaine de la fibre EDF [84; 85]. Les valeurs à l'état stationnaire des densités de population n_1 et n_2 sont données par :

$$n_1 = \frac{1 + \eta_s(1 + \eta_s)^{-1}\tilde{I}_s}{1 + \tilde{I}_p + \tilde{I}_s}, n_2 = \frac{\tilde{I}_p + (1 + \eta_s)^{-1}\tilde{I}_s}{1 + \tilde{I}_p + \tilde{I}_s}, \eta_s \equiv \frac{\sigma_s^e}{\sigma_s^a}, \quad (4.3a)$$

$$\tilde{I}_p \equiv \frac{P_p}{\pi w_p^2 I_{p_0}}, \tilde{I}_s \equiv \frac{P_s}{\pi w_s^2 I_{s_0}}, I_{p_0} \equiv \frac{h\nu_p}{\tau \sigma_p^a \Gamma_p}, I_{s_0} \equiv \frac{h\nu_s}{\tau(\sigma_s^a + \sigma_s^e) \Gamma_s}, \quad (4.3b)$$

où ν_p est la fréquence de pompe, w_p et w_s désignent respectivement le rayon de mode fondamental de la pompe et du signal, τ est la durée de vie du niveau métastable, et h est la constante de Planck. Le gain d'amplification de la fibre EDF est alors calculable à partir du système d'équation (4.2), qui est résolu dans cette thèse au moyen de l'algorithme standard de Runge-Kutta d'ordre quatre. L'expression du coefficient de gain se déduit de la solution du système (4.2) de la manière suivante :

$$g(z, P_{av}, \nu_s) = \frac{1}{P_s(\nu_s, z)} \frac{dP_s(\nu_s, z)}{dz}. \quad (4.4)$$

4.3 Simulations numériques et résultats

Les paramètres des composants de la cavité (sans le NOLM) sont consignés dans le tableau 4.1.

TABEAU 4.1 – Paramètres de la cavité laser (sans le NOLM).

Paramètres	Types de fibre	
	EDF	SMF
α [dB/km]	−0.2	−0.2
β_2 [ps ² /m]	0.0135	−0.023
γ [W ^{−1} .m ^{−1}]	0.0036	0.0013
L [m]	0.6	3.45
Coupleur de sortie		
Puissance de sortie [%]	60	

Dans la suite de ce chapitre, nous illustrerons le fonctionnement de cette cavité laser équipée de notre prototype de NOLM, en nous plaçant dans la situation où nous souhaitons générer des impulsions ayant en cavité, juste avant le coupleur de sortie, une puis-

sance crête de 100 W. A cette fin, le NOLM doit être placé juste avant le coupleur de sortie, comme indiqué dans le schéma 4.1. Dans le précédent chapitre, nous avons décrit en détail la procédure de détermination des paramètres du NOLM adapté à cette situation. Autrement dit, le NOLM doit être conçu de telle sorte que son point fixe stable soit égal à 100 W. Les paramètres de ce NOLM sont consignés dans la table 4.2.

TABLEAU 4.2 – Paramètres du NOLM.

Paramètres	Types de fibres		
	EDF	Boucle	SMF
$\alpha [dB/km]$	-0.2	-1.16	-0.2
$\beta_2 [ps^2/m]$	0.0135	10^{-4}	-0.023
$\beta_3 [ps^3/m]$	~ 0	2.1×10^{-5}	1.5×10^{-4}
$\gamma [W^{-1}.m^{-1}]$	0.0036	0.0251	0.0013
$L [m]$	0.5	5	0.32
Coupleur			
Ratio (ρ)	0.34		

Notons qu'ici, par souci de simplicité, les amplificateurs EDFA insérés respectivement dans l'anneau central de la cavité et dans le NOLM ont été choisis pour avoir exactement les mêmes paramètres, à l'exception de la longueur de la fibre EDF. Autrement dit, les paramètres spécifiquement utilisés pour le calcul du coefficient de gain linéique g , sont les suivants : rayon de cœur $r_c = 2 \mu m$; Ouverture numérique : 0.2 . Densité total d'ions Erbium $N_0 = 2.7 \times 10^{25} m^{-3}$; Section efficace d'absorption de la pompe $\sigma_p^a = 2.17 \times 10^{-25} m^2$. Les valeurs des sections efficaces d'absorption et d'émission du signal σ_s^a et σ_s^e , sont tirées de la référence [82].

4.3.1 Diagrammes de réglage des paramètres d'impulsion

La première étape de notre procédure de sculpture des profils d'intensité des impulsions, consiste dans la mise en place du diagramme de réglage des paramètres d'impulsion. Il s'agit d'un diagramme caractéristique de la cavité, où sont représentés les paramètres d'impulsion en fonction des deux paramètres de contrôles du NOLM, à savoir, la bande passante du filtre BPF (band-pass filter) $\Delta\lambda_F$, et la puissance de pompe de l'amplificateur EDFA du NOLM, P_{NOLM} . Nous avons conçu ce diagramme de la manière sui-

vante : Nous fixons la puissance de pompage de l'amplificateur de cavité (situé dans l'anneau central de la cavité) à une valeur modérée de 25 mW. Ensuite, nous augmentons très graduellement la puissance de pompage de l'amplificateur de NOLM, depuis le seuil de blocage de modes (que nous avons trouvé aux environs de 4 mW) jusqu'à 6 mW. En effet, notre prototype de NOLM ne nécessite qu'un gain de l'ordre de 2 à 3 dB, alors que les NOLM utilisés dans les travaux antérieurs [12–14; 73], nécessitent des gains de l'ordre de 30 dB. Ainsi, pour une largeur de bande passante $\Delta\lambda_F$ donnée, nous augmentons par paliers extrêmement petits, la puissance de pompage de l'amplificateur de NOLM. A chaque palier, nous utilisons la *méthode des moments* pour déterminer les paramètres d'impulsion, à partir du profil du champ lumineux obtenu par simulation numérique. La *méthode des moments* est une technique de caractérisation des impulsions, relativement fiable et simple à mettre en œuvre. Elle est décrite dans le premier chapitre du mémoire. La figure 4.2, montre le diagramme obtenu avec un amplificateur de NOLM sans filtre égaliseur de gain. Notre NOLM étant équipé d'un filtre BPF gaussien, on peut s'attendre à ce que les impulsions en sortie de NOLM aient un profil d'intensité qui ne soit pas trop éloigné d'une forme gaussienne. Les paramètres que nous utilisons pour la sculpture de son profil temporel sont évidemment sa puissance crête et sa largeur temporelle, qui sont représentées respectivement dans les panneaux (a) et (b) de la figure 4.2. Ces deux panneaux constituent notre premier diagramme de réglage des paramètres d'impulsion. En effet, notre cavité ayant une dispersion moyenne quasiment nulle, les impulsions générées sont quasiment non-chirpées. Conséquemment, l'énergie et la largeur spectrale de ces impulsions, représentées respectivement dans les panneaux (c) et (d) de la figure 4.2, se déduisent directement de la puissance crête et la largeur temporelle [panneaux (a) et (b)]. Comme l'énergie résulte du produit de la puissance crête par la largeur temporelle, et que la largeur temporelle ne varie que très peu sur la plage considérée, les courbes d'évolution de l'énergie [panneau 4.2 (c)] ont à peu près la même allure que les courbes de puissance crête [panneau 4.2 (a)]. A l'opposé, les largeurs spectrale et temporelle varient selon une relation d'inverse proportionnalité, comme le montrent clairement les courbes d'évolu-

tion de la largeur spectrale [panneau 4.2 (d)] et celles de la largeur temporelle [panneau 4.2 (b)].

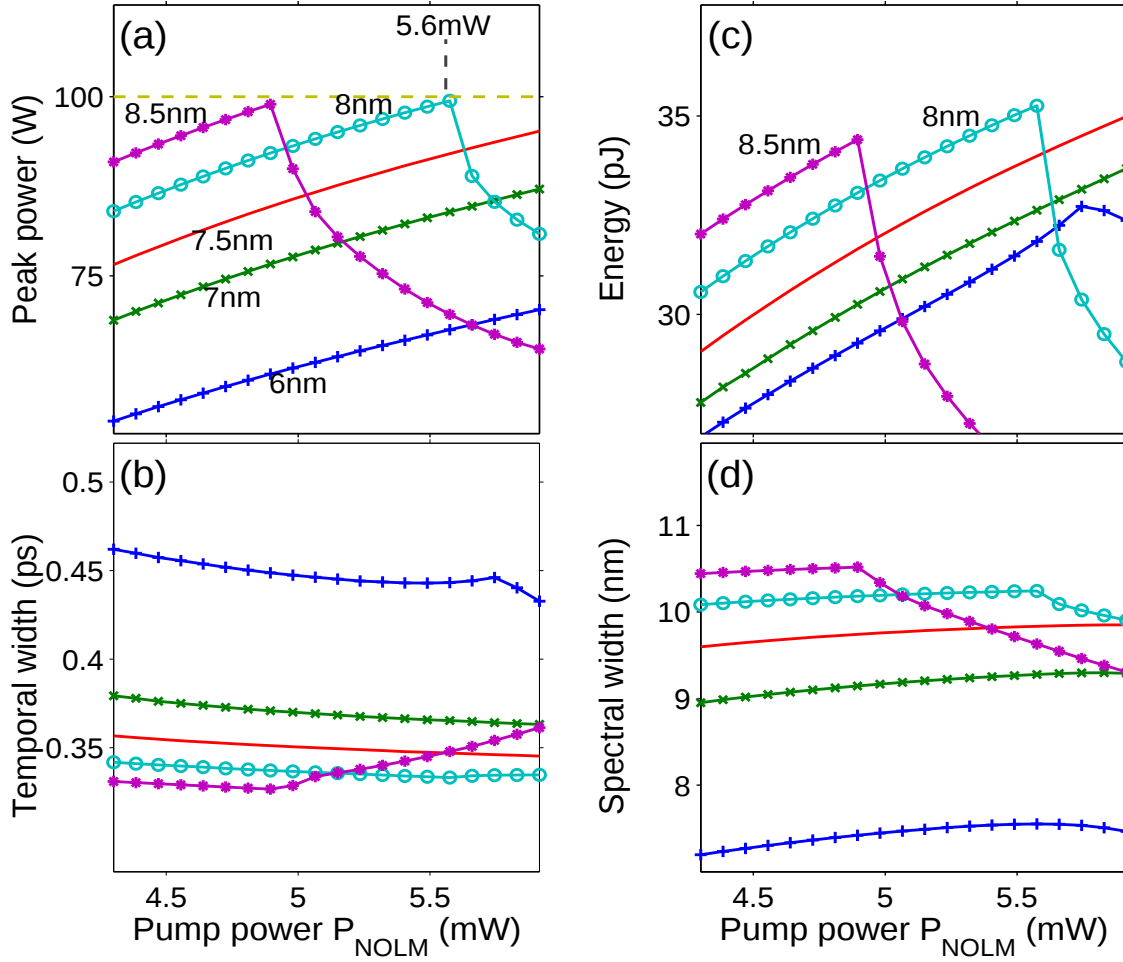


FIGURE 4.2 – Diagramme de réglage des paramètres d'impulsion. Evolution des paramètres d'impulsion en fonction de P_{NOLM} . Puissance de pompage de l'amplificateur de l'anneau central de la cavité : 25 mW

Dans le panneau 4.2 (a), qui montre l'évolution de la puissance crête de l'impulsion en sortie du NOLM, en fonction de la puissance de pompage de l'amplificateur de NOLM, chaque courbe porte une étiquette correspondant à la valeur de la bande passante $\Delta\lambda_F$. Plusieurs points importants émergent clairement de ce diagramme.

(i) Les caractéristiques des impulsions générées au sein de la cavité dépendent très sensiblement des deux paramètres de contrôle de la fonction de transfert du NOLM (P_{NOLM} , $\Delta\lambda_F$).

(ii) Dans la plage choisie pour les valeurs de P_{NOLM} , toutes les valeurs de bandes passantes ne conviennent pas pour générer des impulsions dotées d'une puissance crête de

100W. Seules les valeurs de $\Delta\lambda_F$ situées dans une fourchette comprise entre 7.75 nm et 9 nm conviennent pour cette opération, car elles fournissent des courbes capables d'atteindre la valeur de 100W (représentée dans le panneau 4.2 (a) par la droite horizontale en tirets). Il existe donc une certaine latitude dans le choix de la bande passante du filtre BPF. Par exemple, si nous choisissons de régler la bande passante du filtre BPF à 8 nm, alors la puissance de pompage de l'amplificateur de NOLM doit être fixe à 5.5 mW comme indiqué dans le panneau (a) de la figure 4.2, alors que si nous choisissons $\Delta\lambda_F = 8.5$ nm alors nous devons utiliser $P_{\text{NOLM}} = 4.9$ mW.

(iii) La latitude qui existe dans le choix de la bande passante de filtre est utilisable (dans une certaine mesure) pour choisir la largeur temporelle que l'on souhaite imposer aux impulsions. En effet, on peut clairement observer dans le panneau (b) de la figure 4.2, que la largeur temporelle des impulsions générées dépend sensiblement de $\Delta\lambda_F$, mais ne varie que très peu avec la puissance de pompage P_{NOLM} . En d'autres termes, si nous souhaitons imposer uniquement une certaine puissance crête aux impulsions, sans se soucier de leur largeur temporelle, seul le panneau (a) du diagramme suffit pour réaliser cette opération. Dans ce cas, on peut se contenter de choisir la valeur $\Delta\lambda_F$ pour laquelle la valeur de P_{NOLM} est la plus faible. En revanche, si nous souhaitons imposer à la fois la puissance crête et la largeur temporelle des impulsions, alors les deux panneaux du diagramme [(a) et (b)] doivent être utilisés. C'est cette procédure que nous proposons pour réaliser la sculpture des profils d'impulsions.

(iv) On peut toutefois remarquer que des contraintes existent dans le choix de la largeur temporelle. Par exemple, on peut voir dans les panneaux [(a) et (b)] du diagramme, qu'avec $\Delta\lambda_F = 8$ nm nous pouvons générer des impulsions de 100W de puissance crête, mais elles auront une largeur d'environ 0.35 ps. Si nous souhaitons générer des impulsions plus larges, alors il faudra diminuer la valeur de $\Delta\lambda_F$. Par exemple, pour obtenir des impulsions de 0.45 ps, nous pouvons utiliser une bande passante de 6 nm, mais il faut alors augmenter sensiblement la puissance P_{NOLM} au-delà de la plage choisie pour la figure 4.2, jusqu'à ce que la courbe de puissance crête (pour 6 nm) atteigne 100W. La

figure 4.3 illustre le diagramme que nous avons obtenu en fixant la puissance de pompage de l'amplificateur de cavité à 25 mW. Chaque courbe porte une étiquette indiquant la valeur de P_{NOLM} utilisée. Ce diagramme montre clairement que, pour générer des im-

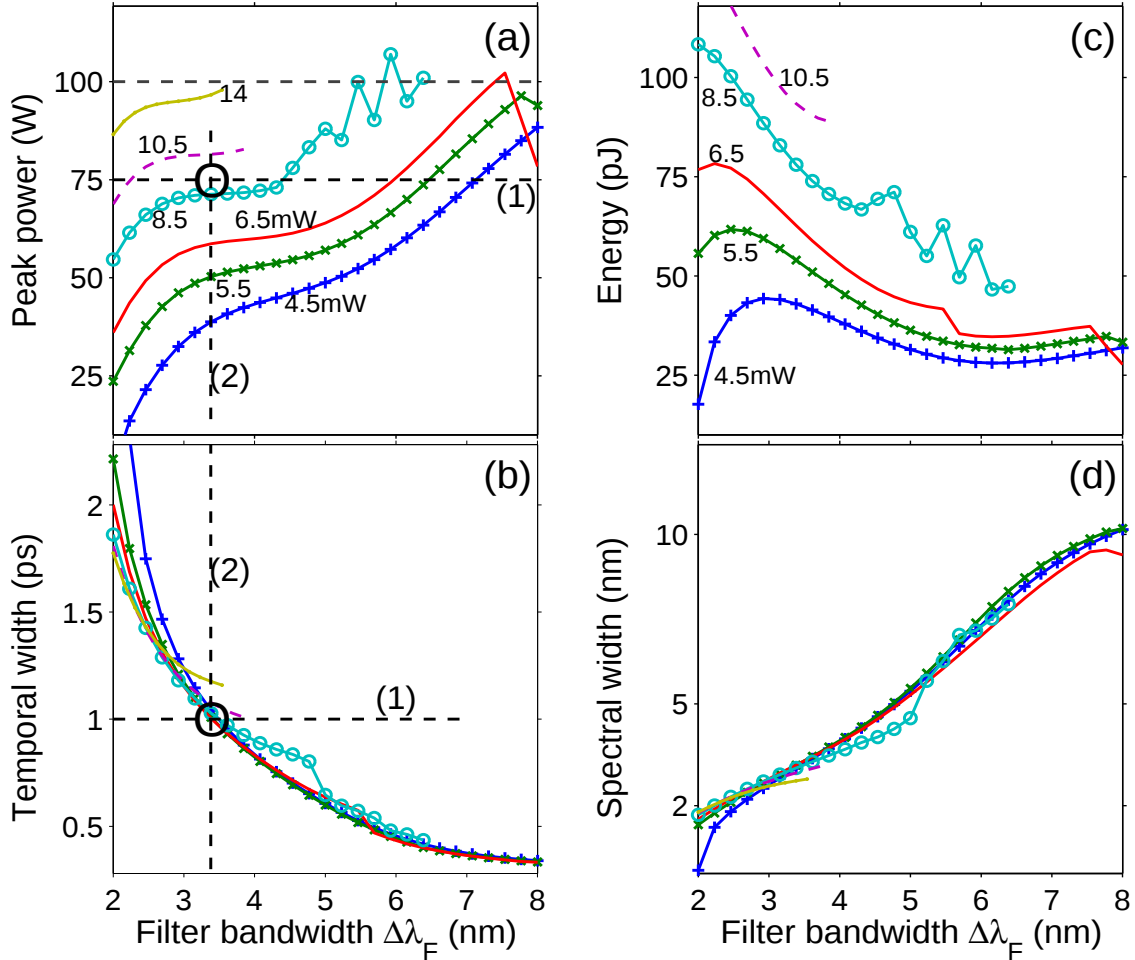


FIGURE 4.3 – Diagramme de réglage des paramètres d'impulsion. Evolution des paramètres d'impulsion en fonction de $\Delta\lambda_F$. Puissance de pompage de l'amplificateur de l'anneau central de la cavité : 25 mW

pulsions relativement larges, à des puissances crête inférieures à 100W, il suffit simplement de diminuer la valeur de $\Delta\lambda_F$ et pomper modérément l'amplificateur de NOLM. Pour obtenir des impulsions dotées d'une grande largeur temporelle et d'une haute puissance crête, il est nécessaire d'augmenter P_{NOLM} , en gardant $\Delta\lambda_F$ petit. Les deux versions du diagramme (4.2 et 4.3) permettent de sculpter des profils d'impulsion dans des fourchettes allant grossièrement de 0.5 ps à 1.5 ps pour la largeur temporelle, et 50 W à 100 W pour la puissance crête.

Nous souhaitons à présent examiner attentivement un point particulièrement intri-

quant de la figure 4.2, qui apparaît sur les courbes d'évolution de l'énergie pour $\Delta\lambda_F = 8 \text{ nm}$ et $\Delta\lambda_F = 8.5 \text{ nm}$, visibles dans le panneau (c). En effet, nous observons que dès que le seuil de blocage de modes est atteint, l'énergie de l'impulsion augmente de manière régulière à mesure que nous augmentons la puissance de pompage P_{NOLM} , jusqu'à une énergie maximale qui est atteinte pour une valeur critique ($P_c = 4.9 \text{ mW}$) de P_{NOLM} lorsque $\Delta\lambda_F = 8.5 \text{ nm}$, alors que $P_c = 5.5 \text{ mW}$ pour $\Delta\lambda_F = 8 \text{ nm}$. En comparant les panneaux (a) et (c) de la figure 4.2, on peut remarquer que l'énergie de l'impulsion atteint son maximum précisément à la puissance P_{NOLM} pour laquelle la puissance crête de l'impulsion atteint la valeur de 100W correspondant au point fixe du NOLM. L'évolution initiale, caractérisée par un accroissement d'énergie avec l'augmentation de la puissance de pompage, correspond au comportement naturel d'un laser. Ce qui est intrigant, c'est qu'au-delà de la puissance critique, l'énergie de l'impulsion (de même que sa puissance crête) baisse continuellement à mesure que P_{NOLM} augmente. Cette baisse d'énergie est un comportement totalement contre-intuitif, qui nécessite un examen plus approfondi. Pressentant que le NOLM joue un rôle dans ce comportement, nous avons examiné les profils d'impulsion en entrée et sortie du NOLM, pour différentes valeurs de P_{NOLM} . Les résultats sont représentés dans la figure 4.4, où les panneaux de la colonne de gauche représentent le profil temporel de l'impulsion, tandis que la colonne de droite représente le profil spectral de l'impulsion. Les courbes en tirets représentent le profil d'impulsion en entrée du NOLM, tandis que les courbes en trait plein représentent le profil en sortie du NOLM.

En examinant attentivement les profils d'impulsion, on s'aperçoit qu'en réalité, l'énergie de l'impulsion en entrée de NOLM augmente continuellement à mesure que la puissance de pompage P_{NOLM} augmente, sur toute la plage des valeurs de P_{NOLM} considérées dans les figures 4.2 et 4.4. Mais, les profils spectraux en entrée de NOLM (courbes en tirets de la colonne de droite) révèlent que la répartition de cette énergie dans le domaine spectral évolue dans un sens qui fait baisser considérablement l'énergie dans la bande passante du filtre BPF qui équipe le NOLM, et la fait croître à l'extérieur de cette bande (qui est 1THz pour $\Delta\lambda_F = 8 \text{ nm}$, définie comme étant la largeur à mi-hauteur du profil

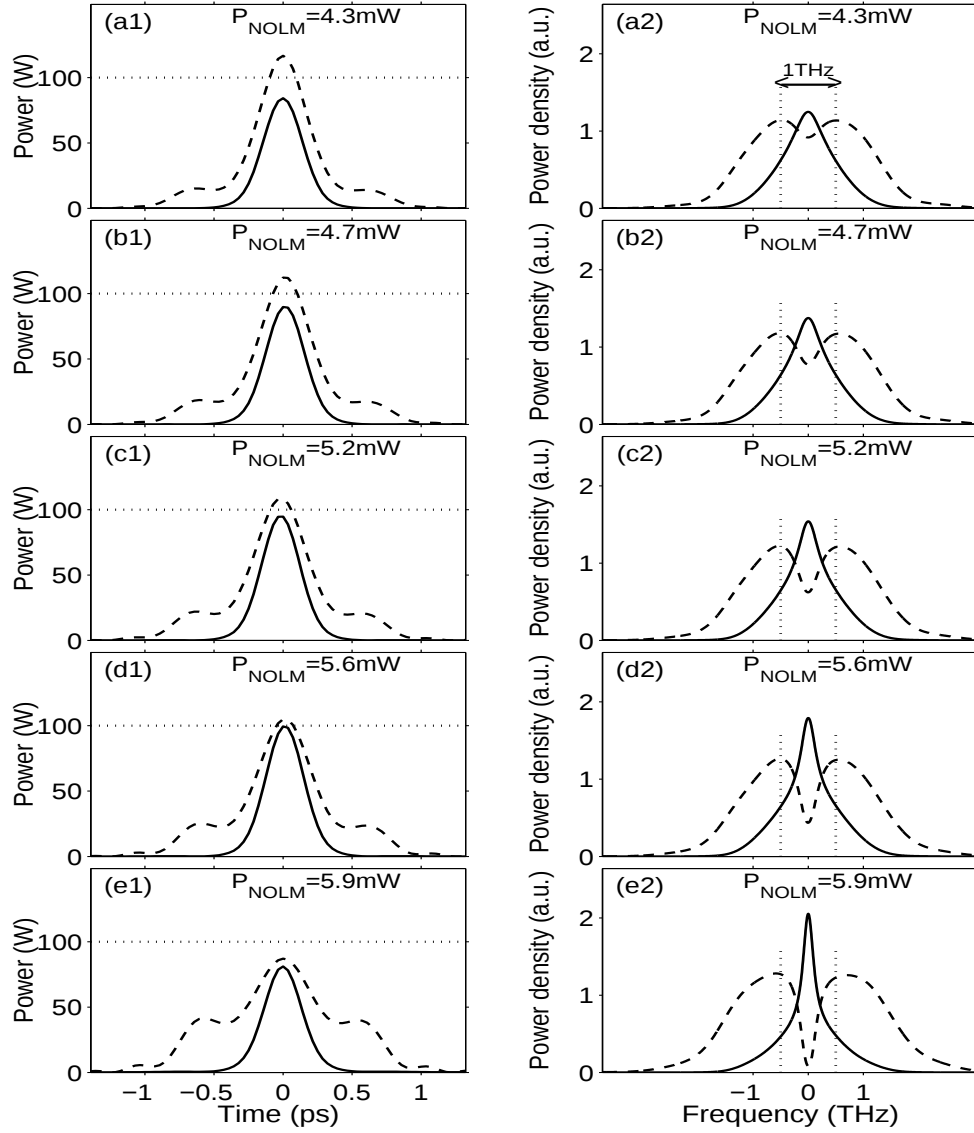


FIGURE 4.4 – Profils d'intensité en entrée du NOLM (tirets) et en sortie du NOLM (trait plein).

gaussien du filtre BPF). En effet on peut remarquer dans le panneau 4.4 (a2) que pour $P_{\text{NOLM}} = 4.3 \text{ mW}$, le profil spectral de l'impulsion contient un petit creux au centre de la bande passante du filtre, mais l'énergie traversant le filtre BPF est supérieure à celle qui est bloquée. A mesure que la puissance P_{NOLM} augmente, la part d'énergie qui est bloquée par le filtre augmente au détriment de celle qui passe, mais globalement, la quantité d'énergie qui traverse le filtre reste supérieure à celle qui est bloquée, tant que $P_{\text{NOLM}} < P_c$. Dès que P_{NOLM} devient supérieur à P_c , la quantité d'énergie qui traverse le filtre devient inférieure à celle qui est bloquée. A mesure que P_{NOLM} augmente au-delà de P_c , le centre du profil spectral de l'impulsion se creuse de plus en plus, ce qui fait baisser de plus en plus l'énergie transmise par le NOLM; d'où cette baisse d'énergie (et de puissance crête), qui se produit lorsque P_{NOLM} s'accroît au-delà de P_c . C'est donc bien le NOLM, à travers son processus de remise en forme des profils d'impulsion, qui est responsable de la baisse de puissance crête et d'énergie que l'on observe pour $\Delta\lambda_F = 8 \text{ nm}$ et $\Delta\lambda_F = 8.5 \text{ nm}$ dans les panneaux 4.2 (a) et 4.2 (c). Par ailleurs, on peut observer dans les figures 4.4, que la remise en forme du profil d'impulsion par le NOLM est particulièrement spectaculaire. Notamment, dans le domaine temporel, on peut remarquer qu'à l'entrée du NOLM, les impulsions se présentent avec un profil très distordu par des piédestaux qui grossissent à mesure que la puissance P_{NOLM} augmente. Lors de leur passage dans le NOLM, ces piédestaux sont supprimés de manière radicale, si bien que les impulsions ressortent du NOLM avec un profil de très haute qualité, sur toute la plage des valeurs de puissance P_{NOLM} considérées dans la figure 4.4.

4.3.2 Régulation des puissances crêtes d'impulsion

Dans la section précédente, nous avons vu que, lorsque la puissance de pompage de l'amplificateur de cavité (situé dans l'anneau central de la cavité) est fixée à une valeur modérée (25 mW), la puissance crête des impulsions générées devient très sensible à la puissance de pompage de l'amplificateur du NOLM. Si on essaye de faire une analogie

avec le comportement d'un véhicule, alors on dira que la vitesse d'un véhicule est très sensible à la force appliquée sur la pédale de l'accélérateur. Autrement dit, la puissance crête de l'impulsion réagit comme la vitesse d'un véhicule, tandis que la puissance de pompage de l'amplificateur du NOLM agit d'une manière comparable à la force appliquée sur l'accélérateur. La plupart des véhicules récents sont équipés d'un *régulateur de vitesse* permettant de maintenir la vitesse du véhicule à une valeur préalablement réglée par l'automobiliste. Dans cette section, nous montrerons que notre prototype de NOLM, en plus de son rôle conventionnel comme déclencheur du blocage de modes, peut apporter à une cavité laser une fonctionnalité comparable à celle d'un régulateur de vitesse dans un véhicule. En effet, nous montrerons que le NOLM peut être réglé de manière à réguler la puissance crête des impulsions à une valeur prédéfinie. Le réglage de la puissance crête que l'on souhaite imposer aux impulsions, est réalisable à l'aide du diagramme de la figure 4.2, ou éventuellement, à l'aide d'une version plus étoffée comportant un plus grand nombre de courbes. En fait, les courbes de puissance crête représentées dans le panneau 4.2 (a), évoluent de manière quasi-linéaire depuis le seuil de blocage de modes jusqu'à leurs puissances critiques respectives P_c (i.e., la puissance de pompage de NOLM P_{NOLM} pour laquelle la puissance crête de l'impulsion atteint le point fixe du NOLM, à savoir, 100W). De plus, elles sont décalées les unes des autres de manière quasi-linéaire. On peut donc raisonnablement les décrire par des segments de droite. Par exemple, on peut facilement remarquer qu'à la puissance $P_{NOLM} = 5.6 \text{ mW}$, la puissance crête de l'impulsion générée (disons P_{max}) est liée à la bande passante du filtre $\Delta\lambda_F$ par la relation $P_{max} = 16.26 \times \Delta\lambda_F - 30.08$. On déduit alors que pour $P_{NOLM} = 5.6 \text{ mW}$, la bande passante à utiliser pour générer une impulsion de puissance crête P_{max} est donnée par : $\Delta\lambda_F = (P_{max} + 30.08)/16.26$. Ainsi, pour $P_{max} = 100 \text{ W}$, nous obtenons bien $\Delta\lambda_F = 8 \text{ nm}$, alors que pour $P_{max} = 75 \text{ W}$, nous trouvons $\Delta\lambda_F = 6.46 \text{ nm}$. Examinons à présent la dynamique du laser dans ces deux configurations de paramètres, $(P_{NOLM}, \Delta\lambda_F) = (5.6 \text{ mW}, 8 \text{ nm})$ et $(P_{NOLM}, \Delta\lambda_F) = (5.6 \text{ mW}, 6.46 \text{ nm})$, afin de vérifier si ce réglage permet effectivement de générer des impulsions ayant respectivement 100W et 75W de puissance crête. Le mode

opératoire que nous avons choisi pour réaliser ces deux simulations numériques est le suivant : Nous commençons par régler le NOLM avec les valeurs de $(P_{\text{NOLM}}, \Delta\lambda_F)$. Ensuite, nous augmentons très graduellement la puissance de pompage de l'amplificateur de cavité, depuis le seuil de blocage de modes (situé aux environs de 13 mW), jusqu'à 45 mW. Cette augmentation se fait par paliers extrêmement petits. A chaque palier, nous utilisons la *méthode des moments* pour déterminer les paramètres d'impulsion. Les résultats de nos simulations sont représentés dans la figure 4.5, où les colonnes de gauche et droite correspondent respectivement à $(P_{\text{NOLM}}, \Delta\lambda_F) = (5.6 \text{ mW}, 8 \text{ nm})$ et $(P_{\text{NOLM}}, \Delta\lambda_F) = (5.6 \text{ mW}, 6.46 \text{ nm})$. Les points marquants de cette figure sont les suivants :

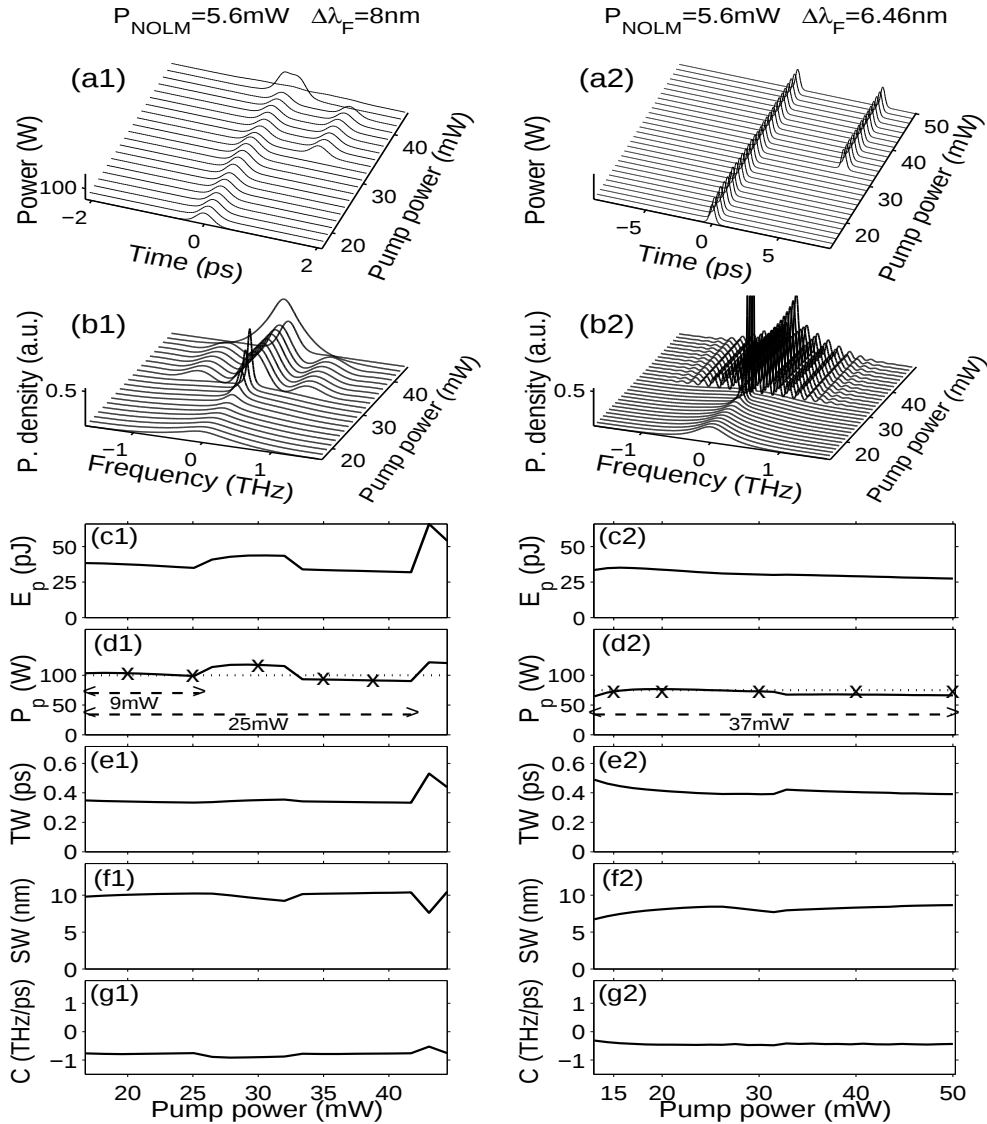


FIGURE 4.5 – Evolution des paramètres d'impulsion (en sortie de NOLM), en fonction de la puissance de pompage de l'amplificateur de cavité. E_p : Énergie du soliton; P_p : Puissance crête; TW : largeur temporelle; SW : largeur spectrale; C : Chirp

(i) Dans les deux cas considérés, le laser génère des impulsions ayant précisément les puissantes crêtes prédéfinies, à savoir, 100W et 75W, qui sont indiquées dans les panneaux 4.5 (d1) et 4.5 (d2) par les droites horizontales en pointillées. On constate que dès que le seuil de blocage de modes est atteint, l'impulsion est directement générée à la puissance crête préfinie, et reste verrouillée à cette puissance malgré une variation de la puissance de pompage sur une plage de valeurs relativement étendue atteignant une trentaine de milliwatts. Notre NOLM assure donc efficacement la fonction de régulateur des puissances crête d'impulsion.

(ii) Rappelons que ce NOLM a été conçu pour fonctionner autour d'un point fixe stable situé à 100W, que nous qualifierons désormais de *point fixe théorique*. Il n'est donc pas stupéfiant qu'il puisse réguler la puissance crête des impulsions autour de ce *point fixe théorique*. En revanche, nous sommes agréablement surpris de constater qu'en réalité, ce NOLM offre aussi la possibilité de réguler la puissance crête à des niveaux inférieurs à celui du point fixe théorique, par un simple réglage de l'un de ses deux paramètres de contrôle. Il s'agit d'un résultat important de ce chapitre.

(iii) Il est important de noter dans le panneau 4.5 (d1), que l'action de régulation de la puissance perdure lorsque le laser passe en régime multi-impulsion. Dans ce contexte, l'évolution de la puissance crête [panneaux 4.5 (d1)-(d2)] nous permet de mettre en lumière trois phases dans la dynamique du laser. Dans la première phase, qui commence au seuil du blocage de modes, le laser ne génère qu'une seule impulsion dans la cavité, et est donc en régime mono-impulsion. Dans ce régime, les paramètres d'impulsion ne varient pratiquement pas, et restent figés sur leurs valeurs initiales, alors que la puissance de pompe augmente d'environ 30 mW pour $\Delta\lambda_F = 8 \text{ nm}$, et 40 mW pour $\Delta\lambda_F = 8 \text{ nm}$. Ensuite, le laser entre dans un régime transitoire caractérisé par une grosse fluctuation de son profil spectral, clairement visible dans les panneaux 4.5 (b1)-(b2). Cette fluctuation du profil d'intensité a comme conséquence d'écarter légèrement les paramètres d'impulsion de leurs valeurs initiales. En fait, dans ce régime, l'impulsion entre dans un processus de restructuration de son profil d'intensité, qui le prépare à son passage au régime multi-

impulsion. Après le régime transitoire, le laser entre dans le régime multi-impulsion, et plus précisément, dans le régime des états stables ayant deux impulsions au sein de la cavité. Ici, il convient de garder en mémoire que dans notre mode opératoire pour générer des impulsions stables, l'augmentation de la puissance de pompage s'effectue de manière très graduelle. Conséquemment, dans le régime transitoire, l'unique impulsion présente dans la cavité se restructure jusqu'à se fragmenter en deux impulsions identiques à la sortie de ce régime. Le NOLM ne s'oppose donc pas à cette restructuration de profil, mais lui impose cependant une forte contrainte de sorte que les deux impulsions issues de la fragmentation se retrouvent immédiatement verrouillées à la puissance crête de régulation. Cette phénoménologie diffère fondamentalement de celle qui existe dans les cavités utilisant les absorbants saturables conventionnels et qui se caractérise par un processus de relaxation des impulsions issues d'une fragmentation [44]. Cette relaxation correspond à un aplatissement de l'impulsion (élargissement temporel et effondrement abrupte de sa puissance crête). Les résultats des panneaux 4.5 (d1)-(d2) révèlent qu'en mode de régulation de puissance, le NOLM supprime les relaxations d'impulsion après tout processus de fragmentation. Il s'agit d'un résultat important de ce chapitre de thèse, car la suppression des processus de relaxation a comme bénéfice majeur, la suppression des fluctuations du champ lumineux dans les zones frontalières entre les différents états multi-impulsion ; ce qui conduit à des profils d'impulsion d'excellente qualité, comme l'illustrent les panneaux 4.5 (a1)-(a2).

On peut avoir un meilleur aperçu de la qualité de ces profils d'impulsion, ainsi qu'un aperçu du rôle du NOLM comme régulateur de puissance, en observant les profils en entrée et en sortie de ce dispositif, pour différentes valeurs de la puissance de pompage. La figure 4.6 montre ces profils d'impulsions pour le cas $\Delta\lambda_F = 8 \text{ nm}$ de la figure 4.5. Les panneaux 4.6 (a1)-(a2) et 4.6 (b1)-(b2) montrent des profils d'impulsions générées dans le régime mono-impulsion. Les panneaux 4.6 (c1)-(c2) et 4.6 (d1)-(d2) montrent des profils d'impulsions dans le régime transitoire, tandis que les panneaux 4.6 (e1)-(e2) montre un profil générées dans le régime des états à deux impulsions.

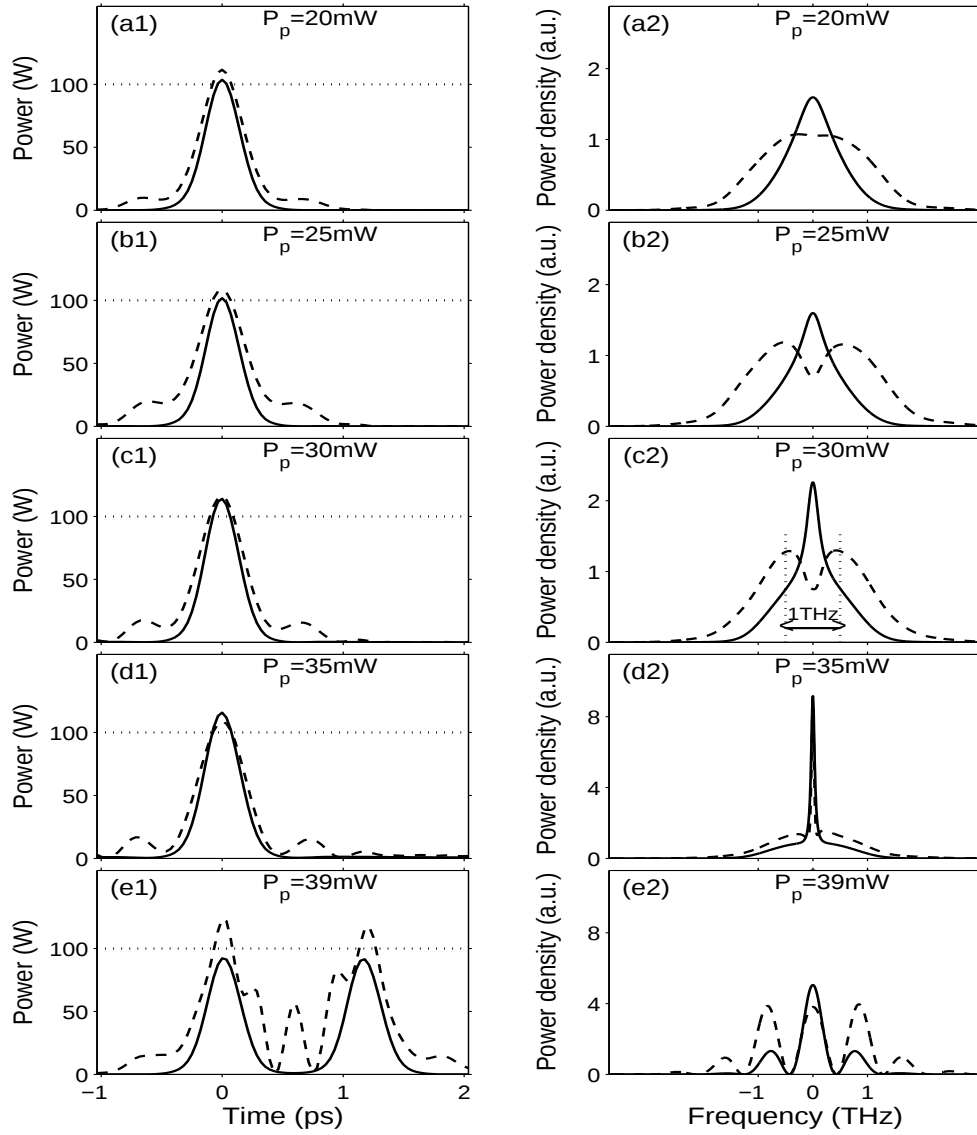


FIGURE 4.6 – Profils d'intensité en entrée du NOLM (tirets) et en sortie du NOLM, pour $\Delta\lambda_F = 8\text{ nm}$. (trait plein).

Cette figure met en lumière un écart très significatif entre les profils d'impulsion en entrée du NOLM (courbes en tirets) et les profils en sortie du NOLM (courbes en trait plein); ce qui témoigne de l'ampleur de l'opération de remise en forme effectuée par le NOLM. Le résultat est particulièrement spectaculaire dans le domaine temporel, où nous voyons que les impulsions entrent dans le NOLM avec un profil fortement distordu par des lobes latéraux et piédestaux, et en ressortent avec un profil parfaitement lisse. Le cas de la figure 4.6 (e1) est très intéressant, car il s'agit de deux impulsions qui sont si proches l'une de l'autre que l'on ne peut s'empêcher de penser qu'il s'agit d'une *molécule de solitons*. Mais ce que nous souhaitons souligner, c'est la présence d'un petit pic entre les deux impulsions en entrée de NOLM. Dans une telle situation, on qualifie ce pic d'*impulsion fantôme*. A la traversée du NOLM, les nombreuses distorsions de profil de cette impulsion sont supprimées, y compris l'impulsion fantôme. Dans le même contexte, la figure 4.7, qui montre les profils d'impulsions pour le cas $\Delta\lambda_F = 6.46 \text{ nm}$ confirme l'efficacité du NOLM, aussi bien dans la régulation de la puissance crête des impulsions, que dans la suppression des distorsions de profils et la remise en forme des profils d'impulsion.

4.3.3 Sculpture des profils d'impulsion

C'est par la sculpture des profils d'impulsion que notre cavité laser se démarque le plus des dispositifs de même type présents dans la littérature ou dans le commerce. A cet égard, il convient de souligner qu'en général, les opérations visant à modifier la largeur temporelle d'une impulsion ultra-brève (ps ou fs) sont relativement lourdes à mettre en œuvre, qu'il s'agisse d'une compression ou d'un étirement d'impulsion. C'est donc un réel atout de disposer d'un dispositif capable de réaliser ce type d'opération en cavité, par un simple réglage des composants accordables de la cavité. Rappelons que nous désignons par le terme *sculpture d'impulsion* toute opération visant à imposer à une impulsion, un certain jeu de valeurs de paramètre, tant pour sa largeur temporelle (ξ) que pour sa puissance crête (P_{peak}). Cela passe nécessairement par la délicate opération consistant

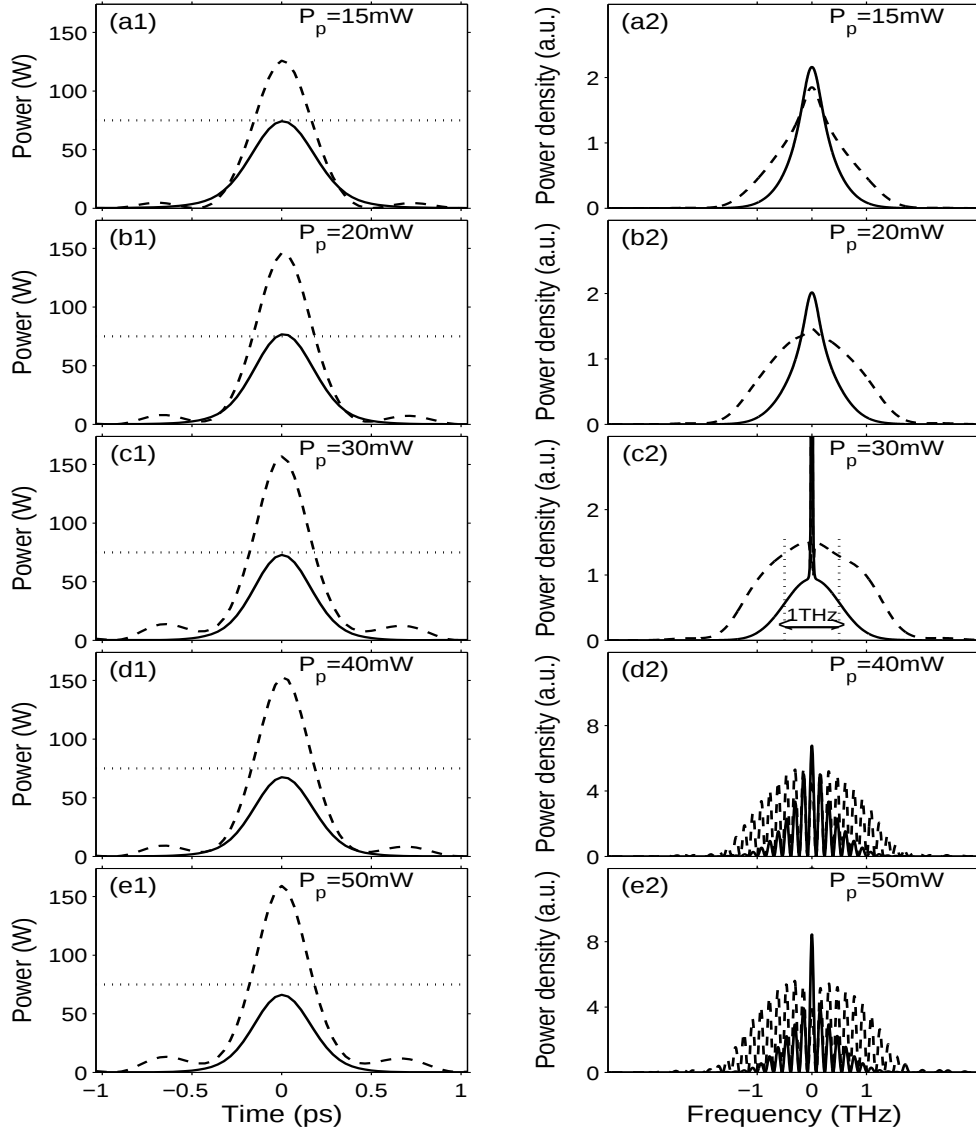


FIGURE 4.7 – Profils d'intensité en entrée du NOLM (tirets) et en sortie du NOLM, pour $\Delta\lambda_F = 6.46\text{ nm}$. (trait plein).

à imposer à l'impulsion, une largeur temporelle définie à l'avance. Comme nous l'avons déjà mentionné, cette opération est réalisable à l'aide de nos diagrammes de réglage des paramètres d'impulsion [Figures 4.2 et 4.3]. Dans notre laser multifonction, cette opération s'effectue par un réglage du NOLM à l'aide du diagramme de la figure 4.3. A titre d'illustration, supposons que l'on souhaite générer une impulsion ayant (avant le coupleur de sortie de laser) une puissance crête de 75W et une largeur temporelle de 1ps : $(\xi, P_{peak}) = (1ps, 75W)$. On procède par étapes :

(i) Dans la première étape, on trace dans les panneaux 4.3 (a)-(b), les droites horizontales correspondant au jeu de valeurs de paramètre que l'on souhaite imposer aux impulsions, à savoir 1ps et 75W. Ces deux droites portent l'étiquette '(1)' dans les panneaux 4.3 (a)-(b).

(ii) Ensuite, on imagine une droite verticale mobile, initialement située sur l'axe des ordonnées, i.e., à $\Delta\lambda_F = 2nm$. Cette droite porte l'étiquette '(2)' dans les panneaux 4.3 (a)-(b). On déplace progressivement cette droite imaginaire jusqu'à ce que son point d'intersection avec la droite (1), qui est entouré par le petit cercle représenté dans les panneaux 4.3 (a)-(b), intercepte simultanément (dans les deux panneaux) les deux branches de l'une des courbes du diagramme. Parmi les courbes représentées dans les panneaux 4.3 (a)-(b), celle qui est interceptée correspond à $P_{NOLM} = 8.5mW$. Cette intersection se produit pour la valeur $\Delta\lambda_F \sim 3.4nm$. On peut toutefois noter, lorsqu'on regarde de plus près le panneau 4.3 (a), que la branche correspondant à $P_{NOLM} = 8.5mW$ est légèrement décalée par rapport au vrai point d'intersection, et que la valeur qui conviendrait le mieux se situe entre 8.5mW et 10.5mW. On peut donc choisir $P_{NOLM} = 9.5mW$.

Pour vérifier cette prédiction, nous avons effectué une simulation numérique avec le NOLM réglé à $P_{NOLM} = 9.5mW$ et $\Delta\lambda_F = 3.4nm$. Le résultat est visible dans les panneaux (a1)-(b1) de la figure 4.8. On observe clairement que l'impulsion générée possède exactement les paramètres désirés.

De la même manière, d'après notre diagramme 4.3, pour générer des impulsions de 1ps de large et 50W de puissance crête, il faudrait régler le NOLM à $(P_{NOLM}, \Delta\lambda_F) = (5.5$

mW, 3.4 nm), tandis que pour obtenir 100W il faut régler $(P_{\text{NOLM}}, \Delta\lambda_F)=(14.5 \text{ mW}, 3.4 \text{ nm})$. On peut clairement observer dans les panneaux 4.8 (a2)-(b2) et 4.8 (a3)-(b3), que les impulsions générées ont bien les paramètres physiques prédéfinis. Les résultats de la figure 4.8 illustrent remarquablement l'efficacité de notre cavité multifonction dans la sculpture des profils d'impulsion.

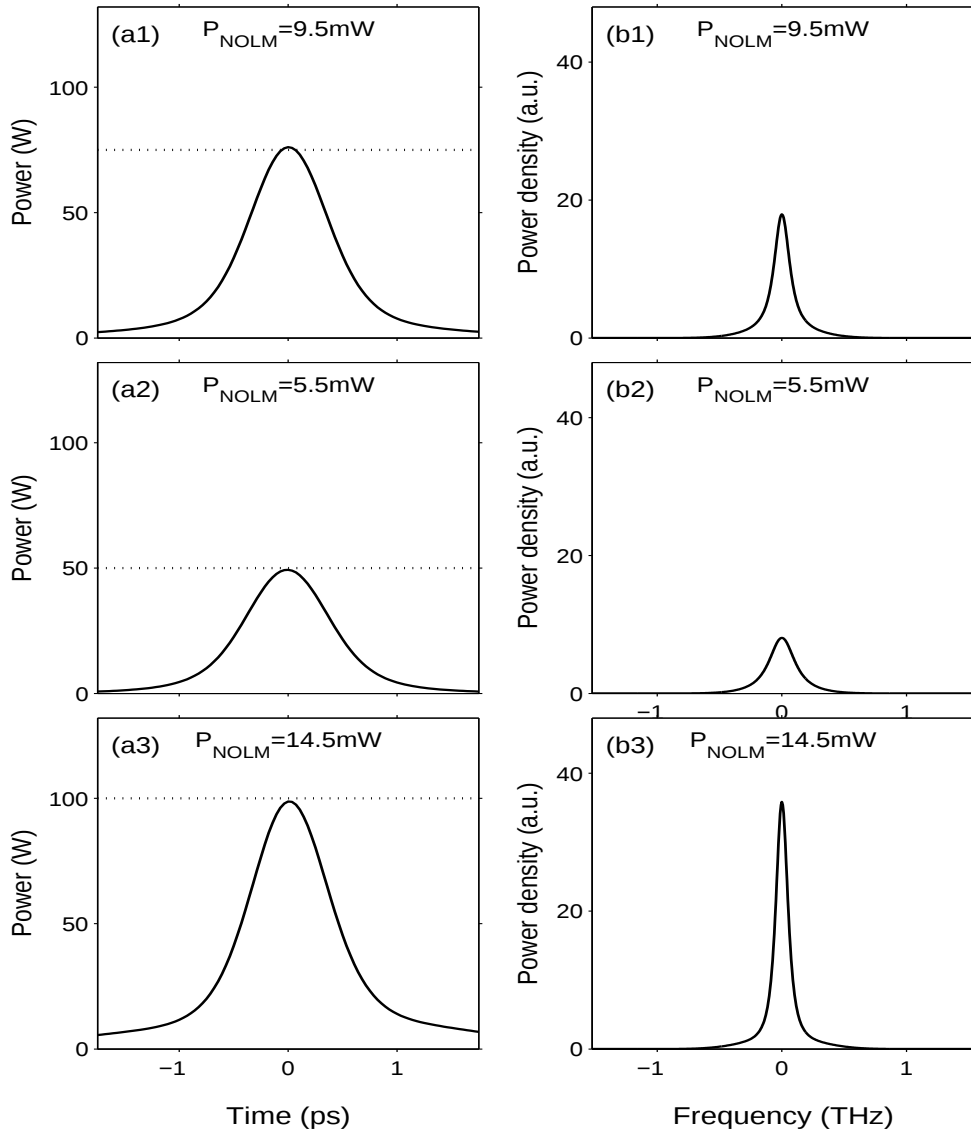


FIGURE 4.8 – Simulations numériques illustrant la sculpture des profils d'impulsion. Les figures (a1)-(b1)-(c1) montrent les profils temporels. Les figures (a2)-(b2)-(c2) montrent les profils spectraux.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons démontré que le prototype de miroir à boucle optique non linéaire (NOLM) proposé dans le chapitre 3 de cette thèse, assure extrêmement bien les fonctions optiques pour lesquelles il a été élaboré. Le résultat le plus important de ce chapitre est la démonstration que ce NOLM apporte à une cavité laser de réelles fonctionnalités supplémentaires, tout en assurant pleinement son rôle habituel qui est de favoriser le passage du laser en régime de blocage de mode et assurer son maintien dans ce régime. C'est dans le régime permanent du laser que l'on tire pleinement profit des fonctionnalités particulières du NOLM, à condition qu'il soit convenablement réglé. Nous avons démontré par simulation numérique l'efficacité du NOLM comme *régénérateur*. Cette fonctionnalité consiste dans la remise en forme des profils d'impulsions fortement distordus par le bruit de photons et par divers phénomènes perturbateurs présents dans le milieu de propagation (qui est la cavité laser). Nous avons également démontré que le NOLM peut agir comme *régulateur* de puissance crête des impulsions, dans des opérations de génération contrôlée des états stables mono- et multi-impulsion au sein d'une cavité laser. En particulier, nous avons montré que lorsqu'il agit comme *régulateur de puissance*, le NOLM supprime les phénomènes de relaxation et les fluctuations de profils d'intensité associées à ce phénomène. Les états stables générés à partir de ces conditions de régulation de puissance, sont dotés de profils d'intensité qui sont de la plus haute qualité. Nous avons enfin montré que notre prototype de NOLM peut être réglé de manière à réaliser la *sculpture de profils* d'impulsion, qui consiste à générer des impulsions ayant une puissance crête et une largeur temporelles définies à l'avance.

Conclusion générale

Dans ce mémoire, nous avons présenté une synthèse de nos travaux de développement d'une cavité laser fibrée à modes bloqués, ayant comme spécificité d'être multifonctionnelle. Les travaux réalisés s'efforcent d'apporter une solution au problème persistant de pauvreté de ce type de laser, en termes de fonctionnalités et de flexibilité. L'approche que nous avons choisie consiste à réaliser en cavité, certaines opérations de traitement optique de signal qui sont jusqu'à présent réalisées au moyen de dispositifs dédiés. La ligne directrice générale de nos travaux était d'aboutir à une solution basée entièrement sur des composants optiques disponibles dans le commerce ou en laboratoire, afin que le dispositif soit d'un coût économique abordable.

La cavité laser que nous proposons a comme spécificité d'être pilotée par un composant clé, qui est un miroir à boucle optique non-linéaire (NOLM) multifonction. Nous avons conçu ce NOLM en apportant des modifications structurelles dans l'architecture usuelle de ce dispositif, et en lui adjoignant quelques équipements, à savoir : une fibre compensatrice de dispersion, un filtre passe bande à bande passante accordable, et un amplificateur (précédé d'un filtre égaliseur de gain, selon le besoin). Le NOLM ainsi conçu est doté de deux paramètres manuellement accordables, à savoir : la bande passante du filtre passe bande et la puissance de pompage de l'amplificateur. Ces deux paramètres servent à régler sa fonction de transfert, et à accroître ainsi ses fonctionnalités et sa flexibilité. Nous avons montré que, lorsque la cavité laser est équipée de ce NOLM, alors le recours à un absorbant saturable (ou tout autre équipement) spécifiquement dédié à l'activation du blocage de modes, n'est plus nécessaire, car notre NOLM multifonction assure

parfaitement cette fonction dans le régime transitoire initial du laser. De surcroît, ses deux paramètres de contrôle lui permettent de réaliser, en plus de son rôle comme élément déclencheur du blocage de modes, des fonctions optiques essentielles telles que la régénération des profils d'intensité. Cela consiste dans la remise en forme des profils d'impulsion fortement dégradés par les phénomènes de propagation, afin de renforcer considérablement la stabilité du laser. Nous avons également démontré la possibilité de réguler la puissance crête des impulsions. Cette fonctionnalité permet au NOLM de forcer les impulsions générées par le laser, à hisser leur puissance crête à une valeur prédéfinie, et à la maintenir à ce niveau même en cas de fluctuations très importantes de la puissance de pompage de l'amplificateur de l'anneau central de la cavité. Cette fonctionnalité est particulièrement recherchée dans les lignes Télécommunications, où le niveau de puissance crête des impulsions (en un point donné de la ligne) peut être sujet à des dérives indésirables liées au vieillissement des composants ou à des dysfonctionnements accidentels. Nous avons enfin montré que le NOLM multifonction offre la possibilité de réaliser la sculpture des profils d'impulsion, c'est-à-dire, de générer des impulsions dotées d'une puissance crête et une largeur temporelle fixés à l'avance via un réglage approprié des deux paramètres de contrôle du NOLM. Cette fonctionnalité vise à éviter le recours aux opérations de compression ou d'étirement d'impulsion qui sont requises dans certaines applications.

Le point remarquable dans ce NOLM, est que l'accès à ces fonctionnalités est rendu possible du fait de la forme particulière de sa fonction de transfert, dont la partie basse (puissance) permet de déclencher le blocage de modes dans le régime transitoire initial du laser et de supprimer efficacement les distorsions de profil dans le régime permanent, tandis que sa partie haute s'incurve fortement vers le bas ; ce qui permet de limiter fortement l'amplitude de la dynamique de puissance (par un effet de saturation). Jusqu'à présent toutes ces fonctionnalités n'avaient pas réellement été exploitées dans les cavités laser à modes bloqués. Conséquemment, nous pensons que les résultats de ce travail de thèse peuvent susciter un regain d'intérêt pour le NOLM, qui dispose de réels atouts pour

être compétitif face à des composants concurrents qui sont plus faciles à mettre en œuvre mais qui sont monofonctionnels. Parmi les domaines d'applications du NOLM multifonction, figurent ceux qui requièrent des sources d'impulsions finement accordables, tant au niveau de la puissance crête des impulsions que de leur largeur temporelle. Ces activités, nombreuses dans le domaine Télécom, incluent les opérations de remise en forme des ondes porteuses d'information, les opérations de compression ou étirement de profil d'impulsion, les diagnostics de composants optiques et contrôles non destructifs des lignes de transmission par réflectométrie.

Les perspectives que laissent entrevoir les travaux que nous avons menés sont essentiellement d'ordre expérimental.

Le prolongement direct de ce travail de thèse sera la vérification expérimentale de nos résultats théoriques. C'est dans cette perspective que nous avons pris soin de n'utiliser dans notre cavité laser que des composants disponibles dans le commerce ou en laboratoire.

Malgré ses fonctionnalités, l'architecture du NOLM multifonction, constituée de plusieurs tronçons fibres de plusieurs mètres de longueur, du coupleur, du filtre passe bande, etc..., correspond à un dispositif disproportionné face à des composants concurrents qui se présentent sous forme d'objets très compacts, de quelques centimètres de dimension. Les caractéristiques géométriques de ce NOLM constituent de toute évidence un frein au développement des applications de ce dispositif, qui n'existe d'ailleurs à l'heure actuelle que sous forme de « pièces détachées ». Il existe actuellement au sein de notre équipe de recherche, un projet dont la finalité est de miniaturiser le NOLM et le réaliser sous la forme d'un seul élément ultra-compact facilement insérable dans un système optique. L'approche envisagée pour ce projet est celle de l'optique intégrée, avec pour objectif de graver le NOLM sur une puce optique de quelques mm^2 de surface et d'une épais-

seur maximale de $1\mu m$). Ce projet met en jeu plusieurs défis, dont le plus important concerne la non-linéarité du guide du NOLM, car elle sert (via l'effet Kerr) à structurer la fonction de transfert de ce dispositif. La miniaturisation du NOLM correspond à une réduction des dimensions de toutes les structures guidantes, de plusieurs ordres de grandeur; ce qui imposera inévitablement d'accroître dans les mêmes proportions la non-linéarité des structures guidantes dans le NOLM miniaturisé. La solution que nous envisageons pour générer une non-linéarité suffisante, consiste à utiliser des guides rubans (de dimensions $650nm \times 1\mu m$) dans un matériau hautement non linéaire (Si_3N_4 , d'indice non linéaire $n_2 \sim 2.5 \times 10^{-19} m^2/W$). Les structures guidantes du NOLM miniaturisées seront gravées sur un substrat de bas indice de réfraction (silice ou résine), et pourront être recouvertes d'un superstrat de bas indice de réfraction (silice) afin de les protéger de l'environnement extérieur. Très récemment, des échantillons de NOLM sur puce de bonne qualité structurale ont été fabriqués par un consortium regroupant des équipes de recherche de plusieurs universités partenaires, dont une équipe de notre laboratoire. Ces échantillons sont en cours de caractérisation afin d'évaluer leur qualité optique. A moyen ou long terme, toute la partie passive de notre NOLM multifonction pourrait être miniaturisée; ce qui contribuera aussi à rendre ce composant très compétitif.

Liste des Publications relatives à la thèse

- Impact of Raman scattering on pulse dynamics in a fiber laser with narrow gain bandwidth. R. UTHAYAKUMAR, M. ALSALEH, J. IGBONACHO, E. TCHOMGO FELENOU, P. TCHOFO DINDA, P. GRELU, and K. PORSEZIAN, *J. Opt.* , **20**, 065502 (2018).
- Vibrations and oscillations of tri-soliton molecules in a mode-locked fiber laser. J. IGBONACHO, K. NITHYANANDAN, K. KRUPA, P. TCHOFO DINDA et P. GRELU, *OSA Non-linear Photonics*, Paper NpW2C.5 (2018).
- Dynamics of distorted and undistorted soliton molecules in a mode-locked fiber laser. J. IGBONACHO, K. NITHYANANDAN, K. KRUPA, P. TCHOFO DINDA, A. B. MOUBISSI et P. GRELU, *Phys. Rev. A*, soumis (2018).
- Multifunctional nonlinear optical loop mirror. J. IGBONACHO, P. TCHOFO DINDA, A. B. MOUBISSI, C. M. NGABIRENG et M. IBNOUSSINA, *J. Opt*, soumis (2018).
- Peak-power regulation, regeneration and carving of pulse profiles in a mode-locked fiber laser, C. B. L. MBACK, J. IGBONACHO, P. TCHOFO DINDA, K. NITHYANANDAN, A. B. MOUBISSI, C. M. NGABIRENG, et P. GRELU *Opt. Lett.* (à soumettre) 2018.

Bibliographie

- [1] M. DiDomenico. Small-signal analysis of internal (coupling-type) modulation of lasers. *J. Appl. Phys.*, 35 :2870–2876, 1964.
- [2] L. E. Hargrove, R. L. Fork, and M. A. Pollack. Locking of he-ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation. *Appl. Phys. Lett.*, 5 :4–5, 1964.
- [3] Amnon Yariv. Internal modulation in multimode laser oscillators. *Journal of Applied Physics*, 36(2) :388–391, 1965.
- [4] M. I. Dzhibladze, Z. G. Esiashvili, E. S. Teplitskii, S. K. Isaev, and V. R. Sagaradze. Mode locking in a fiber laser. *Soviet J. Quantum Electron*, 10 :432–434, 1983.
- [5] O. Shtyrina, M. Fedoruk, S. Turitsyn, R. Herda, and O. Okhotnikov. Evolution and stability of pulse regimes in sesam-mode-locked femtosecond fiber lasers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 26 :346–352, 2009.
- [6] J. B. Lecourt, C. Duterte, F. Narbonne, D. Kinet, Y. Hernandez, and D. Giannone. All-normal dispersion, all-fibered pm laser mode-locked by sesam. *Opt. Express*, 20 :11918–23, 2012.
- [7] M. Hofer, M. E. Fermann, F. Haberl, M. H. Ober, and A. J. Schmidt. Mode locking with cross-phase and self-phase modulation. *Opt. Lett.*, 16 :502–504, 1991.
- [8] B. Ortac, A. Hideur, M. Brunel, T. Chartier, M. Salhi, H. Leblond, and F. Sanchez. Characterization of an ytterbium-doped double-clad fiber laser passively mode-locked by nonlinear polarization rotation. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 77 :589–594, 2003.
- [9] Z. Li, D. Lenstra, X. Yang, E. Tangdiongga, H. Ju, G. D. Khoe, and H. J. S. Dorren. Simulation of mode-locked ring laser based on nonlinear polarization rotation in a semiconductor optical amplifier. *IEEE J. Quantum Electron.*, 41 :808–816, 2005.
- [10] M. Salhi, H. Leblond, F. Sanchez, M. Brunel, and A. Hideur. Stability calculations for the ytterbium-doped fibre laser passively mode-locked through nonlinear polarization rotation. *Journal of Optics A : Pure and Appl. Opt.*, 6 :774, 2004.

- [11] K. Krupa, K. Nithyanandan, U. Andral, P. Tchofo-Dinda, and Ph. Grelu. Real-time observation of internal motion within ultrafast dissipative optical soliton molecules. *Phys. Rev. Lett.*, 118 :243901, 2017.
- [12] C. Mback. *Génération d'impulsions ultra-brèves et sculpture de profils d'impulsion au sein d'un laser à fibre équipé d'un miroir à boucle optique non-linéaire actif*. Thèse de Doctorat de Physique, 2017.
- [13] C. B. L. Mback, P. Tchofo Dinda, Ph. Grelu, and A. B. Moubissi. Generation of light pulses with specifically carved profiles in a fiber laser using a nolm and a gaussian spectral filter. *CLEO/Europe-EQEC*, 2015.
- [14] C. B. L. Mback, P. Tchofo Dinda, Ph. Grelu, and A. B. Moubissi. Design d'un laser à miroir en boucle non linéaire pour la génération contrôlée de mono- bi- et tri-solitons. *JNOG*, 2016.
- [15] N. J. Doran and D. Wood. Nonlinear-optical loop mirror. *Opt. Lett.*, 13 :56–58, 1988.
- [16] 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.*, 84 :6010–6013, 2000.
- [17] 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.*, 92 :213902, 2004.
- [18] N. Akhmediev and A. Ankiewicz. *Dissipative Solitons in the Complex Ginzburg-Landau and Swift-Hohenberg Equations*, pages 1–17. Springer Berlin Heidelberg, 2005.
- [19] A. Ankiewicz N. Akhmediev, editor. *Solitons around us : integrable, Hamiltonian and dissipative systems*, in : K. Porsezian, V.C. Kurakose (Eds.), *Optical Solitons : Theoretical and Experimental Challenges*, in : *Lecture Notes in Physics*, 2003. Springer, Heidelberg, 2003.
- [20] Hermann A. Haus. Theory of mode locking with a fast saturable absorber. *Journal of Applied Physics*, 46 :3049–3058, 1975.
- [21] H. A. Haus, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen. Structures for additive pulse mode locking. *J. Opt. Soc. Am. B*, 8 :2068–2076, 1991.
- [22] B. A. Malomed. Bound solitons in the nonlinear schrödinger–ginzburg-landau equation. *Phys. Rev. A*, 44 :6954–6957, 1991.
- [23] P. Grelu and N. Akhmediev. Dissipative solitons for mode-locked lasers. *Nat. Photonics*, 6 :84–, 2012.

- [24] N. N. Akhmediev, A. Ankiewicz, and J. M. Soto-Crespo. Stable soliton pairs in optical transmission lines and fiber lasers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 15(2) :515–523, 1998.
- [25] Ph. Grelu, F. Belhache, F. Guty, and J.-M. Soto-Crespo. Phase-locked soliton pairs in a stretched-pulse fiber laser. *Opt. Lett.*, 27 :966–968, 2002.
- [26] M. Grapinet and P. Grelu. Vibrating soliton pairs in a mode-locked laser cavity. *Opt. Lett.*, 31(14) :2115–2117, 2006.
- [27] J. M. Soto-Crespo, Ph. Grelu, N. Akhmediev, and N. Devine. Soliton complexes in dissipative systems : Vibrating, shaking, and mixed soliton pairs. *Phys. Rev. E*, 75 :016613, 2007.
- [28] P. Stancioff R. Boesch and C. R. Willis. Hamiltonian equations for multiple collective-variable theories of nonlinear klein-gordon equations : A projection operator approach. *Phys. Rev. B*, 38, 1988.
- [29] C. R. Willis R. Boesch and M. El-Batanouny. Spontaneous emission of radiation from a discrete sine-gordon kink. *Phys. Rev. B*, 40, 1989.
- [30] A-B Moubissi, P Tchofo Dinda, and S Nse Biyoghe. Highly stable families of soliton molecules in fiber-optic systems. *J. Opt.*, 20(4) :045503–, 2018.
- [31] A. B. Moubissi P. Tchofo-Dinda and K. Nakkeran. A collective variable theory for optical solitons in fibers. *Phys. Rev. E*, 64 :075501–, 2001.
- [32] P. Tchofo Dinda, A. B. Moubissi, and K. Nakkeeran. Collective variable theory for optical solitons in fibers. *Phys. Rev. E*, 64 :016608, 2001.
- [33] K. H. Spatschek S. K. Turitsyn, T. Schafer and V. K. Mezentsev. Path-averaged chirped optical soliton in dispersion-managed fiber communication lines. *Opt. Commun.*, page 163, 1999.
- [34] P. Tchofo-Dinda A. Labruyere J. Atangana, A. Kamagate and T. C. Kofane. Effective characterization of the phase and intensity profiles of asymmetrically distorted light pulses in optical fiber systems. *J. Opt. Soc. Am. B*, 26, 2009.
- [35] A. Ralston and P. Rabinowitz. *A First Course in Numerical Analysis*. McGraw-Hill, 1978.
- [36] P. Grelu. *Nonlinear Optical Cavity Dynamics : From Microresonators to Fiber Lasers*. Wiley, 2016.
- [37] A. Haboucha, H. Leblond, M. Salhi, A. Komarov, and F. Sanchez. Analysis of soliton pattern formation in passively mode-locked fiber lasers. *Phys. Rev. A*, 78 :043806, 2008.

- [38] A. B. Grudinin and S. Gray. Passive harmonic mode locking in soliton fiber lasers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 14(1) :144–154, 1997.
- [39] F. Amrani, A. Haboucha, M. Salhi, H. Leblond, A. Komarov, Ph. Grelu, and F. Sanchez. Passively mode-locked erbium-doped double-clad fiber laser operating at the 322nd harmonic. *Opt. Lett.*, 34(14) :2120–2122, 2009.
- [40] A.B. Grudinin, D.J. Richardson, and D.N. Payne. Energy quantisation in figure eight fibre laser. *Electron. Lett.*, 28 :67–68(1), 1992.
- [41] Wise F.W., Chong A., and Renninger W.H. High-energy femtosecond fiber lasers based on pulse propagation at normal dispersion. *Laser & Photon. Rev.*, 2(1-2) :58–73, 2008.
- [42] D. Y. Tang, L. M. Zhao, B. Zhao, and A. Q. Liu. Mechanism of multisoliton formation and soliton energy quantization in passively mode-locked fiber lasers. *Phys. Rev. A*, 72 :043816, 2005.
- [43] B. G. Bale, J. N. Kutz, A. Chong, W. H. Renninger, and F. W. Wise. Spectral filtering for high-energy mode-locking in normal dispersion fiber lasers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 25 :1763–1770, 2008.
- [44] M. ALSALEH, T. UTHAYAKUMAR, E. TCHOMGO FELENOU, P. TCHOFO DINDA, P. GRELU, and K. PORSEZIAN. Pulse breaking through spectral filtering in mode-locked fiber lasers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 35 :276–283, 2018.
- [45] C Paré and P-A Bélanger. Antisymmetric soliton in a dispersion-managed system. *Opt. Commun.*, 168 :103–109, 1999.
- [46] B.-F. Feng and B. A. Malomed. Antisymmetric solitons and their interactions in strongly dispersion-managed fiber-optic systems. *Opt. Commun.*, 229(1) :173–185, 2004.
- [47] I. Gabitov, R. Indik, L. Mollenauer, M. Shkarayev, M. Stepanov, and P. M. Lushnikov. Twin families of bisolitons in dispersion-managed systems. *Opt. Lett.*, 32(6) :605–607, 2007.
- [48] A. Hause, H. Hartwig, B. Seifert, H. Stolz, M. Böhm, and F. Mitschke. Phase structure of soliton molecules. *Phys. Rev. A*, 75 :063836, 2007.
- [49] B. Ortaç, A. Zaviyalov, C. K. Nielsen, O. Egorov, R. Iliew, J. Limpert, F. Lederer, and A. Tünnermann. Observation of soliton molecules with independently evolving phase in a mode-locked fiber laser. *Opt. Lett.*, 35 :1578–1580, 2010.
- [50] P. Rohrmann, A. Hause, and F. Mitschke. Solitons beyond binary : Possibility of fibre-optic transmission of two bits per clock period. *Sci. Rep.*, 2 :866–, 2012.

- [51] X. Li, Y. Wang, W. Zhao, W. Zhang, X. Hu, C. Gao, H. Zhang, Z. Yang, H. Wang, X. Wang, C. Li, and D. Shen. Numerical investigation of soliton molecules with variable separation in passively mode-locked fiber lasers. *Opt Commun*, 285(6) :1356–1361, 2012.
- [52] P. Rohrmann, A. Hause, and F. Mitschke. Two-soliton and three-soliton molecules in optical fibers. *Phys. Rev. A*, 87 :043834, 2013.
- [53] S. M. Alamoudi, U. Al Khawaja, and B. B. Baizakov. Averaged dynamics of soliton molecules in dispersion-managed optical fibers. *Phys. Rev. A*, 89 :053817, 2014.
- [54] N. N. Akhmediev, A. Ankiewicz, and J. M. Soto-Crespo. Multisoliton solutions of the complex ginzburg-landau equation. *Phys. Rev. Lett.*, 79 :4047–4051, 1997.
- [55] A. Zavyalov, R. Iliew, O. Egorov, and F. Lederer. Discrete family of dissipative soliton pairs in mode-locked fiber lasers. *Phys. Rev. A*, 79 :053841, 2009.
- [56] G. Herink, F. Kurtz, B. Jalali, D. R. Solli, and C. Ropers. Real-time spectral interferometry probes the internal dynamics of femtosecond soliton molecules. *Science*, 356(6333) :50–, 2017.
- [57] K. Goda and B. Jalali. Dispersive fourier transformation for fast continuous single-shot measurements. *Nat. Photonics*, 7 :102–, 2013.
- [58] M. Liu, A.-P. Luo, Y.-R. Yan, S. Hu, Y.-C. Liu, H. Cui, Z.-C. Luo, and W.-C. Xu. Successive soliton explosions in an ultrafast fiber laser. *Opt. Lett.*, 41(6) :1181–1184, 2016.
- [59] P. Ryczkowski, M. Närhi, C. Billet, J. M. Merolla, G. Genty, and J. M. Dudley. Real-time full-field characterization of transient dissipative soliton dynamics in a mode-locked laser. *Nat. Photon.*, 12 :221–227, 2018.
- [60] M Alsaleh, C B L Mback, E Tchomgo Felenou, P Tchofo Dinda, Ph Grelu, and K Porsezian. Strength and weaknesses of modeling the dynamics of mode-locked lasers by means of collective coordinates. *J. Opt.*, 18 :075501–, 2016.
- [61] D. Anderson. Variational approach to nonlinear pulse propagation in optical fibers. *Phys. Rev. A*, 27 :3135–3145, 1983.
- [62] A. Kamagate, Ph. Grelu, P. Tchofo-Dinda, J. M. Soto-Crespo, and N. Akhmediev. Stationary and pulsating dissipative light bullets from a collective variable approach. *Phys. Rev. E*, 79 :026609, 2009.
- [63] G. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Elsevier Science, 2012.
- [64] M. Liu, H. Li, A. P. Luo, H. Cui, W.C. Xu, and Z. C. Luo. Real-time visualization of soliton molecules with evolving behavior in an ultrafast fiber laser. *J. Opt.*, 20 :034010, 2018.

- [65] Y. LIANG, J. W. LOU, J. K. ANDERSEN, J. C. STOCKER, O. BOYRAZ, M. N. ISLAM and D. A. Nolan. Polarization-insensitive nonlinear optical loop mirror demultiplexer with twisted fiber. *Opt. Lett.*, 24 :726–728, 1999.
- [66] H. C. LIM, T. SAKAMOTO, and K. KIKUCHI. Polarization-independent optical demultiplexing by conventional nonlinear optical loop mirror in a polarization-diversity loop configuration. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 12 :1704–1706, 2000.
- [67] C. KOLLECK. All-optical wavelength conversion of nrz and rz signals using a nonlinear optical loop mirror. *J. Lightwave Technol.*, 15 :1906, 1997.
- [68] M. MATSUMOTO, H. IKEDA, and A. HASEGAWA. Suppression of noise accumulation in bandwidth-limited soliton transmission by means of nonlinear loop mirrors. *Opt. Lett.*, 19 :183–185, 1994.
- [69] M. MATSUMOTO, A. HASEGAWA and Y. KODAMA. Adiabatic amplification of solitons by means of nonlinear amplifying loop mirrors. *Opt. Lett.*, 19 :1019–1021, 1994.
- [70] S. BOSCOLO, S. K. TURITSYN, K. J. BLOW and J. H. B. NIJHOF. Passive regeneration in 40Gbit/s-based wdm dispersion managed rz transmission systems by in-line nolms. *Optical fiber Technol.*, 8 :313–318, 2002.
- [71] S. BOSCOLO, S. K. TURITSYN, and K. J. BLOW. All optical passive 2r regeneration for $N \times 40$ Gbit/s wdm transmission using nolm and novel filtering technique. *Opt. Commun.*, 217 :227–232, 2003.
- [72] A. Labruyere and P. Tchofo Dinda. Analytical design of nonlinear optical loop mirrors for fiber-optic communication systems. *Optics Communications*, 266(2) :676 – 680, 2006.
- [73] A. Labruyère. *Analyse et optimisation des procédés de conception des systèmes de transmission $N \times 160$ Gbit/s par fibre à haute densité de gestion de la dispersion*. Thèse de Doctorat de Physique, 2004.
- [74] I. N. Duling III, C. J. Chen, P. K. A. Wai, and C. R. Menyuk. Operation of a nonlinear loop mirror in a laser cavity. *IEEE J. Quantum Electron.*, 30 :194–199, 1994.
- [75] O. Pottiez, E. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, J. Camas-Anzueto, and F. Gutierrez-Zainos. Easily tunable nonlinear optical loop mirror based on polarization asymmetry. *Opt. Express*, 12 :3874–3887, 2004.
- [76] B. Ibarra-Escamilla, O. Pottiez, E. A. Kuzin, R. Grajales-Coutino, and J. W. Haus. Experimental investigation of a passively mode-locked fiber laser based on a symmetrical nolm with a highly twisted low-birefringence fiber. *Laser Physics*, 18 :914–919, 2008.

- [77] Z. X. Zhang, Z. Q. Ye, M. H. Sang, and Y. Y. Nie. Passively mode-locked fiber laser based on symmetrical nonlinear optical loop mirror. *Laser Phys. Lett.*, 5 :364–366, 2008.
- [78] B. Ibarra-Escamilla, O. Pottiez, E. A. Kuzin, M. Duran-Sanchez, and J. W. Haus. All-fiber passive mode-locked laser to generate ps pulses based in a symmetrical nolm. *Laser Physics*, 19 :368–370, 2009.
- [79] Y. H. Zhong, Z. X. Zhang, and X. Y. Tao. Passively mode-locked fiber laser based on nonlinear optical loop mirror with semiconductor optical amplifier. *Laser Physics*, 20 :1756–1759, 2010.
- [80] A. RALSTON. *A First Course in Numerical Analysis*. McGraw-Hill, New York, 1965.
- [81] J. Hiroishi, R. Sugizaki, O. Aso, M. Tadakuma, and T. Shibuta. Development of highly nonlinear fibers for optical signal processing. *Furukawa Review*, 23 :21–25, 2003.
- [82] B. Pedersen. Small-signal erbium-doped fibre amplifiers pumped at 980 nm : a design study. *Opt. Quant. Electron.*, 26 :273–284, 1994.
- [83] A. Ghatak and K. Thyagarajan. *An Introduction to Fiber Optics*. Cambridge University Press, 1998.
- [84] C. R. GILES, and E. DESURVIRE. *Modeling erbium-doped fiber amplifiers*. *IEEE J. Lightwave Technol.*, 9 :271–283, 1991.
- [85] C. Barnard, P. Myslinski, J. Chrostowski, and M. Kavehrad. Analytical model for rare-earth-doped fiber amplifiers and lasers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 30 :1817 – 1830, 1994.

Liste des figures

1.1	Laser (à fibre) en cavité linéaire (a) et en cavité circulaire (b). Le miroir M1 est totalement réfléchissant et M2 partiellement réfléchissant à la longueur d'onde laser.	8
1.2	a : Soliton conventionnel, b : Soliton dissipatif	12
2.1	Schéma du profil d'intensité temporelle d'une molécule bi-soliton, (a) : non déformée et (b) : déformée.	24
2.2	Coordonnées de caractérisation standard d'un tri-soliton.	26
2.3	Schéma de la cavité laser.	27
2.4	Dynamique stationnaire d'une MS. (a1)-(a2) : Contour 2D de l'intensité temporelle. (b1)-(b2) : Contour 2D de l'intensité spectrale. (c1)-(c2) : Séparations Temporelles. (d1)-(d2) : Phases relatives. La molécule bi-soliton [(a1), (b1), (c1) and (d1)] et La molécule tri-soliton [(a2), (b2), (c2) et (d2)], sont générées en utilisant ($P_p = 43.5mW$, $P_{sat} = 6W$) et ($P_p = 50mW$, $P_{sat} = 2W$), respectivement. $T_0 = 0.7$ et $\Delta T = 0.3$	31

2.5	Dynamique de l'oscillation de la phase. (a1)-(a2) : Contour 2D de l'intensité temporelle . (b1)-(b2) : Contour 2D de l'intensité spectrale. (c1)-(c2) : Séparations temporelles. (d1)-(d2) : Phases relatives. La molécule bi-soliton [(a1), (b1), (c1) et (d1)] et la molécule tri-soliton [(a2), (b2), (c2) et (d2)], sont générées en utilisant ($P_p = 47.5mW$, $P_{sat} = 10W$) et ($P_p = 61mW$, $P_{sat} = 4W$), respectivement. Les autres paramètres du système sont identiques à ceux de la Figure 2.4.	33
2.6	Vibrations de la MS. (a1)-(a2) : Contour 2D de l'intensité temporelle. (b1)-(b2) : Contour 2D de l'intensité spectrale. (c1)-(c2) : Séparations temporelles. (d1)-(d2) : Phases relatives. La molécule bi-soliton [(a1), (b1), (c1) et (d1)] et la molécule tri-soliton [(a2), (b2), (c2) et (d2)], sont générées en utilisant ($P_p = 42.5mW$, $P_{sat} = 9W$) et ($P_p = 74W$, $P_{sat} = 6W$), respectivement. Les autres paramètres du système sont identiques à ceux de la Figure 2.4.	34
2.7	Comportement dynamique obtenu pour $P_p = 52mW$ et $P_{sat} = 2W$. (a) : Contour 2D de l'intensité temporelle. (b) : Contour 2D de l'intensité spectrale. (c) : Séparation temporelle. (d) Phase relative. Les autres paramètres du système sont identiques à ceux de la Figure 2.4.	35
2.8	Comportement dynamique obtenu pour $P_p = 62mW$ et $P_{sat} = 5W$. (a) : Contour 2D de l'intensité temporelle. (b) : Contour 2D de l'intensité spectrale. (c) : Séparation temporelle. (d) Phase relative. Les autres paramètres du système sont identiques à ceux de la Figure 2.4.	35
2.9	Évolution des paramètres du soliton en fonction du nombre de tours de cavité, pour $P_p = 47.5W$, $P_{sat} = 16W$. (a) : Trajectoire de la dynamique dans le plan de phase. (b) : Séparation temporelle. (c) : Phase relative. (d) : Énergie du soliton. (e) : Position temporelle. (f) : Puissance crête. (g) : Largeur spectrale. (h) : FWHM temporelle (Largeur temporelle à mi-hauteur). (i) Chirp.	37

2.10 Évolution des paramètres du soliton en fonction du nombre de tours de cavité, pour $P_p = 47.5W$, $P_{sat} = 10W$. Trajectoire de la dynamique dans le plan de phase. (b) : Séparation temporelle. (c) : Phase relative. (d) : Énergie du soliton. (e) : Position temporelle. (f) : Puissance crête. (g) : Largeur spectrale. (h) : FWHM temporelle (Largeur temporelle à mi-hauteur). (i) Chirp.	39
2.11 Évolution des paramètres du soliton en fonction du nombre de tours de cavité, pour $P_p = 74mW$, $P_{sat} = 6W$. Trajectoire de la dynamique dans le plan de phase. (b) : Séparation temporelle. (c) : Phase relative. (d) : Énergie du soliton. (e) : Position temporelle. (f) : Puissance crête. (g) : Largeur spectrale. (h) : FWHM temporelle (Largeur temporelle à mi-hauteur). (i) Chirp. Dans les figures (d), (e), (f), (g), (h), et (i), la courbe rouge (et tirets) correspond au soliton central. Les deux autres courbes correspondent aux solitons latéraux.	42
2.12 Configuration expérimentale du laser à fibre à verrouillage par NPE. OC- coupleur optique, WDM- Multiplexeur en longueur d'onde, PBS- diviseur de faisceau polarisant, ISO- isolateur de polarisation indépendante, LD- 980 nm diode laser, HWP et QWP - demi-onde et quart d'onde, EDF (lignes vertes), SMF(lignes bleues).	43
2.13 Observations expérimentales de la dynamique d'un bi-soliton (a1)-(b1) et un tri-soliton (a2)-(b2). Ici la dynamique est dominée par l'oscillation de la phase. Les panneaux (a1)-(a2) représentent les contours 2D de spectres enregistrés sur 500 tours de cavité, à partir de mesures réalisées en temps réel par la DFT; (b1)-(b2) Traces d'autocorrélation normalisée; Puissance pompe= 285 mW.	45
3.1 Représentation schématique d'un miroir à boucle non-linéaire utilisant un coupleur asymétrique.	50

3.2	<i>Représentation schématique d'un miroir à boucle non-linéaire utilisant un amplificateur et un atténuateur.</i>	52
3.3	<i>Illustration de la fonction de transfert obtenue à partir de la relation (3.11). Pointillés : approximation polynomiale d'ordre 2 de la relation (3.11) autour du point P_{op}.</i>	53
3.4	<i>Schéma de la cellule embryonnaire du NOLM multifonction.</i>	55
3.5	<i>Représentation de la zone de stabilité d'un point fixe du NOLM $P_{opt} = 12$ W, en fonction de la pente en ce point. (a) $S_{opt} = 1$; (b) $S_{opt} = 2/3$; (c) $S_{opt} = 1/3$; (d) $S_{opt} = -1/3$; (e) $S_{opt} = -2/3$; (f) $S_{opt} = -1$.</i>	60
3.6	<i>Fonction de transfert du NOLM pour $\rho = 0.35$, $G = 1.13$, $L = 1$ m, $\alpha = -0.2$ dB/km et $\gamma = 1.3$ m⁻¹W⁻¹.</i>	64
3.7	<i>Schéma du NOLM multifonction.</i>	66
3.8	<i>Schéma d'un amplificateur à fibre dopée aux ions Erbium (EDFA).</i>	69
3.9	<i>Illustration de la fonction de transfert de la cellule embryonnaire du NOLM.</i>	74
3.10	<i>Fonctions de transfert pour des impulsions ayant initialement un profil gaussien et une puissance crête de 100 W.</i>	77
3.11	<i>Fonctions de transfert pour des impulsions ayant initialement un profil gaussien et une puissance crête de 200 W.</i>	79
3.12	<i>Fonctions de transfert pour des impulsions ayant initialement un profil gaussien et une puissance crête de 50 W.</i>	81
3.13	<i>Fonctions de transfert pour des impulsions ayant initialement un profil gaussien et une puissance crête de 200W. Le NOLM est équipé d'un amplificateur sans filtre égaliseur de gain, et un filtre BPF de 8 nm de bande passante. Les figures (a1)-(b1)-(c1) correspondent aux simulations ne prenant pas en compte la dispersion d'ordre trois (TOD). Les figures (a2)-(b2)-(c2) correspondent aux simulations prenant en compte la TOD.</i>	83

3.14	<i>Simulations numérique de transmission d'impulsions à profils fortement dégradés, sans prise en compte de la dispersion d'ordre trois (TOD). Le NOLM est équipé d'un amplificateur sans filtre égaliseur de gain, et un filtre BPF de 8 nm de bande passante. Les figures (a1)-(b1)-(c1) montrent les profils d'intensité en entrée du NOLM. Les figures (a2)-(b2)-(c2) montrent les profils d'intensité en sortie du NOLM.</i>	85
3.15	<i>Simulations numériques de transmission d'impulsions à profils fortement dégradés, ayant différents niveaux de puissance crête à l'entrée du NOLM. Les autres paramètres du système sont les mêmes que ceux de la figure 3.14.</i>	87
4.1	<i>Schéma de la cavité laser équipée du NOLM multifonction.</i>	93
4.2	<i>Diagramme de réglage des paramètres d'impulsion. Evolution des paramètres d'impulsion en fonction de P_{NOLM}. Puissance de pompage de l'amplificateur de l'anneau central de la cavité :25 mW</i>	98
4.3	<i>Diagramme de réglage des paramètres d'impulsion. Evolution des paramètres d'impulsion en fonction de $\Delta\lambda_F$. Puissance de pompage de l'amplificateur de l'anneau central de la cavité :25 mW</i>	100
4.4	<i>Profils d'intensité en entrée du NOLM (tirets) et en sortie du NOLM (trait plein). . .</i>	102
4.5	<i>Evolution des paramètres d'impulsion (en sortie de NOLM), en fonction de la puissance de pompage de l'amplificateur de cavité. E_p :Énergie du soliton; P_p :Puissance crête; TW :largeur temporelle; SW : largeur spectrale; C :Chirp</i>	105
4.6	<i>Profils d'intensité en entrée du NOLM (tirets) et en sortie du NOLM, pour $\Delta\lambda_F = 8 \text{ nm}$. (trait plein).</i>	108
4.7	<i>Profils d'intensité en entrée du NOLM (tirets) et en sortie du NOLM, pour $\Delta\lambda_F = 6.46 \text{ nm}$. (trait plein).</i>	110
4.8	<i>Simulations numériques illustrant la sculpture des profils d'impulsion. Les figures (a1)-(b1)-(c1) montrent les profils temporels. Les figures (a2)-(b2)-(c2) montrent les profils spectraux.</i>	112

Liste des tableaux

3.1	Paramètres de fibres à haute non-linéarité et à faible dispersion, tirés de la référence	
	[81]	68
3.2	Paramètres du NOLM.	75
4.1	Paramètres de la cavité laser (sans le NOLM).	95
4.2	Paramètres du NOLM.	96

Résumé

Les travaux de cette thèse s'efforcent d'apporter une solution au problème persistant de grande pauvreté des lasers à fibre à modes bloqués, en termes de fonctionnalités et de flexibilité. La thèse propose une cavité laser fibrée ayant comme spécificité d'être multifonctionnelle. La cavité est dotée de composants accordables, qui apportent la flexibilité nécessaire pour réaliser des fonctions allant de la génération d'impulsions aux profils complexes (solitons, bi-solitons, tri-solitons, etc) jusqu'à la sculpture des profils d'impulsion, en passant par la régulation des puissances crête, et la régénération de profils d'intensités sévèrement dégradés. La cavité laser que nous proposons a comme spécificité d'être pilotée par un composant clé, qui est un miroir à boucle optique non-linéaire (NOLM : Nonlinear Optical Loop Mirror) multifonction. Nous avons conçu ce NOLM en apportant des modifications structurelles dans l'architecture usuelle de ce dispositif, et en lui adjoignant : une fibre compensatrice de dispersion, un filtre passe bande à bande passante accordable, et un amplificateur (précédé d'un filtre égaliseur de gain, selon le besoin). Le NOLM ainsi conçu est doté de deux paramètres manuellement accordables, à savoir : la bande passante du filtre passe bande et la puissance de pompage de l'amplificateur. Ces deux paramètres permettent de régler sa fonction de transfert, et à accroître ainsi ses fonctionnalités et sa flexibilité. Ainsi, en plus de son rôle comme élément déclencheur du blocage de modes, ce NOLM réalise des fonctions optiques essentielles telles que la régénération des profils d'intensité fortement dégradés par des phénomènes de propagation ; ce qui contribue au renforcement de la stabilité du laser. Nous démontrons également la possibilité de réguler la puissance crête des impulsions, en la verrouillant à une valeur prédéfinie. Nous montrons enfin que le laser multifonction offre la possibilité de réaliser la sculpture des profils d'impulsion, c'est-à-dire, de générer des impulsions dotées d'une puissance crête et une largeur temporelle fixés à l'avance via un réglage approprié des paramètres de contrôle du NOLM. Les applications visées par ce laser multifonction, concernent toutes les activités qui requièrent des sources d'impulsions finement accordables, tant au niveau de puissance crête des impulsions que de leur largeur temporelle. Ces activités, nombreuses dans le domaine Télécom, incluent les opérations de remise en forme des porteuses d'information, les opérations de compression ou étirement de profil d'impulsion, les diagnostics de composants optiques et contrôles non destructifs des lignes de transmission par réflectométrie.

Mots-clefs : laser à fibre, blocage de modes, régénération, régulation de puissance, molécule de soliton, multiplet d'impulsion, miroir à boucle optique non linéaire.

Abstract

The work of this thesis strives to provide a solution to the persistent problem of poverty of mode-locked fiber lasers, in terms of functionality and flexibility. The thesis proposes a fiber-laser cavity having the specificity of being multifunctional. The cavity is equipped with tunable components, which provide the flexibility to realize functions ranging from the generation of pulses with complex profiles (solitons, bi-solitons, tri-solitons, etc.) up to the carving of pulse profiles, passing through the regulation of peak powers, and the regeneration of severely degraded intensity profiles. The laser cavity that we propose has the specificity of being controlled by a key component, which is a multifunctional nonlinear optical loop mirror (NOLM). We have designed this NOLM by making structural modifications in the usual architecture of this device, and by adding to it : a dispersion compensating fiber, a bandpass filter with tunable bandwidth, and an amplifier (preceded by a gain flattening filter, as needed) with tunable gain. These two parameters make it possible to adjust its transfer function, and thus to increase its functionalities and its flexibility. Thus, in addition to its role as a trigger for mode locking, this NOLM performs essential optical functions such as the regeneration of strongly degraded intensity profiles; which contributes to strengthening the stability of the laser. We also show the possibility of regulating the pulse peak power by locking it around a predefined value. Finally, we show that the multifunction laser offers the possibility to carve pulse profiles, that is, to generate pulses endowed with a peak power and a temporal width set in advance through an appropriate adjustment of the NOLM control parameters. The applications targeted by this multifunction laser are those requiring pulses with finely tunable peak power and temporal width. These activities, include the pulse reshaping in Telecoms, operations of compression or stretching of pulse profiles, optical component diagnostics, and non-destructive control of transmission lines

Key words : fiber laser, mode

locking, optical regeneration, power regulation, soliton molecule, pulse multiplet, nonlinear optical loop mirror.