



HAL
open science

Contribution à l'étude théorique et expérimentale d'un oscillateur laser fonctionnant en régime impulsionnel dans les bandes spectrales C et L

Fatma Ben Braham

► **To cite this version:**

Fatma Ben Braham. Contribution à l'étude théorique et expérimentale d'un oscillateur laser fonctionnant en régime impulsionnel dans les bandes spectrales C et L. Optique [physics.optics]. Université d'Angers; École nationale d'ingénieurs de Tunis (Tunisie), 2018. Français. NNT : 2018ANGE0025 . tel-02188222

HAL Id: tel-02188222

<https://theses.hal.science/tel-02188222>

Submitted on 18 Jul 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.

THESE DE DOCTORAT DE

L'UNIVERSITE D'ANGERS

COMUE UNIVERSITE BRETAGNE LOIRE

ECOLE DOCTORALE N° 596

Matière, Molécules, Matériaux

Spécialité : « *Physique* »

Par

« **Fatma BEN BRAHAM** »

« **Contribution à l'étude théorique et expérimentale d'un oscillateur laser fonctionnant en régime impulsionnel dans les bandes spectrales C et L** »

Thèse présentée et soutenue à « **Ecole Nationale d'Ingénieurs de Tunis** », le « **19/12/2018** »

Unité de recherche : **LphiA- EA 4464**

Thèse N° : **(10)**

Composition du Jury :

- Président** : M. Rabah ATTIA, Professeur, Université de Carthage
- Rapporteurs** : M. Philippe GRELU, Professeur, Université de Bourgogne
M. Mourad MNIF, Professeur, Université de Carthage
- Examineur** : M. Yichang MENG, MCF, Université de Hebei
- Directeur de thèse** : M. François SANCHEZ, Professeur, Université d'Angers
- Co-directeur de thèse** : M. Faouzi BAHLOUL, MCF HDR, Université Tunis EIManar
M. Mohamed SALHI, MCF, Université d'Angers

« L'optique, qui se développe en nous par l'étude, nous apprend à voir. »

« Paul Cézanne »

Remerciement

Dans un cadre de collaboration entre l'Ecole Nationale d'Ingénieurs de Tunis et l'Université d'Angers, une grande opportunité s'est présentée pour entamer le domaine des recherches scientifiques.

Cette opportunité est créditée en premier lieu à monsieur **Faouzi BAHLOUL** qui je tiens à le remercier pour tous ce qu'il a consacré pendant la période de ce projet, et bien avant pour mon projet de master, par sa contribution massive à travers ses conseils, sa disponibilité, et surtout pour la confiance échangée permettant d'aboutir ce travail.

Un grand remerciement aussi s'exige pour mes co-encadrants à Angers, dont le chef, monsieur **François SANCHEZ** qui m'a bien accueilli dans son laboratoire par une ambiance de travail chaleureuse, m'a transmis son savoir-faire dans la matière par plusieurs conseils et m'a consacré un temps précieux pour me développer dans la partie expérimentale.

Aussi je ne dois pas oublier monsieur **Mohamed SALHI**, qui était disponible par son expérience, ses conseils précieux spécialement lors de la correction du rapport, comme lors de la réalisation de la partie expérimentale.

J'adresse mes remerciements pareillement au président du jury monsieur **Rabah ATTIA** ainsi qu'aux professeurs **Philippe GRELU**, **Mourad MNIF** et **Yichang MENG** pour la soigneuse lecture et l'évaluation de mon manuscrit.

Je suis reconnaissante aussi pour mes collègues **Alioune NIANG** et **Georges SEMAAN** pour le partage des moments et des idées dans le laboratoire en leur souhaitant une bonne continuation dans leurs carrières.

Enfin je remercie toute personne que m'a aidé à réaliser ce projet dans mes deux laboratoires LPHIA et SERCOM.

Je suis reconnaissante à ma famille pour tous les sacrifices et pour son soutien continu : l'âme de mon cher père qui m'accompagne chaque seconde, ma chère mère que dieu la protège, ma sœur, mes deux frères et ma belle-famille.

Un remerciement spécial à mon mari pour son support et ses encouragements.

Je remercie autant mon fils qui m'a accompagné le long de la phase finale de la thèse et m'a donné une source d'encouragement morale pendant la préparation de ce manuscrit.

Merci infiniment à vous tous !!

Sommaire

Liste des figures	vi
Liste des tableaux	ix
Acronymes.....	x
Introduction générale.....	1
Chapitre 1 : Principes des différents régimes de verrouillage de modes dans les lasers à fibre.....	6
I. Introduction	7
II. Principe général des lasers à fibre dopée aux ions terres rares	7
III. Phénomènes intervenant lors de la propagation de l'impulsion dans une fibre.....	9
1. Dispersion chromatique.....	9
2. Effets non linéaires	10
a. Effet Kerr	10
b. Diffusion Raman.....	11
c. Effet Brillouin.....	11
IV. Régime déclenché	12
V. Verrouillage de modes	13
VI. Techniques de verrouillage de modes passif.....	15
1. Absorbant saturable	15
2. Rotation non linéaire de la polarisation.....	15
3. Miroirs à boucle	17
a. Miroir à boucle non-linéaire	18
b. Miroir à boucle non-linéaire amplificatrice.....	18
VII. Richesse de la dynamique ultrarapide en cavité laser	19
1. Cristal de soliton.....	20
2. Molécule de solitons.....	21

3. Régime harmonique	22
4. Régime de résonance du soliton dissipatif	24
VIII. Conclusion.....	28
Chapitre 2 : Etude numérique d'un laser à fibre microstructurée sous forme de huit à double amplificateur	29
I. Introduction	30
II. Modélisation du laser à fibre.....	30
1. Equation maîtresse de Hauss	30
2. Equation de Ginzburg Landau complexe cubique quintique	31
3. Equation de Schrödinger non linéaire	31
III. Approches numériques de résolution	33
1. Méthode des différences finies.....	33
2. Méthode de Runge Kutta.....	33
3. Méthode de Fourier à pas fractionnaire symétrique	34
IV. Nouvelles technologies de fibres optiques	35
1. Fibre à double gaine	35
2. Fibre microstructurée	36
V. Etude des impulsions rectangulaires « Dissipative Soliton Résonance: DSR ».....	37
1. Dispositif du laser étudié.....	38
2. Modèle numérique du laser	39
VI. Contrôle de caractéristiques des impulsions rectangulaires	40
1. Comportement du régime DSR	40
2. Influence de l'effet non linéaire sur le comportement des impulsions rectangulaires ..	44
VII. Conclusion.....	46
Chapitre 3 : Optimisation expérimentale du régime DSR dans un laser à fibre sous forme de huit à double amplificateur	47
I. Introduction	48
II. Dispositif expérimental	49

III. Moyens d'acquisition	50
IV. Génération d'impulsions rectangulaires	51
V. Contrôle des caractéristiques de l'impulsion.....	56
1. Influence de la puissance de pompage de l'amplificateur A1 sur les caractéristiques de l'impulsion.....	56
2. Influence de la puissance de pompage de l'amplificateur A2 sur les caractéristiques de l'impulsion.....	58
VI. Influence de la dispersion de la cavité sur le régime DSR.....	61
1. Taux de couplage central $k=0.5$	62
2. Taux de couplage central $k=0.6$	63
3. Taux de couplage central $k=0.7$	65
VII. Conclusion.....	69
Chapitre 4 : Impulsions géantes en régime de verrouillage de modes	71
I. Introduction :.....	72
II. Dispositif expérimental	73
III. Etude du régime déclenché.....	74
IV. Génération des impulsions énergétiques dans une cavité couplée.....	78
V. Conclusion.....	86
Conclusion et perspectives.....	87
Bibliographie.....	91

Liste des figures

Figure 1.1. Bande de gain des ions terres rares	8
Figure 1.2. Diagramme des niveaux d'énergie d'un système erbium/ytterbium	8
Figure 1.3. Principe de la génération des impulsions géantes d'un laser passivement déclenché.....	13
Figure 1.4. Principe de verrouillage de modes	14
Figure 1.5. Types d'absorbants saturables pour les lasers à fibre verrouillés en phase.....	16
Figure 1.6. Principe de la rotation non-linéaire de la polarisation	17
Figure 1.7. Schéma du laser à fibre en huit en configuration NALM.....	17
Figure 1.8. Principe de la technique NOLM	18
Figure 1.9. Principe de la technique NALM	19
Figure 1.10. (a) Trace temporelle (b) Spectre optique (c) Trace d'autocorrélation d'un cristal de solitons.....	21
Figure 1.11. Molécule de solitons formée par 7 solitons.	22
Figure 1.12. (a) Trace temporelle du régime harmonique, (b) Spectre optique du régime harmonique, (c) Trace d'autocorrélation du régime harmonique.	24
Figure 1.13. Configuration expérimentale de la cavité laser.....	26
Figure 1.14. Evolution des impulsions carrées par rapport à la puissance de pompage	27
Figure 1.15. (a) Spectre basse fréquence (RF). (b) Spectre optique.	27
Figure 2.1. Principe de la méthode SSSFM	35
Figure 2.2. Structure d'une fibre double gaine	36
Figure 2.3. Section transversale d'une fibre microstructurée.....	36
Figure 2.4. Schéma du laser à fibre MOF sous forme de huit.....	39
Figure 2.5. Evolution d'impulsions rectangulaires pour $L_{totale} = 83$ m	41
Figure 2.6. Profil temporel du signal de sortie correspondant à $L_{totale} = 83$ m pour $g_{01} = 3$ m ⁻¹ et $g_{02} = 3$ m ⁻¹)	42
Figure 2.7. Spectre optique de l'impulsion rectangulaire pour $g_{01} = 3$ m ⁻¹ et $g_{02} = 3$ m ⁻¹	42
Figure 2.8. Evolution d'impulsion en fonction du gain petit signal g_{02} à $g_{01} = 3$ m ⁻¹	43
Figure 2.9. Evolution d'impulsion en fonction du gain petit signal g_{01} à $g_{02} = 3$ m ⁻¹	44
Figure 2.10. Evolution de la trace temporelle de l'impulsion en fonction de la longueur de la fibre microstructurée de 20 m à 200 m	45
Figure 2.11. Evolution de la durée d'impulsion en fonction de la longueur de la fibre microstructurée.....	46

Figure 3.1. Configuration expérimentale du laser à fibre sous forme de huit à double amplificateur.....	50
Figure 3.2. Moyens d'acquisition	51
Figure 3.3. Trace temporelle de l'impulsion rectangulaire obtenue à $P_p(A1) = 3.5$ W.....	52
Figure 3.4. Trace temporelle d'un train d'impulsions rectangulaires de fréquence fondamentale de 131 kHz.....	52
Figure 3.5. Trace d'autocorrélation de l'impulsion rectangulaire	53
Figure 3.6. Spectre optique de l'impulsion rectangulaire en fonction des puissances de pompage $P_p(A1)$ égale à 3.5 W et $P_p(A2)$ égale à 1.8 W	54
Figure 3.7. Spectre basse fréquence pour les puissances de pompage $P_p(A1)$ égale à 3.5 W et $P_p(A2)$ égale à 1.8 W	55
Figure 3.8. Trace du spectre RF sur une plage de 20 MHz	55
Figure 3.9. Trace temporelle des impulsions rectangulaires en fonction de la puissance de pompage de A1 pour une puissance de pompe de A2 fixée à 1.8 W	56
Figure 3.10. Variation de (a) la puissance crête d'impulsion (b) l'énergie d'impulsion (c) la durée d'impulsion en fonction de la puissance de pompage de l'amplificateur A1	58
Figure 3.11. Trace temporelle des impulsions rectangulaires en fonction de la puissance de pompage de A2 avec une puissance de pompe de A1 fixée à 3.5 W.	59
Figure 3.12. Variation de (a) la puissance crête d'impulsion (b) l'énergie d'impulsion (c) la durée de l'impulsion en fonction de la puissance de pompage de l'amplificateur A2.....	60
Figure 3.13. Variation de (a) la durée (b) l'énergie d'impulsion en fonction de la dispersion de la cavité pour $k=0.5$	63
Figure 3.14. Variation de (a) la durée (b) l'énergie d'impulsion en fonction de la dispersion de la cavité pour $k=0.6$	64
Figure 3.15. Variation de (a) la durée (b) l'énergie d'impulsion en fonction de la dispersion de la cavité pour $k=0.7$	66
Figure 3.16. Variation de (a) la durée (b) l'énergie d'impulsion en fonction de la dispersion de la cavité pour les différents taux de couplage	67
Figure 3.17. Variation en fonction de la position de L2 de (a) l'énergie (b) la durée d'impulsion pour les différentes valeurs de la dispersion totale de la cavité.....	69
Figure 4.1. Schéma expérimental de la cavité en anneau.....	74
Figure 4.2. Trace temporelle d'un train d'impulsions en régime déclenché	75
Figure 4.3. Zoom sur la figure 4.2 donnant le détail d'une impulsion obtenue en régime déclenché.....	75

Figure 4.4. Spectre optique du régime déclenché	76
Figure 4.5. Evolution du taux de répétition en fonction de la puissance de pompage	77
Figure 4.6. Evolution de l'énergie d'impulsion en fonction de la puissance de pompage	77
Figure 4.7. Evolution de la durée d'impulsion en fonction de la puissance de pompage	78
Figure 4.8. Schéma de la configuration de la cavité couplée	79
Figure 4.9. Principe du fonctionnement de la cavité	80
Figure 4.10. Traces temporelles de deux trains d'impulsions à deux puissances de pompage différentes, 4.7 W et 5.2 W	81
Figure 4.11. Profil temporel de l'impulsion	82
Figure 4.12. Spectre optique.....	82
Figure 4.13. Spectre RF montrant un pic stable autour de 81 kHz	83
Figure 4.14. Evolution de la trace temporelle en fonction de la puissance de pompage.....	83
Figure 4.15. Evolution de l'énergie (cercle) et de la puissance crête d'impulsion (carré) en fonction de la puissance de pompage	84
Figure 4.16. Evolution de la durée d'impulsion et le taux de répétition en fonction de la puissance de pompage	85

Liste des tableaux

Tableau 2.1. Paramètres de la simulation.....	40
Tableau 3.1. Caractéristiques des impulsions en fonction du taux de couplage central k	61

Acronymes

CGLE: Cubic-quintic Ginzburg-Landau Equation

DCF: Double Clad fiber

DSF: Dispersion shifted fiber

DSR: Dissipative Soliton Resonance

EDFA: Erbium Doped Fiber Amplifier

Er: Erbium

FWHM: Full width at half maximum

GVD: Group velocity dispersion

HNLF : High nonlinear fiber

LASER: Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation

MASER: Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation

MOF: Microstructured Optical Fiber

NALM: Nonlinear Amplifying Loop Mirror

NOLM: Nonlinear Loop Mirror

NLSE: Non Linear Schrödinger Equation

PC : Polarization controllers

PCF : Photonic crystal fiber

PI-ISO : Polarization insensitive isolator

RK: Runge Kutta

RNLP: Rotation non linéaire de la polarisation

SMF: Single Mode Fiber

SPM: Self phase modulation

SSSFM: Symmetrised Split Step Fourier Method

UAL: Unidirectional Amplifying Ring

XPM: Cross phase modulation

Yb : Ytterbium

Introduction générale

La lumière est présente dans divers domaines dans la vie quotidienne et celle scientifique. Les scientifiques ont proposé des théories physiques de la lumière afin de décrire son comportement. En effet, Einstein a étudié l'interaction entre la lumière et la matière en 1917. Cette interaction est influencée par trois phénomènes tels que l'absorption, l'émission spontanée et l'émission stimulée. Ce dernier phénomène est basé sur le principe d'amplification du signal lumineux. En 1953, Townes et al ont utilisé ce principe d'amplification d'un rayonnement micro-onde pour mettre au point le premier Maser. Peu de temps après, une série des études a abouti à la démonstration par T. Maiman du premier laser qui fonctionne en impulsion avec un cristal de rubis comme milieu amplificateur pompé par une lampe flash intense le 16 mai 1960. Depuis cette année, les lasers présentent des technologies responsables dans des diverses applications de la médecine, l'usinage, les télécommunications et d'autres applications industrielles. De plus, les scientifiques exploitent les lasers dans leurs études de la recherche scientifique. Diverses études ont été réalisées sur différents types de lasers tels que les lasers à solide et les lasers à gaz. Mais, le rendement de lasers restait toujours limité dans certaines applications à cause de limites des milieux amplificateurs. Pour surmonter cette limite, les fibres optiques ont été proposées comme des bons candidats. Les lasers à fibre ont révolutionné la technologie laser. L'utilisation de la fibre optique a introduit plusieurs avantages en termes de facilité d'utilisation et d'entretien, compacité, fiabilité et coût. Tous ces éléments font du laser à fibre un élément indispensable dans plusieurs applications telles que les applications médicales, les applications industrielles, les application militaires et les télécommunications. En 1961, Snitzer est le premier qui a proposé d'utiliser la fibre optique comme milieu à gain [1]. Par la suite, Koester et Snitzer ont réalisé le premier laser à fibre en utilisant une fibre en verre dopée au néodyme [2]. Le laser fonctionnait à une longueur d'onde autour de $1.06 \mu\text{m}$. Peu de travaux qui suivent cette innovation ont été publiés sur les lasers à fibre à cause de leurs faibles rendements dus aux pertes considérables de ces fibres optiques. Par conséquent, le développement dans le domaine de la fibre a continué pour avoir des fibres à faible pertes. Ces fibres sont à base de la silice. Dans les années 70, les premiers lasers ont été développés annonçant la nouvelle époque des lasers à fibre de silice [3], [4]. Ils sont pompés par des diodes laser. Ensuite, un groupe de chercheurs de Southampton ont réussi en 1985 à

incorporer des ions de terres rares dans des fibres optiques monomodes [5]. Ils ont démontré la réalisation du premier laser à fibre monomode dopée aux ions Nd [6]. Ainsi, des lasers à fibre dopée avec différents ions de terres rares ont été étudiés par différents groupes. Cette nouvelle génération de lasers a apporté un progrès dans le domaine de télécommunications optiques grâce à la grande efficacité et le fort gain de la fibre dopée erbium [7]. Ces différents types de lasers peuvent émettre des impulsions selon différents régimes. Les lasers à fibre peuvent être utilisés généralement en deux régimes : en régime de verrouillage de modes ou en régime déclenché. En 1986, il a été démontré que les lasers à fibre dopée avec des ions de terres rares peuvent fonctionner en régime déclenché [8]–[10]. Durant la même année, une étude a été réalisée pour moduler les pertes dans un laser à fibre à l'aide d'une source externe. Cette technique est appelée une technique de verrouillage de modes actif [11], [12]. Ces impulsions obtenues alors sont de l'ordre de la nanoseconde et de la picoseconde. Cependant, une autre technique de verrouillage de modes passif permet de générer des impulsions brèves. Le principe de ce régime est de créer une relation de phase fixe entre les modes [13]–[15]. Différents autres effets interviennent dans la propagation de l'impulsion dans la fibre optique tels que : la dispersion, les effets non linéaires, les pertes et le gain.

Les lasers à fibre sont actuellement un thème de recherche très intéressant afin de générer des impulsions ultra-courtes pour différentes applications. Différentes techniques de verrouillage de mode sont utilisées pour générer ces impulsions. Il existe deux types des absorbants saturables à savoir réels et artificiels. Parmi les absorbants saturables réels, nous citons les absorbants saturables à base de nanomatériaux qui sont très utilisés dans différents travaux [16], [17]. Différents absorbants saturables artificiels sont utilisés dans les lasers à fibre tels que la rotation non linéaire de la polarisation [18], [19] et l'utilisation d'un miroir à boucle non linéaire qui permet de transmettre les fortes intensités et de bloquer les faibles [20]–[22].

Indépendamment de la technique de verrouillage de modes, les lasers à fibre peuvent générer des impulsions optiques stables formées par les équilibres entre le gain et les pertes d'une part et la dispersion et la non linéarité d'autre part. Ces impulsions sont appelées « soliton dissipatif ». Différentes distributions de solitons ont été obtenues théoriquement [23], [24] et expérimentalement [25], [26]. Tang et al. ont observé des états liés de solitons dans un laser à fibre verrouillé en phase par la rotation non linéaire de la polarisation [27]. Ph. Grelu et al. ont étudié les interactions entre les solitons dans la cavité et spécialement la formation des molécules de solitons stables [28], [29]. Ils ont aussi étudié la dynamique de la pluie des solitons dans un laser à fibre de verrouillage de modes. C'est une dynamique qui a un comportement

analogue avec le cycle de l'eau et des analogies avec des transitions thermodynamiques de la matière [30], [31]. Des travaux expérimentaux ont été menés dans notre laboratoire par le Pr F. Sanchez et ses collaborateurs montrant l'analogie entre les distributions de solitons et les états de la matière dans un laser à fibre verrouillé en phase avec la rotation non linéaire de polarisation [32]–[34]. Ils ont observé différents états tels que le liquide de soliton, le cristal de soliton et le gaz de soliton. Par la suite, l'universalité de tous ces comportements a été validée dans un laser à fibre sous forme de huit [33]. Ensuite, un autre régime a été étudié aussi par notre laboratoire appelé le régime harmonique [17], [25], [35]–[42]. Dans le régime harmonique, les impulsions sont uniformément distribuées et régulièrement espacées sur toute la largeur de la cavité. En régime multi-solitonique, ce type de fonctionnement a une énergie par impulsion limitée à cause de la quantification de l'énergie. Le développement de l'impulsion unique à haute énergie dans le laser à fibre verrouillé en phase a stimulé un grand intérêt dans l'étude de nouvelles technologies laser. Cependant, pour un fort taux de pompage le régime mono-impulsionnel se transforme en régime multi impulsionnel [35], [39], [43]. Afin de surmonter ce problème un nouveau concept a été mis en place, il s'agit du régime mono-impulsionnel appelé « Résonance du soliton dissipatif » (En anglais : « Dissipative Soliton Resonance » DSR). En 2008, Chang et al. ont obtenu ce concept par des travaux théoriques basés sur l'équation de Ginzburg-Landau complexe cubique-quintique en utilisant avec des paramètres précis [44]–[47]. Le régime DSR est caractérisé par l'augmentation de l'énergie de l'impulsion indéfiniment avec l'augmentation de la puissance de pompage du laser. Ce comportement a été démontré expérimentalement dans différentes configurations du laser : laser à fibre verrouillé en phase par la RNLP [48]–[51], laser à fibre en huit [52]–[58] et même avec un laser verrouillé en phase avec le graphène [59].

L'objectif de cette thèse est d'étudier le comportement du régime de résonance du soliton dissipatif (DSR). Nous allons présenter l'impact de systèmes fibrés dans le régime DSR afin d'avoir d'impulsions très énergétiques. Ensuite, un nouveau régime sera présenté dans une configuration particulière basée sur des cavités couplées avec un retard optique pour avoir des impulsions géantes énergétiques. Le manuscrit de cette thèse, qui présente à la fois une contribution théorique et expérimentale est structurée comme suit :

- ❖ Le premier chapitre présente un état de l'art sur les lasers à fibre verrouillés en phase. Il introduit une étude détaillée sur le principe des fibres optiques dopées aux terres rares. Ensuite, nous décrivons les différents effets linéaires et non linéaires intervenant lors de la propagation de l'impulsion dans la cavité. Nous présentons par la suite le principe de

verrouillage de modes passif et ses différentes techniques de verrouillage de modes. Quelques régimes, observés dans une cavité laser verrouillée en phase, seront décrits brièvement. La dernière partie de ce chapitre sert à introduire le régime de résonance du soliton dissipatif et à définir son principe.

- ❖ Le deuxième chapitre commence par une présentation des modèles théoriques qui permettent de modéliser les lasers à fibre. Ensuite, nous décrivons le modèle adapté pour notre laser à fibre microstructurée en huit. Ce modèle utilise l'équation non linéaire modifiée de Schrödinger basée sur la résolution par la méthode SSSF (Symmetrized Split Step Fourier Method). Nous présentons le principe de fonctionnement de notre algorithme ainsi que les conditions nécessaires pour le développement du code en Matlab. Ensuite, nous décrivons l'observation du régime DSR. Il s'agit d'impulsions rectangulaires. Les propriétés temporelles de ce régime seront étudiées. Enfin, nous analysons l'impact des propriétés de la fibre microstructurée sur le comportement des impulsions rectangulaires plus particulièrement sur la durée de l'impulsion.

- ❖ Le troisième chapitre est consacré à une étude expérimentale détaillée du régime de résonance du soliton dissipatif dans un laser à fibre en forme de huit à double amplificateur. En utilisant la technique de verrouillage de mode avec un miroir à boucle non linéaire amplificatrice, nous présentons une série complète d'expériences afin d'optimiser l'énergie et la durée de l'impulsion rectangulaire. En plus de la puissance de pompage de deux amplificateurs, plusieurs paramètres clés ont été identifiés tels que la dispersion de la cavité, le taux du couplage entre les deux boucles de la cavité et la position exacte des bobines de la fibre standard SMF. Nous détaillons dans ce chapitre l'impact de chaque paramètre sur les propriétés des impulsions rectangulaires.

- ❖ Le dernier chapitre détaille une étude expérimentale dans un nouveau design de cavité avec un retard optique. Nous examinons expérimentalement ce type de cavités afin de générer des impulsions géantes énergétiques. En premier lieu, nous rapportons la génération du régime déclenché obtenu dans une cavité en anneau contenant une fibre fortement co-dopée Er-Yb. En second lieu, nous modifions la configuration en ajoutant une cavité couplée à la cavité principale qui présente le retard optique désiré. Nous démontrons l'observation d'un

nouveau régime qui permet de générer des impulsions verrouillées en phase de l'ordre de la microseconde avec une énergie qui augmente avec la puissance de pompage.

Chapitre 1 : Principes des différents régimes de verrouillage de modes dans les lasers à fibre

I. Introduction

Les lasers à fibre sont des sources offrant de nombreuses applications dans différents domaines tels que l'industrie, la médecine, l'imagerie et les télécommunications. L'élément fondamental de ces lasers est la fibre optique. La fibre optique a été l'une des inventions qui a conduit au développement des télécommunications optiques. Ce chapitre donne une introduction générale au domaine des lasers à fibre dopée aux terres rares tout en insistant sur les lasers à fibre à verrouillage de modes passif et les différentes techniques utilisées pour générer des impulsions ultracourtes. Nous présentons, par la suite, les différents phénomènes intervenant lors de la propagation de l'impulsion dans la fibre optique ainsi que les facteurs conduisant à la formation des impulsions dans les différents régimes de fonctionnement.

II. Principe général des lasers à fibre dopée aux ions terres rares

Le succès des fibres optiques standards à faibles pertes a motivé le développement des fibres dopées aux ions terres rares. Le gain associé aux transitions des ions de terres rares offre un excellent milieu pour produire des dispositifs fibrés compacts et efficaces. En incorporant l'ion terre rare dans le cœur d'une fibre optique, nous obtenons un milieu à gain élevé et à faible perte de propagation [60]. En 1985, des travaux ont été réalisés au sein de l'université de Southampton pour définir une méthode afin d'incorporer des terres rares dans la silice [5]. Ces fibres représentent une excellente solution pour l'amplification du signal optique. Les lasers à fibre dopée aux ions terres rares présentent une absorption élevée de la pompe et des avantages thermiques. Un début d'une nouvelle génération de lasers à fibre est réalisé par ce groupe de Mears en 1985 [6]. Ces lasers à fibre dopée au néodyme génèrent une puissance de quelques mW. Mais, ils n'ont pas permis de générer des impulsions plus courtes que la nanoseconde. La génération d'impulsions de l'ordre de la picoseconde a été étudiée par plusieurs groupes dès 1988 [61], [62]. Les recherches ont continué pour réaliser des lasers à fibre dopée avec différents ions (erbium [9], ytterbium [63], thulium [64], holmium [65], praseodymium [66]). Ces fibres dopées présentent une large bande de gain (pour le laser à fibre dopée erbium ~ 20 nm avec $\lambda=1550$ nm) d'où la présence d'un grand nombre de modes dans la cavité. Le choix de l'ion terre rare dépend de l'application ciblée, qui à son tour dépend de la bande du gain des ions terres rares. La figure 1.1 montre la bande du gain pour certains ions de terres rares.

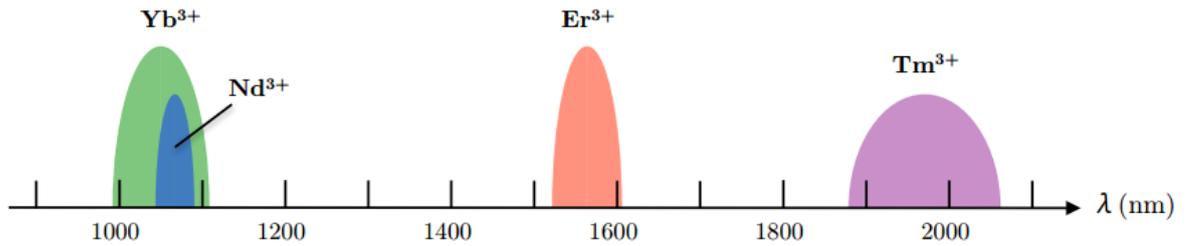


Figure 1.1. Bande de gain des ions terres rares

Le choix de ces ions pour les amplificateurs est dû à leurs configurations électroniques. Parmi ces ions, l'ion Erbium est le plus couramment utilisé pour les télécommunications. Cet ion est utilisé comme dopant dans les amplificateurs à fibres. A la longueur d'onde 1.55 μm , les fibres en silice présentent un minimum d'atténuation, d'autre part, les électrons issus des niveaux d'énergie de la couche 4f provoquent des émissions radiatives autour de 1,55 μm . Pour augmenter les performances du pompage, plusieurs co-dopants peuvent être utilisés tels que l'ytterbium, le germanium, l'aluminium, le fluor et le phosphore.

Le co-dopage de l'erbium avec l'ytterbium permet d'augmenter très significativement l'absorption de la pompe, surtout lorsqu'une fibre à double gaine est utilisée [67], [68]. L'ion d'ytterbium absorbe la puissance pompe et excite ensuite l'ion d'erbium par relaxation croisée comme il est montré sur la figure 1.2.

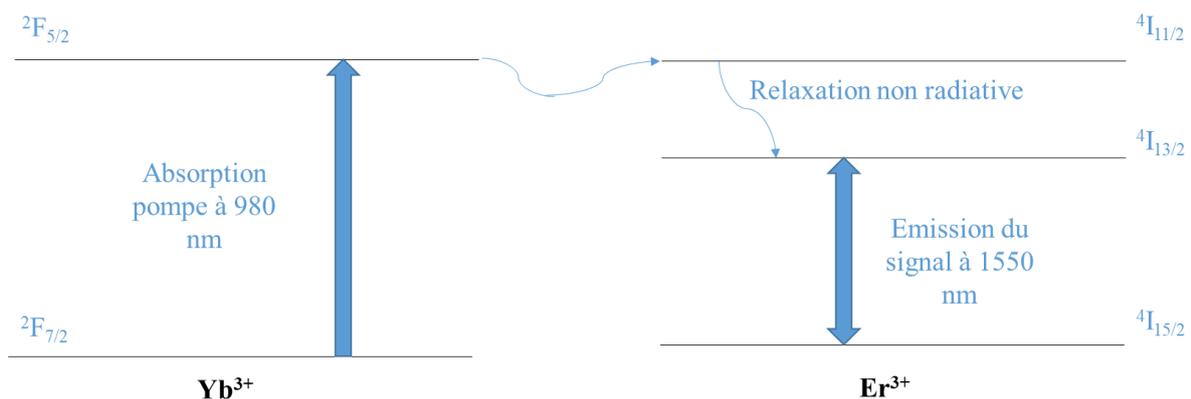


Figure 1.2. Diagramme des niveaux d'énergie d'un système erbium/ytterbium

La spectroscopie de l'ion erbium est modélisée par un système à trois niveaux d'énergie : ce sont le niveau fondamental $4I_{15/2}$, le premier niveau excité $4I_{13/2}$ et le second niveau excité, $4I_{11/2}$. Le principe d'émission laser dopé erbium se déroule comme suit : à l'état fondamental, les ions

erbium se trouvent dans le niveau ${}^4I_{15/2}$. En utilisant un système de pompage à 980 nm, les ions erbium absorbent les photons et passent du niveau ${}^4I_{15/2}$ au niveau ${}^4I_{11/2}$. A ce niveau et vu que sa durée de vie est très courte (3 μ s), l'ion erbium se désexcite rapidement vers le niveau ${}^4I_{13/2}$ de façon non radiative. La durée de vie du niveau ${}^4I_{13/2}$ est très grande par rapport à celle du ${}^4I_{11/2}$, ainsi, un grand nombre d'électron peut s'accumuler sur le niveau ${}^4I_{13/2}$ afin d'atteindre une inversion de population. Par conséquent, le milieu devient amplificateur.

III. Phénomènes intervenant lors de la propagation de l'impulsion dans une fibre

Dans un laser à fibre, différents phénomènes interviennent lors de la propagation de l'impulsion telle que la dispersion, la non-linéarité et la biréfringence. Dans la partie suivante, on va détailler ces phénomènes et leurs influences sur la propagation d'une impulsion dans la fibre optique.

1. Dispersion chromatique

Les fibres optiques se caractérisent par une propriété intrinsèque appelée la dispersion chromatique. Pour une fibre optique monomode, la dispersion chromatique d'un guide d'onde diélectrique consiste en une dispersion du matériau et du guidage. La dispersion du matériau trouve son origine dans la dépendance de l'indice de réfraction du milieu n par rapport à la longueur d'onde λ . Elle provient de la réponse électronique du milieu à une excitation électromagnétique. Cela peut engendrer une séparation de différentes longueurs d'onde dans un dispositif dispersif. La dispersion du guidage est liée à la géométrie de la fibre. Elle se produit à cause de la propagation du mode fondamental à la fois dans le cœur et la gaine de la fibre. Les effets de la dispersion sont traités pour une petite différence de l'indice de la réfraction entre le cœur et la gaine [69]. Par conséquent, l'expression de la dispersion chromatique contient deux contributions :

$$D = D_{mat} + D_{mod} , \quad (1.1)$$

Avec D_{mat} est la dispersion intrinsèque du matériau et D_{mod} est la dispersion liée au guidage.

Mathématiquement, la constante de propagation $\beta(\omega)$ est écrite comme une série de Taylor autour de la pulsation centrale ω_0 [70] :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1 (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_2 (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \beta_3 (\omega - \omega_0)^3 + \frac{1}{24} \beta_4 (\omega - \omega_0)^4 + \dots, \quad (1.2)$$

Le terme β_0 est la constante de propagation à la fréquence ω_0 . La constante β_1 détermine l'inverse de la vitesse de groupe. Le terme β_2 est appelé le coefficient de dispersion de vitesse

de groupe (DVG). Ce coefficient représente la variation de cette vitesse à la fréquence ω_0 . Ce paramètre β_2 exprime l'élargissement de l'impulsion lorsqu'elle se propage dans la fibre optique. Il est exprimé en ps^2/m :

$$\beta_2 = \frac{d^2\beta}{d\omega^2}, \quad (1.3)$$

Dans le domaine de télécommunications optiques, nous utilisons le terme de dispersion chromatique D . Il s'exprime en $\text{ps}/(\text{nm.km})$ et est défini par la relation suivante :

$$D = \frac{d^2\beta}{d\lambda^2} = \frac{-2\pi c}{\lambda^2} \beta_2, \quad (1.4)$$

Le signe de la DVG de la cavité présente une importance lors de la propagation de l'impulsion dans le laser. Pour $\beta_2 > 0$ ($D < 0$), les grandes longueurs d'onde se propagent plus vite que les courtes longueurs d'onde. L'impulsion se trouve donc dans un régime de "dispersion normale". Dans un régime de "dispersion anormale" caractérisé par $\beta_2 < 0$ ($D > 0$), les courtes longueurs d'onde se propagent plus vite que les grandes longueurs d'onde.

2. Effets non linéaires

Lors de sa propagation, l'impulsion subit également des effets non linéaires. L'effet Kerr est l'un de ces effets qui se caractérise par la dépendance de l'indice de réfraction d'un milieu à l'intensité du champ optique [71]. Il existe d'autres effets non linéaires tels que la diffusion Raman et l'effet Brillouin.

a. Effet Kerr

L'effet Kerr est un effet non-linéaire qui est lié à la dépendance entre l'indice de réfraction du milieu et l'intensité du signal. La propagation des intensités élevées dans une fibre a une influence sur l'indice de réfraction n du milieu en considérant l'effet Kerr. Pour une fibre optique, l'indice de réfraction relié à l'intensité du signal incident est exprimé par :

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

où n_0 est l'indice de réfraction linéaire, n_2 est l'indice de réfraction non linéaire du milieu et I est l'intensité du signal. L'effet Kerr est à l'origine de plusieurs phénomènes. Parmi ces phénomènes, nous citons l'automodulation de phase (SPM) et la modulation de phase croisée (XPM). Ces deux phénomènes ont un rôle très important dans la génération des impulsions courtes dans une cavité laser.

Auto-modulation de phase

L'auto-modulation de phase (SPM « Self Phase Modulation ») se caractérise par un déphasage auto-induit par un champ optique de forte intensité I_1 qui se propage dans une fibre optique. Le déphasage non linéaire est :

$$\Delta\phi_{NL}(t) = \frac{2\pi l}{\lambda} n_2 I_1(t), \quad (1.5)$$

Avec l la longueur de la fibre et λ la longueur d'onde.

Modulation de phase croisée

La deuxième conséquence de l'effet Kerr est la modulation de phase croisée (XPM « Cross Phase Modulation »). En présence de deux champs optiques de longueurs d'onde différentes, un déphasage non linéaire est établi par la modulation de phase croisée sur l'impulsion I_1 par la deuxième impulsion d'intensité I_2 . En plus du déphasage lié à l'auto-modulation de phase SPM, il faut tenir compte du déphasage dû à la modulation de phase croisée donné par :

$$\Delta\phi_{NL}(t) = \frac{4\pi l}{\lambda} n_2 I_2(t), \quad (1.6)$$

Le déphasage non linéaire total subi par une impulsion d'intensité I_1 en co-propagation dans une fibre optique avec une autre impulsion d'intensité I_2 est donnée par :

$$\Delta\phi_{NL}(t) = \frac{2\pi l}{\lambda} n_2 [I_1(t) + 2I_2(t)], \quad (1.7)$$

L'équation (1.7) représente le déphasage responsable de la SPM et de la XPM. D'autres effets non linéaires sont présents dans un laser à fibre tels que la diffusion Raman et l'effet Brillouin. Ces effets sont définis dans la partie suivante.

b. Diffusion Raman

L'effet Raman est un effet non linéaire qui résulte de l'interaction entre la lumière et les modes de vibration du matériau dans lequel elle se propage. Contrairement à l'effet Kerr instantané qui est le résultat de l'interaction de la lumière avec les électrons du milieu, l'effet Raman a un temps de réponse plus lent lors des vibrations associées à des phonons optiques. Un amplificateur Raman peut générer des puissances de sortie élevées.

c. Effet Brillouin

L'effet Brillouin résulte de l'interaction d'une onde optique avec des ondes acoustiques à cause du phénomène d'électrostriction. La diffusion Brillouin stimulée peut être expliquée en

considérant la formation d'une onde acoustique dans la fibre optique générée par le champ électrique de la pompe en formant une onde de pression dans le matériau par le phénomène d'électrostriction. L'onde acoustique module l'indice de réfraction de la fibre optique. Par conséquent, la fréquence entre l'onde incidente et l'onde diffusée sera décalée.

IV. Régime déclenché

Dans un laser à fibre, les deux techniques principales qui sont utilisées pour la génération des impulsions courtes sont le Q-switch et le verrouillage de modes. En régime déclenché, les lasers à fibre peuvent générer des impulsions à des durées de quelques nanosecondes à quelques microsecondes. Les fréquences de répétition de ces impulsions vont de quelques centaines de Hz à quelques centaines de kHz. Il existe deux méthodes pour générer le régime déclenché. Des méthodes dites actives utilisent des cellules acousto-optiques ou électro-optiques dans la cavité [72], [73]. Des méthodes passives sont basées sur l'utilisation de l'absorbant saturable [74].

En régime déclenché, l'émission des impulsions est établie en réduisant les pertes de la cavité à un certain niveau en pompant pour emmagasiner l'énergie dans la cavité. L'énergie stockée dépend du nombre d'ions actifs dans le milieu de gain et de la durée de vie du niveau excité. Par conséquent, l'utilisation des fibres optiques fortement dopées permet d'obtenir des impulsions courtes dans une cavité laser en régime déclenché [75].

Le schéma 1.3 montre le principe de la génération des impulsions en régime déclenché. Nous fixons un niveau de pertes élevées de la cavité durant le pompage. L'inversion de population et donc le gain sont maximisés. Le milieu amplificateur agit comme un réservoir d'énergie. Nous continuons à pomper le milieu amplificateur jusqu'à ce que la valeur du gain soit égale aux pertes. Nous abaissons les pertes de façon quasi instantanée. L'inversion de population est alors massive : le niveau supérieur, en se « vidant » brusquement, provoque la création d'une impulsion géante. Le principe du régime laser déclenché est de maintenir un niveau de pertes important lors du pompage afin de stocker de l'énergie dans la cavité puis de diminuer ces pertes pour libérer l'énergie emmagasinée. Nous pouvons utiliser un dispositif dont les pertes varient avec l'énergie stockée tel que l'absorbant saturable. Pour générer le régime déclenché, nous devons vérifier certaines conditions. La durée du pompage doit être plus grande ou égale au temps de vie du niveau supérieur. Les pertes dans la cavité doivent être suffisamment grandes pour ne pas avoir d'oscillations durant le pompage. Les pertes doivent diminuer à leur état normal de façon quasi instantanée pour ne pas perdre d'énergie emmagasinée.

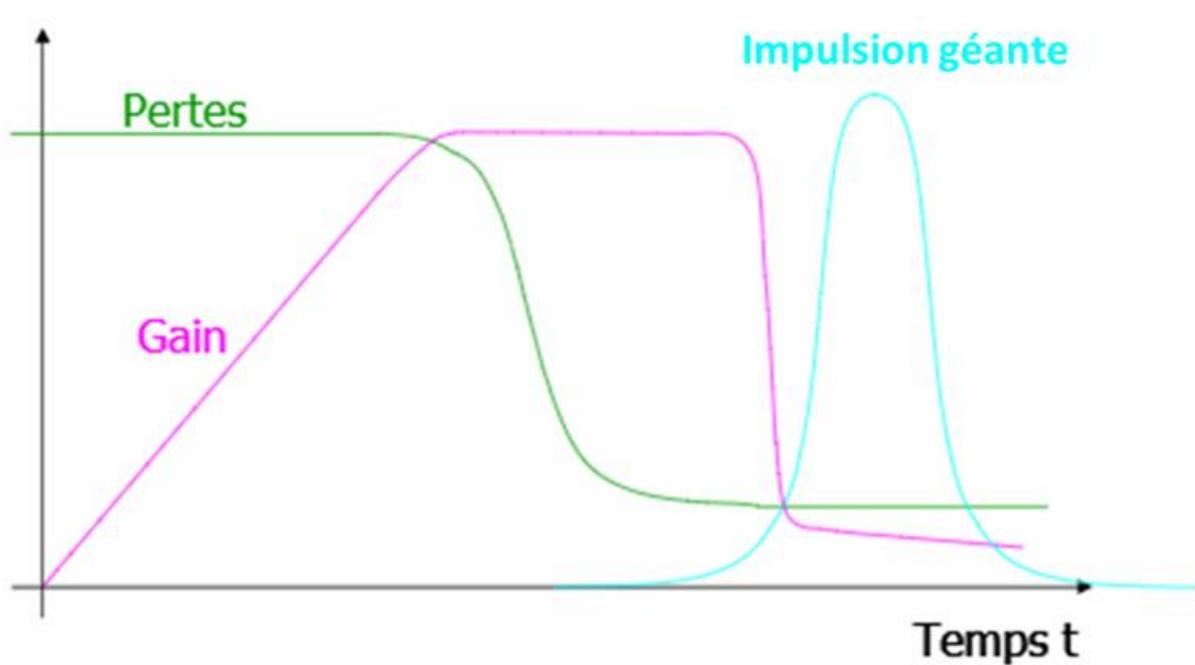


Figure 1.3. Principe de la génération des impulsions géantes d'un laser passivement déclenché.

V. Verrouillage de modes

Les lasers à fibre dopée aux terres rares utilisent des fibres qui ont une large bande de gain (pour le laser à fibre dopée erbium ~ 20 nm avec $\lambda=1550$ nm). Comme le nombre de modes longitudinaux est défini par la largeur de la bande de gain et par le niveau de pertes dans la cavité, les fibres dopées aux terres rares permettent l'oscillation d'un grand nombre de modes dans le laser. Le champ total qui circule dans ce type de laser s'écrit par l'équation suivante :

$$E(t) = \sum_{m=-M}^M E_m \exp(i\phi_m - i\omega_m t), \quad (1.9)$$

où E_m est l'amplitude du mode, ϕ_m la phase du mode, ω_m la pulsation du mode et $(2M+1)$ est le nombre de modes présents dans la cavité. En présence de nombreux modes longitudinaux, un laser peut fonctionner en continu (si ces différents modes oscillent indépendamment) ou générer un train d'impulsions intenses si les modes présentent une relation de phase fixe entre eux. Ce principe de créer une relation de phase entre les modes qui oscillent dans la cavité, illustré dans la figure 1.4, est appelé le verrouillage de modes. Les lasers verrouillés en phase permettent de générer des impulsions ultra-courtes [76].

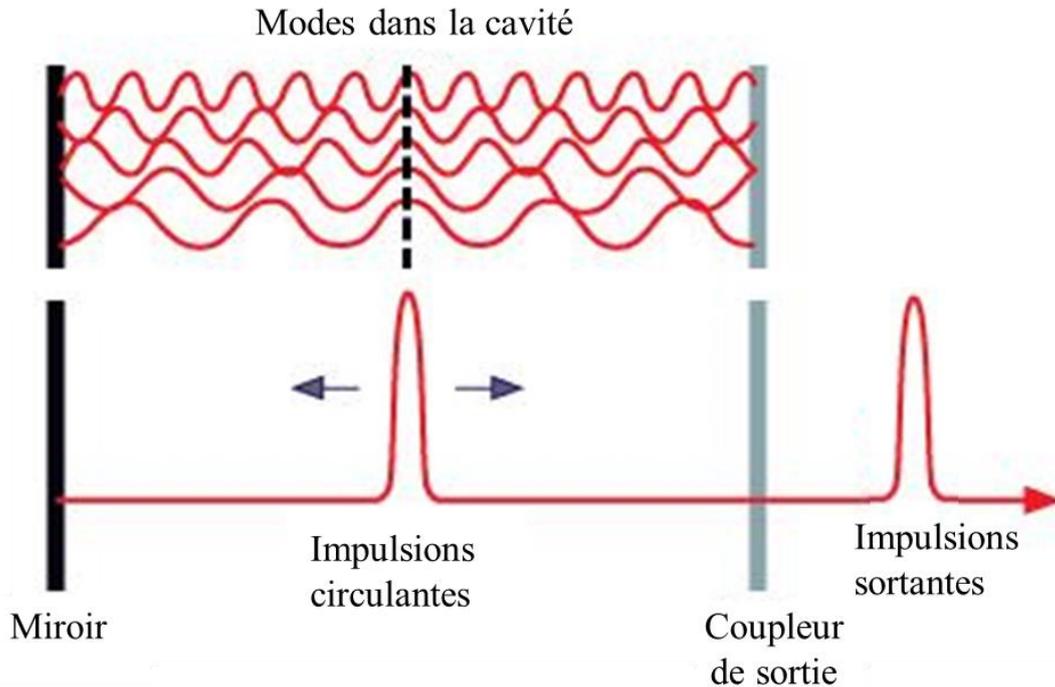


Figure 1.4. Principe de verrouillage de modes

Seuls les modes qui ont un gain supérieur aux pertes dans chaque tour de cavité peuvent osciller. L'espacement entre deux modes longitudinaux est appelé l'intervalle spectral libre (ISL). Lorsque les modes présentent une relation de phase fixe entre eux, le laser génère un train d'impulsions de période $T = nL/c$ égale à l'inverse de l'ISL $\Delta\nu$ (n l'indice de réfraction du milieu actif, L la longueur totale de la cavité et c la célérité de la lumière).

Si la différence de phase $\Phi_m - \Phi_{m-1} = 2\pi k$ et si tous les modes ont la même amplitude E_0 , alors l'intensité totale du champ s'écrit sous la forme suivante :

$$|E(t)|^2 = \frac{\sin^2[(2M+1)\pi\Delta\nu t - k\pi]}{\sin^2(\pi\Delta\nu t - k\pi)} E_0^2, \quad (1.10)$$

avec $|E(t)|^2$ une fonction périodique de T . La durée de l'impulsion est $\tau = K/(2M + 1) \Delta\nu$. Le facteur K dépend de la forme de l'impulsion. Le terme $(2M + 1) \Delta\nu$ représente la largeur totale de tous les modes présents dans la cavité qui ont une relation de phase fixe.

Le verrouillage de modes est une technique efficace permettant de générer des impulsions ultracourtes. Il a été largement utilisé dans les systèmes lasers depuis la première démonstration [11] qui a été réalisée seulement quatre ans après le développement du laser. Nous distinguons deux méthodes de verrouillage de modes : actif ou passif. Les lasers à fibre verrouillés en phase dites actifs car ils utilisent une source externe afin de moduler le gain et les pertes de la cavité.

Le verrouillage de modes passif exploite les effets optiques non-linéaires de la cavité sans avoir recours à des modulateurs externes [11], [12]. Ces effets non-linéaires consiste à favoriser les fortes puissances et éliminer les faibles. Dans la partie suivante, nous détaillons les principales techniques de verrouillage de modes passif tels que la rotation non linéaire de la polarisation (RNLP) [15], [77], [78], le miroir à boucle non linéaire (NOLM) [20] et le miroir à boucle non-linéaire amplificatrice (NALM) [21].

VI. Techniques de verrouillage de modes passif

1. Absorbant saturable

Les absorbants saturables sont des éléments optiques caractérisés par une transmission variable avec l'excitation lumineuse à laquelle ils sont soumis. Ils provoquent des pertes importantes sur les signaux peu intenses alors qu'ils deviennent transparents pour les signaux les plus intenses [79].

Cet absorbant a une intensité de saturation I_s et un temps de réponse précis. Comme illustré dans la figure 1.5, l'impulsion est fortement absorbée si elle est située au-dessous du seuil I_s et elle sera réfléchie dans le cas contraire. La cavité d'un laser à absorbant saturable à semi-conducteur a un miroir partiellement réfléchissant et le deuxième un absorbant saturable. En se propageant dans un absorbant saturable, les ailes de l'impulsion subissent des pertes plus importantes que la partie centrale. Cela définit le principe de verrouillage de modes.

2. Rotation non linéaire de la polarisation

Dans un laser à fibre, les impulsions courtes ont été générées à l'aide de différents techniques de verrouillage de modes à base des absorbants saturables définis précédemment. Il existe plusieurs types d'absorbants saturables actuellement utilisés dans la technologie laser. Elles peuvent généralement être classées en deux catégories: les absorbants saturables artificiels et réels. Pour les absorbants saturables réels, nous pouvons distinguer deux groupes: Le Miroir absorbant à semi-conducteur SESAM et les nanomatériaux. Parmi les absorbants saturables artificiels, nous allons définir la rotation non-linéaire de la polarisation RNLP, le miroir à boucle non-linéaire NOLM et le miroir à boucle non-linéaire amplificatrice NALM.

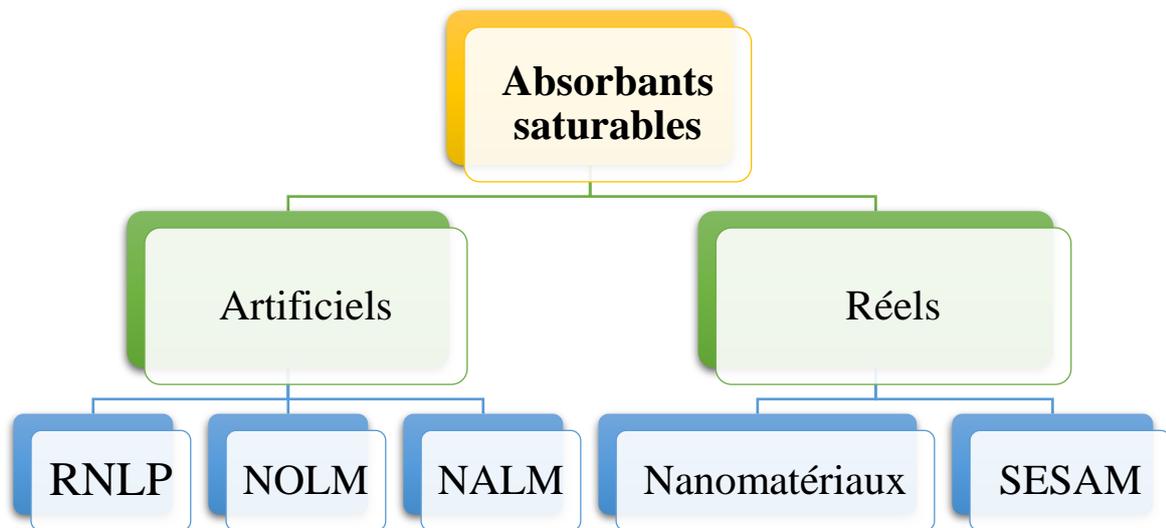


Figure 1.5. Types d'absorbants saturables pour les lasers à fibre verrouillés en phase

La technique RNLP est appelée la rotation non linéaire de la polarisation (RNLP). Elle est basée sur le contrôle de la polarisation de l'impulsion propageant dans la cavité. En 1977, Dahlstrom a utilisé cette technique de verrouillage de modes dans un laser Nd-verre [80]. En 1992, Matsas et al. ont réalisé le premier laser à fibre en anneau verrouillé en phase par la RNLP [77]. D'autres études ont confirmé théoriquement la performance de la technique RNLP [81], [82].

La rotation non linéaire de la polarisation est utilisée dans une cavité laser sous forme d'anneau. Cette cavité en anneau contient un séparateur de polarisation (SP) et des contrôleurs de polarisation (CP). Dans cette cavité, les fortes intensités qui se propagent induisent un effet Kerr important sur de longueurs assez courtes de la fibre optique. Cet effet cause un changement de l'état de la polarisation dépendant de l'intensité. En effet, ces effets non-linéaires entraînent à l'état de polarisation du sommet de l'impulsion qui est le plus intense une rotation plus importante que l'état de polarisation des ailes de l'impulsion. Si le contrôleur de polarisation est convenablement orienté, le polariseur laissera passer le centre de l'impulsion et bloquera les ailes. Le principe de cette technique de verrouillage de modes est détaillé dans la figure 1.6. Après plusieurs tours dans la cavité, des impulsions ultra-courtes sont générées.

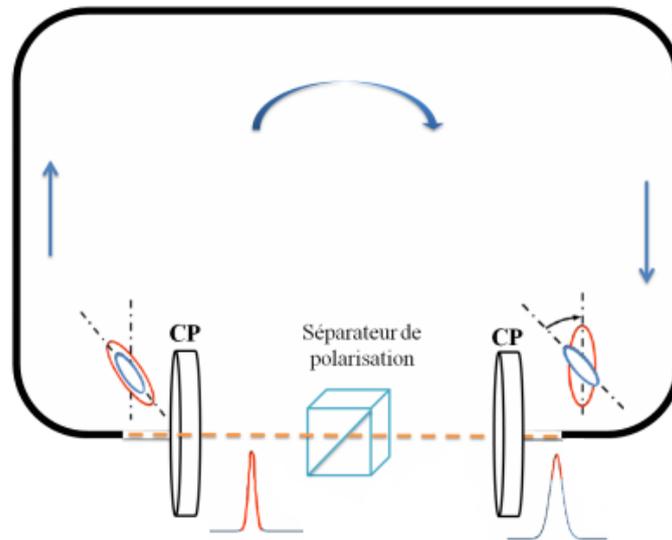


Figure 1.6. Principe de la rotation non-linéaire de la polarisation

3. Miroirs à boucle

Le laser à fibre sous forme de huit utilise d'autres techniques de verrouillage de modes. Comme illustré dans la figure 1.7, ce laser est formé de deux anneaux de fibre couplés. Son nom est tiré de la forme de sa cavité. L'un des deux boucles est un miroir optique non-linéaire (Nonlinear Optical Loop Mirror « NOLM »). Fermann et al. ont inséré une portion de la fibre dopée aux ions de terres rares comme un milieu amplificateur dans la boucle NOLM [21]. Ils ont permis d'avoir une autre technique de verrouillage de modes appelée le miroir à boucle non-linéaire amplificatrice (Nonlinear Amplifying Loop Mirror « NALM »). Dans un laser à fibre en huit, le verrouillage de modes est dû à la transmission des fortes intensités et à la réflexion des faibles intensités par les boucles NALM ou NOLM.

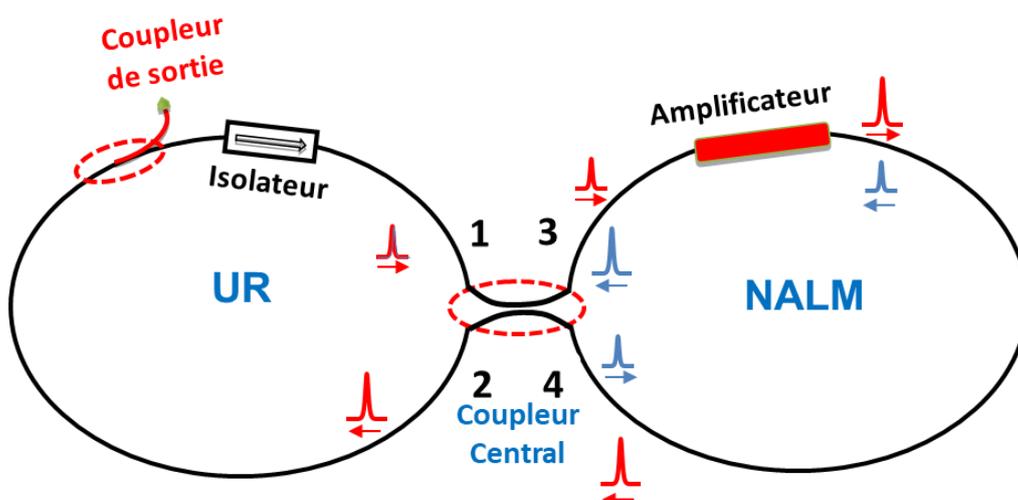


Figure 1.7. Schéma du laser à fibre en huit en configuration NALM

a. Miroir à boucle non-linéaire

La première technique de verrouillage de modes du laser à fibre en huit est le miroir à boucle non-linéaire (NOLM « Nonlinear Optical Loop Mirror »). L'utilisation de cette technique a permis de générer des impulsions de quelques centaines de femto-secondes [83]. Elle exige l'utilisation d'un coupleur central asymétrique afin d'avoir la dissymétrie en intensités entre les deux ondes contra-propagatrices. En effet, l'impulsion incidente est divisée en deux impulsions par un coupleur asymétrique, ayant des intensités différentes, qui se propagent dans deux directions opposées (bleu et rouge comme illustré dans la figure 1.8). Ces impulsions ne subissent pas le même déphasage non-linéaire et elles se recombinent à la sortie du coupleur central.

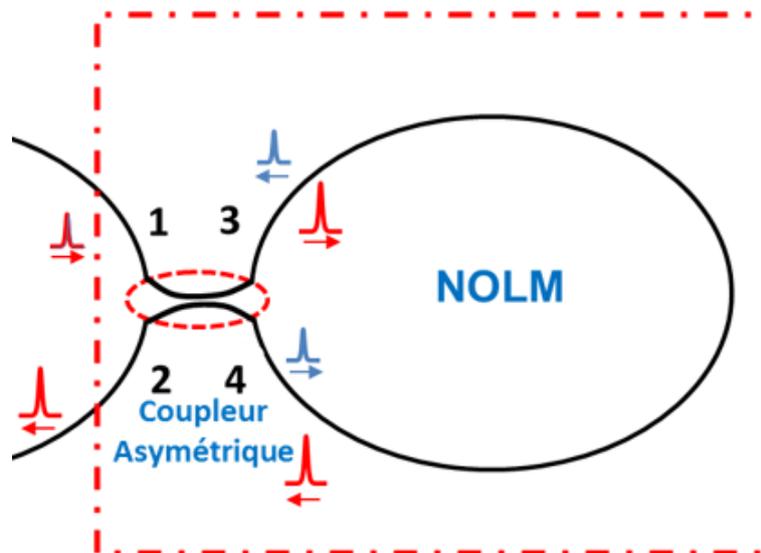


Figure 1.8. Principe de la technique NOLM

b. Miroir à boucle non-linéaire amplificatrice

Le laser en forme de huit peut être aussi verrouillé en phase par la technique du miroir à boucle non-linéaire amplificatrice. Cette technique consiste à additionner un milieu amplificateur dans la boucle NOLM [21]. L'impulsion incidente dans la boucle NALM est divisée en deux impulsions par le coupleur central comme illustré dans la figure 1.9. A l'intérieur de la boucle NALM, les impulsions entrantes subissent des phases non-linéaires différentes à cause de la dissymétrie de l'amplificateur ajouté.

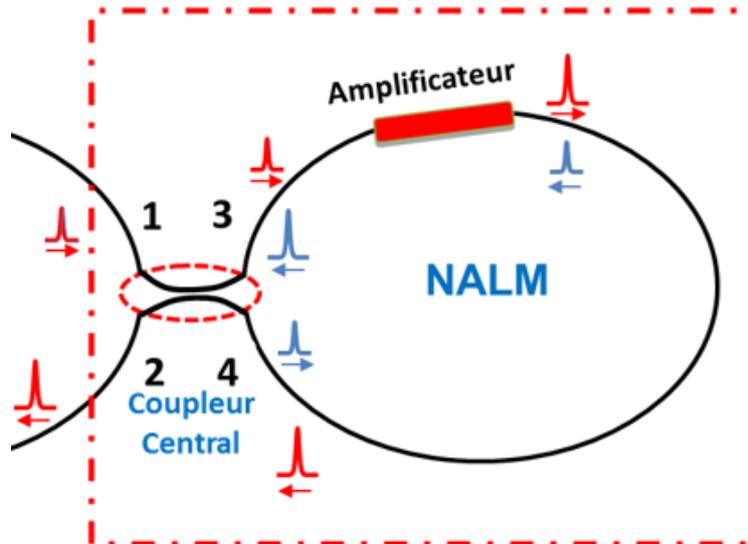


Figure 1.9. Principe de la technique NALM

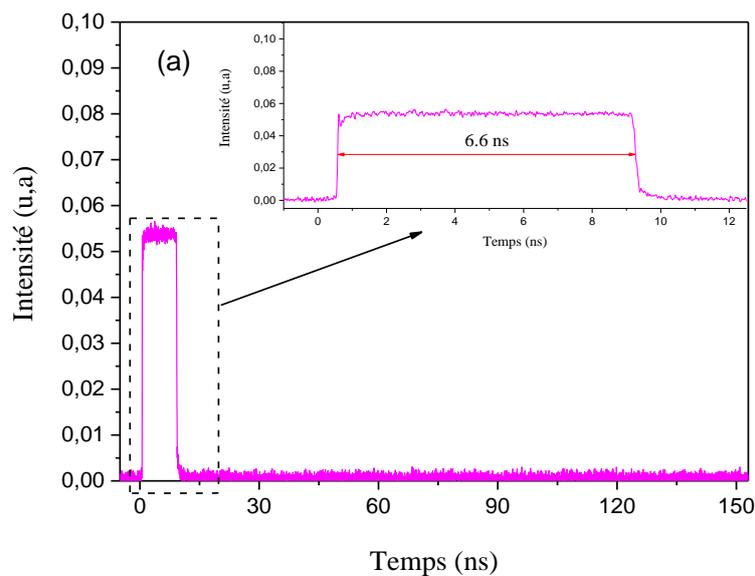
VII. Richesse de la dynamique ultrarapide en cavité laser

Les lasers à fibre verrouillés en phase permettent d'observer différentes dynamiques, riches et complexes. Différents régimes mono impulsions et multi-impulsions ont été étudiés dans une cavité laser. En effet, il a été rapporté expérimentalement et numériquement l'observation de différents dynamiques de solitons [28], [29]. En changeant certains paramètres de la cavité du laser comme l'orientation de contrôleurs de polarisation et la puissance de pompage, les solitons peuvent s'organiser suivant différents états. Des dynamiques analogues aux comportements de l'état de la matière ont été rapportées. Ces différentes dynamiques sont expliquées dans la partie suivante. En régime de verrouillage de modes, différents facteurs interviennent dans la formation des impulsions. Notre équipe a rapporté des dynamiques particulières et complexes de solitons qui occupent une partie ou toute la cavité. Elle a observé le gaz de solitons, le liquide de solitons et le cristal de solitons dans des différentes configurations [32]–[34]. La distribution gaz de solitons est caractérisée par une agitation très importante des solitons qui occupent toute la cavité. Leurs interactions sont faibles à cause de la grande distance entre les solitons. Par conséquent, les solitons sont libres de se déplacer dans toute la cavité et peuvent subir ainsi de nombreuses collisions [32], [34]. En agissant sur les contrôleurs de polarisation, l'état des solitons change du gaz au liquide de solitons. Les impulsions se regroupent dans un seul bloc qui occupe une partie de la cavité. Cette distribution est appelée « liquide de solitons ». Elle est formée d'un ensemble de solitons faiblement liés. Par conséquent, le bloc de solitons change de forme d'un tour à l'autre [33]. Le cristal de solitons sera développé dans la partie suivante. L'équipe de Ph. Grelu ont étudié une autre

dynamique de solitons appelée molécule de solitons. Ce dernier est défini par un nombre de solitons qui est semblable aux caractéristiques d'une molécule matérielle [28], [29]. Un autre régime multi-impulsionnel a été étudié dans les lasers verrouillés en phase. Ce régime multi-impulsionnel est caractérisé par la génération des impulsions uniformément distribuées et équidistantes [25], [35]–[42]. Ce régime est appelé le régime harmonique. En régime solitonique, l'énergie de l'impulsion est limitée à cause de théorème de l'aire de soliton [84]. En effet, pour un fort taux de pompage le régime mono-impulsionnel se transforme en régime multi-impulsionnel. Afin de surmonter ce problème un nouveau concept a été mis en place, il s'agit du régime mono-impulsionnel appelé la résonance du soliton dissipatif (DSR) [44]–[46]. Ce régime est caractérisé par une énergie par impulsion qui augmente avec la puissance de pompage.

1. Cristal de soliton

Le cristal de solitons est caractérisé par le réarrangement de solitons en un seul bloc stable d'un tour à l'autre. Ce bloc d'impulsions, illustré dans la figure 1.10(a), présente plusieurs impulsions ayant presque les mêmes intensités et sont régulièrement espacées. Le spectre optique et la trace d'autocorrélation, présentés par les figures 1.10 (b) et 1.10 (c), permettent de nous informer sur les caractéristiques de ce régime. En effet, le spectre est fortement modulé. L'observation affichée par le moyen d'acquisition de l'autocorrélateur permet aussi de déterminer le nombre total de solitons, contenu dans le bloc.



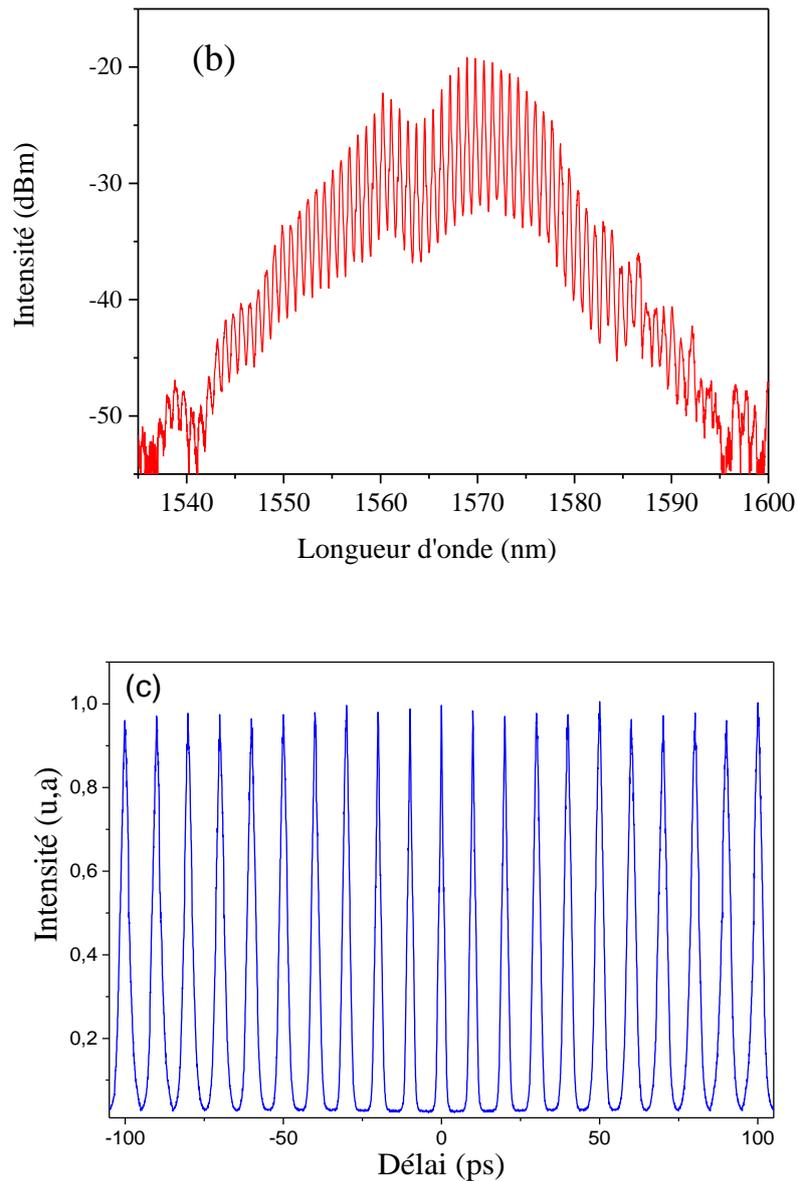


Figure 1.10. (a) Trace temporelle (b) Spectre optique (c) Trace d'autocorrélation d'un cristal de solitons [34]

2. Molécule de solitons

Grelu et ses collaborateurs ont étudié les interactions entre les solitons dissipatifs dans une cavité laser particulièrement la formation des molécules de solitons [28], [29], [85]. Cette dynamique de solitons est formée d'au moins deux solitons. Des études théoriques et expérimentales ont montré que ce paquet de solitons a un comportement d'une molécule matérielle. Ces solitons peuvent manifester des interactions et des mouvements de vibrations sous certaines conditions. La distance entre les solitons formant une molécule augmente avec la puissance de pompage.

En augmentant la puissance de pompage, la molécule peut devenir instable et des vibrations entre les solitons soient observées. Puis, en poursuivant l'augmentation de la puissance de pompage, un soliton additionnel est apparu. En effet, la molécule redevient stable. En changeant les paramètres de la cavité, la taille et le nombre de solitons qui forment la molécule peuvent être modifiés[86]. Nous avons présenté à titre d'exemple l'observation d'une molécule de solitons dans la figure 1.11.

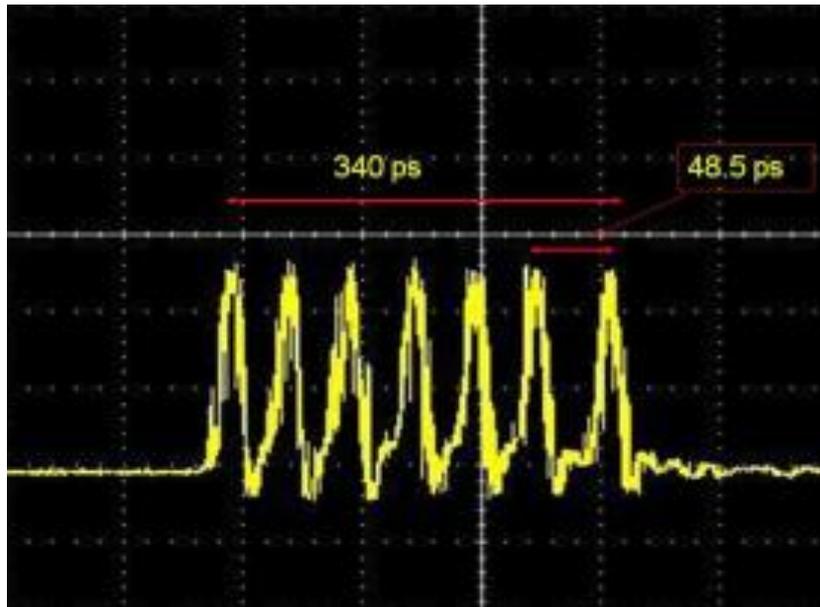
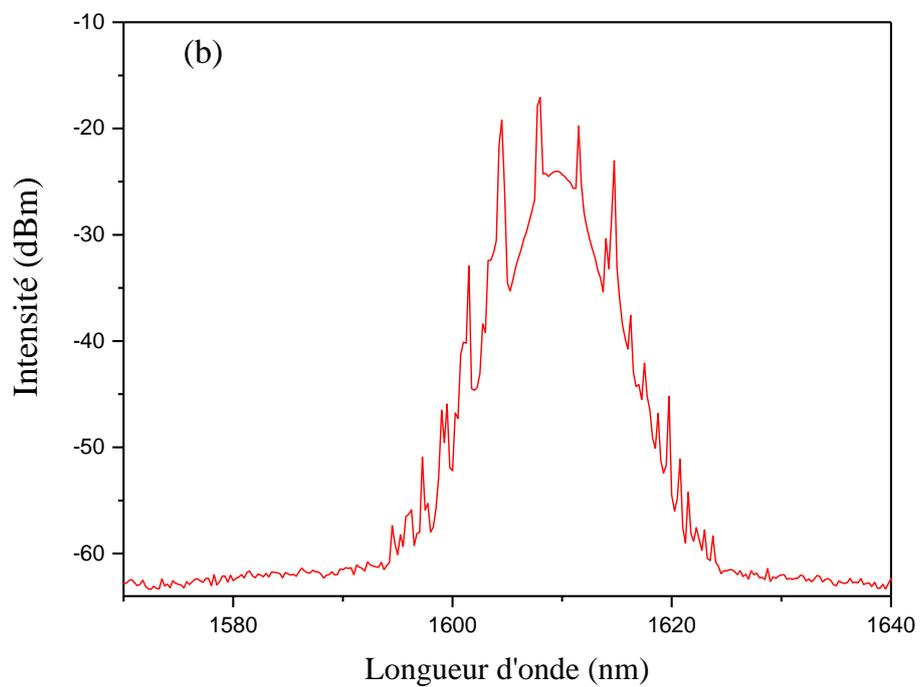
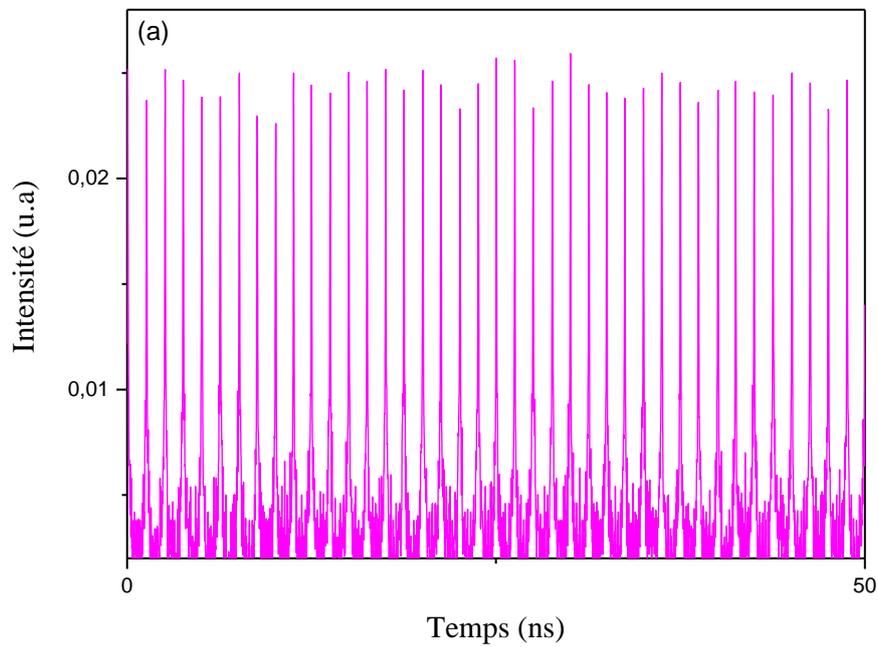


Figure 1.11. Molécule de solitons formée par 7 solitons [71].

3. Régime harmonique

Le régime harmonique est caractérisé par des impulsions sont uniformément distribuées et régulièrement espacées sur toute la largeur de la cavité. La séparation entre les impulsions a un impact considérable sur le comportement des interactions. En effet, Grudinin et al. ont montré que si la séparation entre deux impulsions consécutives est très grande par rapport à la durée d'impulsion, alors les impulsions subissent des interactions à longue portée [38]. La répulsion entre les impulsions mène inévitablement à une situation d'équilibre pour laquelle les impulsions sont uniformément distribuées dans la cavité. Kutz et al ont montré que l'épuisement et le rétablissement du milieu de gain peut agir sur le phénomène d'interaction dans ce régime harmonique [36]. En effet, en passant par un milieu amplificateur, une impulsion en sature le gain, ce qui modifie sa vitesse de groupe. Cet effet sera plus ou moins important selon l'état de saturation du gain au passage de l'impulsion. Ainsi, s'il y a plusieurs impulsions dans la cavité, une impulsion peut, en se propageant, modifier la saturation du gain pour l'impulsion qui la suit. Ceci peut donner lieu à une force effective de répulsion entre les impulsions voisines qui

peuvent se répartir uniformément le long de la cavité. La trace temporelle du régime harmonique est donnée par la figure 1.12(a). Cet état des solitons se traduit par un spectre présenté par la figure 1.12(b). La trace d'autocorrélation est illustrée par la figure 1.12(c).



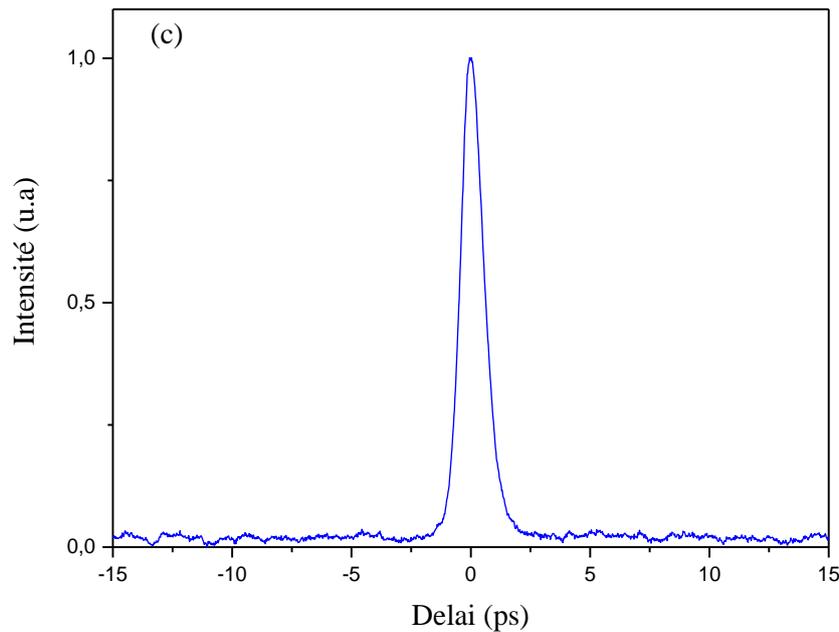


Figure 1.12. (a) Trace temporelle du régime harmonique, (b) Spectre optique du régime harmonique, (c) Trace d'autocorrélation du régime harmonique [34]

4. Régime de résonance du soliton dissipatif

Les lasers à fibre verrouillés en phase ont été largement étudiés pour la génération d'impulsions ultracourtes. Ils ont attiré beaucoup d'intérêt en raison de la variété de leurs applications dans différents domaines. Ces lasers à fibre génèrent des impulsions sous forme d'un soliton. La forme et l'énergie d'un soliton sont conservées lors de sa propagation. Le laser est caractérisé par un flux d'énergie continu ce qui nécessite un équilibre entre le gain et les pertes afin de former un soliton. La dispersion propage l'impulsion dans le domaine temporel, alors que la non-linéarité l'élargit dans le domaine fréquentiel. Pour avoir un état stationnaire dans un laser à fibre, un équilibre entre le gain et les pertes, la dispersion et la non-linéarité est nécessaire. Cette nécessité fait permet de former des solitons dissipatifs dans les lasers à fibre verrouillés en phase. En régime anormale, les solitons ont une énergie de sortie limitée en raison de théorème de l'aire de soliton provoquant la quantification de l'énergie. A cause de la limitation de l'énergie, les impulsions multiples se produisent dans des lasers à fibre verrouillés en phase en augmentant la puissance de pompage [43], [87]. Dans les dernières décennies, différentes distributions des impulsions multiples ont été observées dans des lasers à fibre double gain verrouillés en phase, telles que la distribution en harmonique, pluie de solitons et cristal de solitons, avec différentes techniques de verrouillage de modes [31]–[33], [88]. Cependant, le développement de l'impulsion unique à haute énergie dans le laser à fibre verrouillé en phase a stimulé un grand intérêt dans l'étude de nouvelles technologies du laser.

Afin de répondre à cette technologie, différents systèmes fibrés ont de générer des impulsions à haute énergie [89]–[91]. En effet, le groupe dirigé par F. Wise a mis en œuvre une cavité laser en régime normal qui permet d'augmenter considérablement l'énergie de l'impulsion en produisant une forte dérive de fréquence [91]. Cette étude a permis d'augmenter l'énergie d'impulsion de près de 10 nJ. Il existe aussi différents architectures laser à fibre générant des impulsions à haute énergie [89], [90]. En 2008, un nouveau concept a été mis en place [44], [45]. Il s'agit d'un régime mono-impulsionnel appelé la résonance des solitons dissipatifs (DSR). Cette étude théorique basée sur l'équation de Ginzburg-Landau complexe cubique-quintique a prédit la génération des impulsions énergétiques dans les lasers à fibre verrouillés en phase dans les conditions de la résonance du soliton dissipatif (DSR). Ces impulsions énergétiques ont été obtenues à partir de l'équation de Ginzburg-Landau complexe cubique-quintique suivante en utilisant de paramètres spécifiques :

$$i\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{D}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + |A|^2 A = i\delta A + i\beta\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i\varepsilon|A|^2 A - \nu|A|^4 A + i\mu|A|^4 A, \quad (1.11)$$

où A est l'enveloppe complexe du champ, t est le temps et z la distance de propagation. Le coefficient D indique le type de dispersion. Si $D > 0$, alors la dispersion est anormale et si $D < 0$, alors la dispersion est normale. ν est le terme de saturation de la non linéarité de type Kerr, δ représente le bilan entre le gain et les pertes linéaires, ε représente le gain non linéaire (lorsqu'il est positif), β , μ sont les coefficients de filtrage et de saturation de gain non linéaire. Ce modèle théorique prédit que l'énergie du soliton augmente indéfiniment avec des paramètres spécifiques tout en gardant la puissance crête stable [44], [45], [92]. Cette caractéristique définit le régime de la résonance du soliton dissipatif (DSR). Proche du DSR, les impulsions partagent des caractéristiques communes telles qu'une puissance crête limitée. En raison du phénomène du « clamping » de la puissance crête, l'amplitude de l'impulsion s'étire jusqu'à ce que le gain dans la cavité soit saturé et devient égal aux pertes. Si nous augmentons la puissance de pompage, la puissance crête de l'impulsion sature ce qui entraîne un élargissement de la durée d'impulsion et une augmentation de l'énergie d'impulsion. La génération des impulsions énergétiques a inspiré de nombreux chercheurs, ce qui a conduit à une étude approfondie de la dynamique de la résonance du soliton dissipatif. Différents régimes de dispersion ont été explorés théoriquement pour augmenter l'énergie de l'impulsion [47], [49]. D'autres études théoriques ont confirmé que l'énergie de l'impulsion rectangulaire augmente proportionnellement à la puissance de pompage ce qui permet à la durée de l'impulsion de s'élargir linéairement avec la puissance de la pompe [93], [94]. La vérification expérimentale de la génération des impulsions

rectangulaires verrouillés en phase à haute énergie a été largement étudiée dans différents cavités laser [47]–[50], [52], [55]–[58], [95]–[97]. La génération des impulsions rectangulaires à haute énergie a été démontrée indépendamment du signe de la dispersion ou de la technique de verrouillage de modes.

En 2009, la première observation expérimentale du régime DSR était dans un laser à fibre en anneau à dispersion normale avec une énergie d'impulsion de l'ordre de 281.2 nJ [47]. Récemment, une étude expérimentale a démontré une énergie d'impulsion record égale à 2.27 μJ avec une durée de 190 ns dans une cavité en anneau [48]. Cette expérience illustrée sur la figure 1.13, a été développée par notre équipe de recherche sous la direction de Pr. Sanchez.

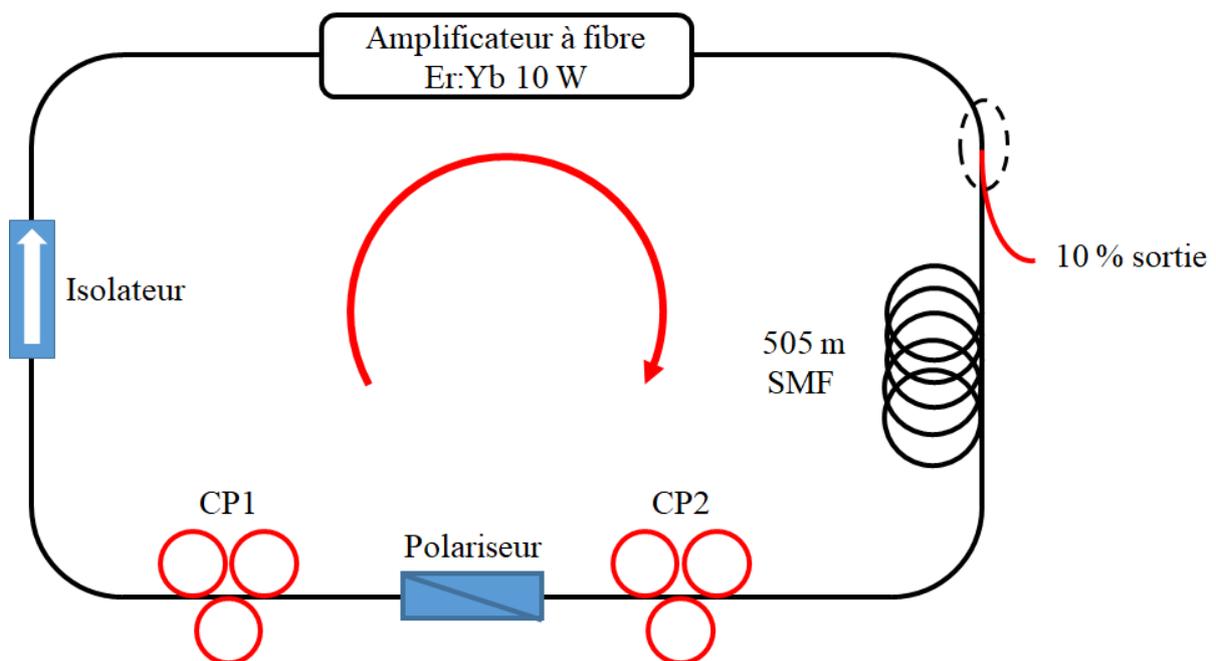


Figure 1.13. Configuration expérimentale de la cavité laser

Le laser est verrouillé en phase avec la rotation non linéaire de la polarisation. En agissant sur les contrôleurs de la polarisation, la cavité peut fonctionner en régime DSR. Comme l'impulsion a une forme carrée, nous vérifions que l'impulsion a bien les caractéristiques du régime DSR. La figure 1.14 montre l'évolution des impulsions en fonction de la puissance de pompage. Leurs formes restent presque constantes tandis que la durée de l'impulsion augmente.

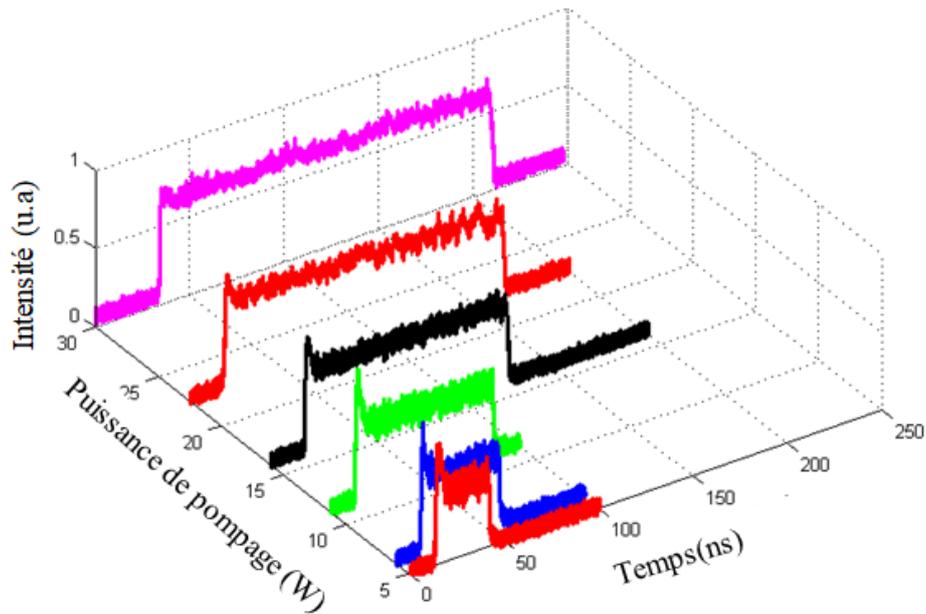


Figure 1.14. Evolution des impulsions carrées par rapport à la puissance de pompage

La figure 1.15 montre le spectre basse fréquence (RF) et la réponse spectrale. Le spectre RF indique un rapport signal sur bruit supérieur à 50 dB. L'encart dans le spectre RF montre une enveloppe qui a la forme d'un sinus cardinal ce qui prouve que le profil temporel est bien un rectangle. Le spectre optique présente deux pics qui sont déjà observés en régime DSR [59].

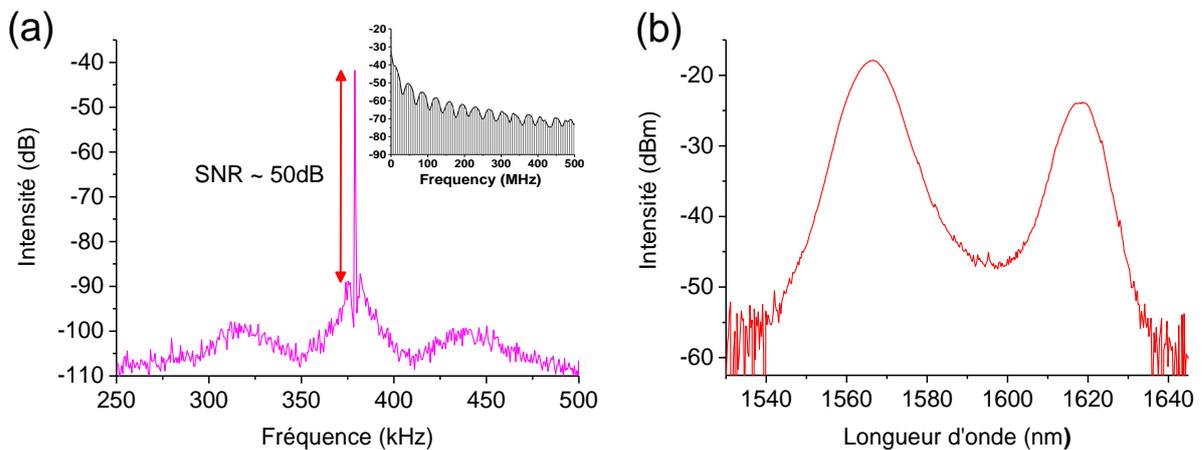


Figure 1.15. (a) Spectre basse fréquence (RF). (b) Spectre optique.

En 1991, la première observation d'impulsions rectangulaires dans un laser à fibre en forme de huit a été rapportée par Richardson et al. [98]. Récemment, un laser à fibre double gain dopée Er:Yb générant le régime DSR a été rapporté dans une configuration en huit produisant une impulsion d'énergie de 2.12 μJ [53]. Un nouveau concept de la génération des impulsions

rectangulaires dans un laser à fibre à double amplificateur a été proposé récemment par Mei et al [57]. Cette configuration permet de contrôler la puissance crête et la durée de l'impulsion rectangulaire. Mei et al ont obtenu des impulsions rectangulaires d'énergie égale à 150 nJ avec une durée de l'ordre de 30 ns. Armas et al. ont étudié l'influence de la dispersion normale sur la génération des impulsions rectangulaires [99], tandis que Krzempek et al. ont exploré, dans une configuration en huit à dispersion anormale, la dépendance des paramètres d'impulsion par rapport à la dispersion de la cavité [54]. Cependant, une étude récente a permis de générer un record d'énergie d'impulsion rectangulaire égale à 10.1 μJ dans un laser à fibre en huit [55]. Récemment, une nouvelle configuration du laser à fibre sous forme de 9 a été proposée [97]. Elle a permis l'obtention, en régime DSR, d'une durée de 455 ns et une énergie de 2.3 μJ .

VIII. Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre l'état de l'art des lasers à fibre verrouillés en phase. En effet, nous avons commencé par le principe du laser à fibre co-dopée Er/Yb. Nous avons présenté les phénomènes intervenant en se propageant dans une fibre optique. Ensuite, nous avons rapporté le principe et les différentes techniques de verrouillage de modes passif. Enfin, nous avons abordé les régimes de fonctionnement du laser. Nous avons identifié, d'une façon phénoménologique, en s'appuyant sur une analogie avec les états de la matière les différents régimes multi-impulsionnels. Le régime mono-impulsionnel « Résonance du soliton dissipatif » est un régime de forme temporelle rectangulaire caractérisé par une haute énergie. Ce type d'impulsions présente beaucoup d'intérêts dans plusieurs applications. C'est pour cette raison que nous nous proposons dans le chapitre suivant d'établir un modèle numérique permettant la modélisation d'une cavité laser à fibre sous forme de huit. Ce modèle numérique valide le comportement de ce nouveau régime. Ainsi, il permet d'étudier l'influence des différents paramètres de la cavité sur les caractéristiques de l'impulsion.

Chapitre 2 : Etude numérique d'un laser à fibre microstructurée sous forme de huit à double amplificateur

I. Introduction

La première section de ce chapitre est consacrée à modéliser la propagation de l'impulsion dans les lasers à fibre. Nous présentons les différentes approches numériques de résolution. Ensuite, nous expliquons notre choix pour l'approche numérique qui est l'utilisation de la méthode de Fourier à pas fractionnaire symétrique de l'équation non linéaire de Schrödinger modifiée. La technologie de nouvelles générations de la fibre optique est présentée par la suite. En particulier, nous mettrons l'accent sur la fibre microstructurée qui offre plusieurs intérêts grâce à de ses propriétés intrinsèques. Nous présentons un mécanisme de génération d'impulsions rectangulaires dans un laser à fibre microstructurée sous forme de huit à double amplificateur basé sur la technique du verrouillage de modes NALM (boucle non linéaire amplificatrice). Nous allons montrer qu'il est possible de contrôler, par les amplificateurs, la puissance crête et la largeur temporelle des impulsions rectangulaires. Afin d'identifier l'influence des propriétés de la fibre microstructurée sur le régime généré, nous allons ajouter de la fibre microstructurée jusqu'à une longueur de 200 m. Cette dernière valeur constitue la limite où au-delà le régime n'est plus stable. Enfin, nous mettons en évidence le rôle de l'effet non-linéaire sur l'impulsion rectangulaire résultant de la fibre microstructurée.

II. Modélisation du laser à fibre

Différentes approches théoriques permettent de modéliser le verrouillage de modes dans les lasers à fibre dopée aux terres rares. Ces modèles ont été développés pour décrire les différents phénomènes intervenant lors de la propagation de l'impulsion dans la cavité. Ils incluent la dispersion de la vitesse de groupe, la non linéarité, le milieu de gain et les pertes. Ces équations permettent d'étudier les régimes de fonctionnements des lasers à fibre verrouillés en phase en régime de dispersion normale et anormale. Parmi les modèles les plus utilisés il y a l'équation maîtresse de Hauss, l'équation de Ginzburg Landau cubique-quintique et l'équation de Schrödinger non linéaire modifiée. Le choix d'un tel modèle doit tenir compte de l'architecture du laser à modéliser et du temps de calcul.

1. Equation maîtresse de Hauss

Pour décrire analytiquement les lasers à fibre à verrouillage de modes, nous trouvons diverses approches proposées par Kuizenga et Siegman [100], [101]. En 1975, Hauss a développé la première étude analytique pour décrire les mécanismes essentiels régissant les caractéristiques d'une impulsion issue d'une cavité laser à fibre verrouillée en phase par un absorbant saturable [102], [103]. L'équation maîtresse proposée par Haus permet de modéliser l'influence des

différents effets qui interviennent dans la dynamique du laser à verrouillage de modes. Ces derniers sont à savoir, le gain du milieu amplificateur, les pertes, la dispersion et les effets non linéaires. En considérant tous ces effets se compensent, l'équation maîtresse de Hauss s'écrit sous cette forme :

$$[g-l-i\psi] U + \left[\frac{g}{\Omega_g^2} + iD \right] \frac{d^2 U}{dt^2} + (\gamma - i\delta) |U|^2 U = 0, \quad (2.1)$$

où g et l sont le gain et les pertes, ψ est le déphasage linéaire sur un tour, Ω_g est la largeur spectrale du gain, D est le paramètre de dispersion, $\gamma|U|^2$ correspond à la modulation d'amplitude et $\delta|U|^2$ représente l'auto-modulation de phase.

2. Equation de Ginzburg Landau complexe cubique quintique

Cette équation est proposée par les physiciens Ginzburg et Landau [104]. Elle permet d'étudier la dynamique des solitons et d'autres comportements observés dans les lasers à fibre verrouillés en phase. Elle présente un modèle analytique avec des paramètres spécifiques afin de décrire les différents régimes générés dans les lasers [105], [106]. L'équation de Ginzburg Landau complexe cubique quintique (GLCQ) a la forme suivante :

$$U_z - i\frac{D}{2} U_{tt} - i|U|^2 U - i\nu|U|^4 U = \delta U + \beta U_{tt} + \varepsilon|U|^2 U + \mu|U|^4 U, \quad (2.2)$$

où U est l'enveloppe complexe du champ, ν le terme de saturation de la non linéarité de type Kerr, δ représente le bilan entre le gain et les pertes linéaires, ε représente le gain non linéaire (lorsqu'il est positif), β , μ sont les coefficients de filtrage et de saturation de gain non linéaire (si négatif). $D=\pm 1$ représente le coefficient de dispersion qui est positif pour un laser fonctionnant en régime de dispersion anormale, et est négatif dans le cas où le régime est normal. Dans cette équation, les termes à gauche représentent les termes conservatifs, alors que les termes à droite regroupent les termes dissipatifs.

3. Equation de Schrödinger non linéaire

L'équation de Schrödinger non linéaire (ESNL) modélise les phénomènes intervenant lors de la propagation de l'impulsion dans une fibre optique. Elle tient compte des effets non linéaires et dispersifs. Cette célèbre équation différentielle partielle est proposée par le physicien autrichien Erwin Schrödinger. Le modèle simplifié de l'ESNL sans tenir compte de l'atténuation linéaire s'exprime sous la forme suivante [71] :

$$\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = i\gamma|U|^2 U, \quad (2.3)$$

Chapitre 2. Etude numérique d'un laser à fibre microstructurée sous forme de huit à double amplificateur

où U est l'enveloppe complexe de l'impulsion, z est la distance de propagation, t est le temps, β_2 est le coefficient de dispersion et γ est le coefficient non linéaire de la fibre optique, il est donné par l'expression suivante :

$$\gamma = \frac{\omega_0 n_2}{c A_{\text{eff}}} = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{\text{eff}}}, \quad (2.4)$$

où A_{eff} est l'aire effective du mode optique, c est la vitesse de la lumière, n_2 est l'indice de réfraction et λ est la longueur d'onde.

Le milieu de propagation de l'impulsion est caractérisé par deux coefficients :

$$L_d = \frac{\tau}{|\beta_2|}, \quad (2.5)$$

$$L_{nl} = \frac{1}{\gamma P_0}, \quad (2.6)$$

Ils représentent respectivement les distances de propagation de l'impulsion où les effets dispersifs et non linéaires ne sont plus négligeables. Ainsi, deux situations peuvent être considérées :

- ❖ Si $L_{nl} \gg L_d$, alors le système est purement dispersif et l'équation de Schrödinger devient :

$$\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = 0, \quad (2.7)$$

- ❖ Si $L_d \gg L_{nl}$, alors le système est purement non linéaire et l'équation de Schrödinger devient :

$$\frac{\partial U}{\partial z} = i\gamma |U|^2 U, \quad (2.8)$$

Ce modèle a été modifié pour tenir compte de certains effets dissipatifs et prendre en considération la saturation du gain [107], [108]. Ce qui a donné une forme modifiée de l'équation NLSE :

$$\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{j}{2} \left(j \frac{g}{\omega_g^2} + \beta_2 \right) \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - 0.5 (g - \alpha) U = j\gamma |U|^2 U, \quad (2.9)$$

Les paramètres U , z , τ , β_2 et γ sont définis de la même manière que dans l'équation (2.3). α représente le coefficient de pertes de la fibre optique, ω_g est la largeur de la bande du gain et g est le gain de la fibre. L'expression suivante décrit le gain g :

$$g = \frac{g_0}{1 + \frac{E_p}{E_{sat}}}, \quad (2.10)$$

avec g_0 le gain petit signal de la fibre dopée, E_{sat} est l'énergie de saturation et E_p est l'énergie de l'impulsion, elle est donnée par :

$$E_p = \int_{-\frac{T_R}{2}}^{\frac{T_R}{2}} |U|^2 dt, \quad (2.11)$$

avec T_R le temps mis par une impulsion pour faire un tour dans la cavité.

III. Approches numériques de résolution

1. Méthode des différences finies

La méthode des différences finies aide à trouver les solutions approchées dans les équations aux dérivées partielles. Elle consiste à discrétiser le domaine de définition de la solution en effectuant un maillage de la forme $F = F_{i,j}$. Ainsi, les équations de propagation non linéaire peuvent prendre la forme suivante.

$$\frac{dF}{dz} = \varphi(z), \quad (2.12)$$

où $\varphi(z)$ est calculé à partir de $\frac{d^2F}{dz^2}$ avec une bonne précision en utilisant par exemple la formule des différences finies à 5 points :

$$\frac{d^2F_{i,j}}{dz^2} = \frac{-F_{i+2,j} + 16F_{i+1,j} - 30F_{i,j} + 16F_{i-1,j} - F_{i-2,j}}{12\delta T^2}, \quad (2.13)$$

où δT est le pas d'échantillonnage temporel du réseau bidimensionnel. Les quatre premiers points peuvent être calculés avec une formule de différences finies à 3 points.

La solution $F(T, z)$ peut être déterminée à partir d'une condition initiale $F(T, 0)$ en utilisant un schéma numérique explicite $F_{i,j} = \varphi(F_{i,j-1})$ ou implicite $F_{i,j} = \varphi(F_{i,j}, F_{i,j-1})$ selon le temps de calcul disponible et la précision voulue.

2. Méthode de Runge Kutta

La méthode de Runge Kutta (RK) est démontrée par les mathématiciens Carl Runge et Martin Wilhelm Kutta en 1901. Elle est l'une des méthodes d'analyse numérique la plus répandue. Elle est directement dérivée de la méthode d'Euler. Elle est basée sur des itérations. Le problème de la méthode d'Euler est que le processus de calcul est très lourd. La méthode de Runge Kutta peut être développée selon différents ordres en fonction de la nature de l'équation différentielle.

Chapitre 2. Etude numérique d'un laser à fibre microstructurée sous forme de huit à double amplificateur

Les méthodes RK1 et RK2 sont équivalentes à la méthode d'Euler. Cependant, une des plus utilisées est la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 surtout dans l'optique non linéaire. Pour un problème de type : $y' = f(t,y)$, $y(t_0) = y_0$, elle peut être donnée par la forme suivante :

$$y_{n+1} = y_n + \frac{h}{6} * (k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4), \quad (2.14)$$

Avec :

$$k_1 = f(t_n, y_n), \quad (2.15)$$

$$k_2 = f\left(t_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{h}{6}k_1\right), \quad (2.16)$$

$$k_3 = f\left(t_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{h}{6}k_2\right), \quad (2.17)$$

$$k_4 = f(t_n + h, y_n + hk_3). \quad (2.18)$$

Le principe de cette méthode est que la valeur (y_{n+1}) est estimée à partir de la somme de la valeur (y_n) et du produit de la taille de l'intervalle (h) par la pente estimée. Cette dernière est obtenue par une moyenne pondérée de pentes k_1 , k_2 , k_3 et k_4 . La méthode RK4 exige donc 4 évaluations, ce qui complique son implémentation.

3. Méthode de Fourier à pas fractionnaire symétrique

Cette dernière est connue principalement par le nom SSSFM (symmetrized split-step Fourier method). Elle est la technique de choix pour résoudre l'équation de Schrödinger non linéaire en raison de sa facilité de résolution. En pratique, le SSSFM fonctionne extrêmement bien et produit des résultats qui sont en excellent accord avec les expériences. Elle s'appuie sur la propagation dans chaque segment de la fibre optique qui est divisée en trois étapes : deux linéaires et une non linéaire. L'étape non linéaire est insérée entre les deux étapes linéaires. Cette méthode consiste à transformer l'équation de Schrödinger non linéaire modifiée (2.9) comme la somme des opérations linéaires et non linéaires :

$$\frac{\partial U}{\partial z} = (\widehat{D} + \widehat{N}) U, \quad (2.19)$$

où \widehat{D} est l'opérateur linéaire, défini par :

$$\widehat{D} = -\frac{j}{2} \left(j \frac{g}{w_g^2} + \beta_2 \right) \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} - \frac{\alpha}{2}, \quad (2.20)$$

Et \widehat{N} est l'opérateur non linéaire, défini par :

$$\hat{N} = j\gamma|U|^2 + \frac{g}{2}, \quad (2.21)$$

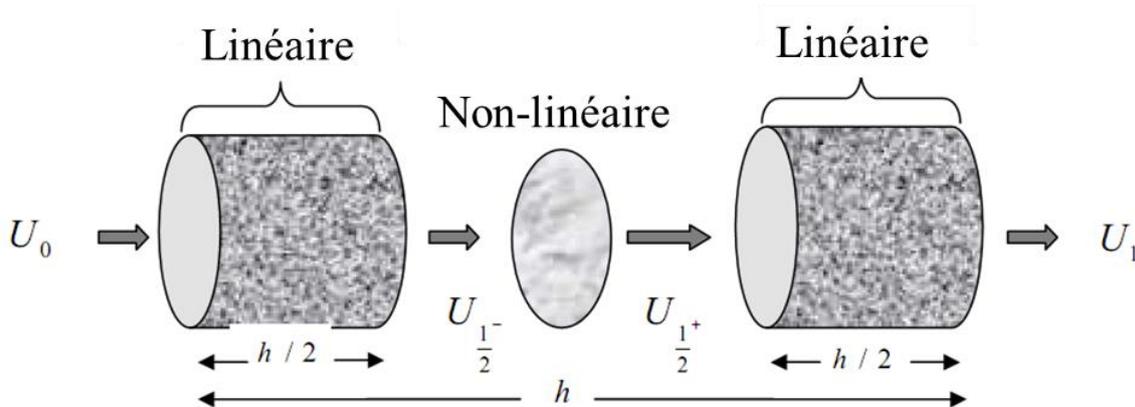


Figure 2.1. Principe de la méthode SSSF [107]

Comme le montre la figure 2.1, l'effet Kerr et l'effet de la dispersion ne s'appliquent pas simultanément, mais l'un après l'autre. Pour notre modèle numérique, nous avons choisi la méthode SSSF à cause de sa rapidité d'exécution et son faible taux d'erreur par rapport à la méthode Runge Kutta [109], [110].

IV. Nouvelles technologies de fibres optiques

1. Fibre à double gaine

Les fibres à double gaine (DCF) présentent une avancée importante dans le domaine de la fibre optique active, en particulier pour les lasers à fibre et les amplificateurs à haute puissance. Un laser à fibre ou un amplificateur basé sur une fibre monomode dopée ordinaire peut générer une sortie à diffraction limitée. D'un autre côté, l'utilisation de fibres multimodales entraîne généralement une mauvaise qualité de faisceau. Cependant, une qualité de faisceau élevée est hautement souhaitable pour de nombreuses applications.

La fibre optique double gaine, illustrée par la figure 2.2 est constituée d'un cœur monomode enveloppé d'une première gaine de diamètre de quelques centaines de microns et d'une deuxième gaine protectrice.

Les amplificateurs à fibres double gaine ont été utilisés pour différents applications car ils ont un facteur de gain plus élevé que d'autres fibres optiques [111]. Le milieu amplificateur du laser à fibre est constitué d'une fibre dopée aux ions de terres rares. Une fois que la pompe est injectée dans la première gaine, elle est absorbée graduellement durant sa propagation par les ions de terres rares se trouvant dans le cœur de la fibre. L'absorption de la pompe par le cœur dépend fortement de la géométrie de la gaine interne.

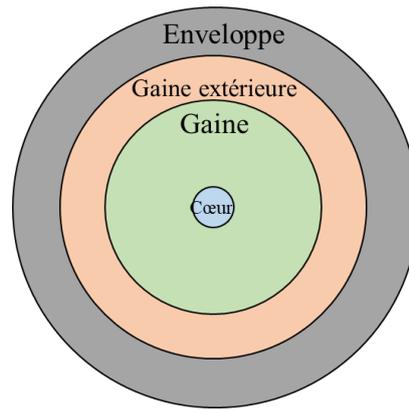


Figure 2.2. Structure d'une fibre double gaine

2. Fibre microstructurée

Les fibres microstructurées sont des structures de fibres plus complexes, qui permettent d'accroître encore le diamètre du guide monomode. Ces fibres dites microstructurées ne sont pas purement monomode, elles induisent d'importantes pertes sur les modes d'ordres supérieurs et privilégient la propagation du mode fondamental. Les fibres microstructurées air-silice, dites aussi fibres à cristaux photoniques (Photonic Cristal Fiber PCF) ou bien fibres à trous (Holey Fiber HF) sont des guides de lumière originaux et performants qui sont apparus au milieu des années 1990. L'idée de concevoir ces fibres provient du professeur P.St.J.Russel de l'université de Bath [112]. En fait, ce sont des fibres constituées d'un ou de plusieurs cœurs de silice pur entourés d'une succession périodique de trous d'air microniques courant dans toute la longueur de la fibre. Une section de la fibre microstructurée est présentée dans la figure 2.3. Plusieurs paramètres opto-géométriques ajustent les propriétés optiques de ces fibres. Ils sont le pas ou pitch noté Λ (la distance entre le centre de deux trous adjacents) et le diamètre des trous noté d . Le rapport d/Λ indique la proportion d'air présente dans la fibre. Elles offrent des propriétés photoniques remarquables telles que des propriétés dispersives qui sont novatrices dans le domaine des fibres optiques monomodes, un confinement de la lumière et des effets non linéaires faibles (dans les fibres à cœur creux) ou bien géants (dans les fibres très confinées).

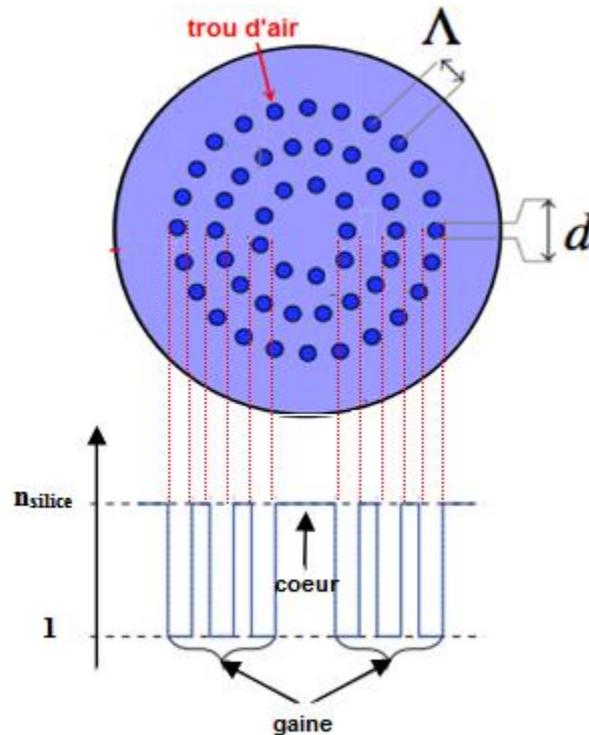


Figure 2.3. Section transversale d'une fibre microstructurée

La structure extérieure de ces fibres se compose d'une gaine d'air qui assure le guidage de la pompe hautement multimode, autorisant l'utilisation de diode laser de pompe de très haute puissance jusqu'au kW. Leurs structures complexes sont idéales pour l'amplification d'impulsions ultra-courtes à forte puissance moyenne. Les fibres microstructurées se distinguent par le principe de guidage de la lumière en deux familles. La première concerne les fibres microstructurées à cœur plein dont le guidage est fait par une réflexion totale interne alors que la deuxième famille regroupe les fibres microstructurées à cœur creux guidant par bandes interdites photoniques.

V. Etude des impulsions rectangulaires « Dissipative Soliton Résonance: DSR »

Comme présenté dans le paragraphe précédent, le développement de fibres microstructurées représente une grande importance dans la technologie des fibres optiques, en particulier dans le domaine des lasers à fibre. Ils se distinguent par rapport aux autres fibres optiques car elles permettent de diminuer ou d'augmenter l'effet non-linéaire dans la cavité. Différentes recherches ont étudié un nouveau régime dans un laser à fibre hautement non-linéaire [50], [56]. Ce régime est caractérisé par la génération d'impulsions rectangulaires de forte énergie en augmentant la puissance de pompage. La génération d'impulsions rectangulaires à haute énergie est réalisée dans de différentes architectures de lasers à fibre fortement non-linéaire

(HNLF « high nonlinear fiber »): laser à fibre en anneau et laser à fibre sous forme de huit. En 2012, Zhang et al. ont étudié la génération du régime DSR dans une cavité laser en anneau [50]. Cette étude expérimentale a permis de générer des impulsions rectangulaires d'une durée de l'ordre 1716 ns en utilisant la fibre HNLF. Récemment, une autre étude expérimentale a confirmé la génération des impulsions rectangulaires avec une durée de 363 ns dans un laser à fibre HNLF sous forme de huit [56]. Ces travaux ont souligné que l'effet non-linéaire induit par la fibre HNLF joue un rôle important dans la plage de variation de la durée des impulsions rectangulaires. Dans cette partie, nous allons réaliser une étude théorique dans une nouvelle configuration laser afin de confirmer ces résultats expérimentaux. Notre cavité laser à double amplificateurs est proposé par Mei et al [57]. Nous allons étudier la génération des impulsions rectangulaires ainsi l'impact de l'effet non-linéaire sur les caractéristiques du régime.

1. Dispositif du laser étudié

Nous nous intéressons dans cette partie à modéliser le fonctionnement d'un laser à fibre à double amplificateur basé sur une fibre microstructurée. Cette étude théorique particulière montre les apports significatifs des propriétés de la fibre microstructurée sur la dynamique du régime généré. La cavité mise en jeu est schématisée par la figure 2.4. Elle est constituée d'une boucle non linéaire amplificatrice (NALM) et d'une cavité amplificatrice unidirectionnelle (UAL). La boucle non linéaire amplificatrice est constituée d'une fibre dopée à l'erbium (EDFA₁), une fibre microstructurée (MOF) et deux fibres standards (SMF). La cavité amplificatrice unidirectionnelle est constituée d'une fibre dopée à l'erbium (EDFA₂), d'une fibre à dispersion décalée (DSF) et un isolateur pour assurer l'unidirectionnalité de la boucle. La NALM et la UAL sont connectées par un coupleur central. Le choix du coefficient du coupleur de sortie et central est très important puisqu'il permet d'agir sur le comportement du régime généré. Par conséquent, nous avons essayé plusieurs valeurs du taux de couplage afin d'avoir un régime de résonance du soliton dissipatif (DSR). Ce régime stable est obtenu avec un coupleur central dissymétrique (90/10). Pour le couplage de sortie, nous avons utilisé un coupleur 20/80 qui permet d'extraire 80% du signal et de réinjecter 20 % dans la cavité. La cavité opère en régime de dispersion normale avec β_2L variable selon la longueur de la fibre microstructurée.

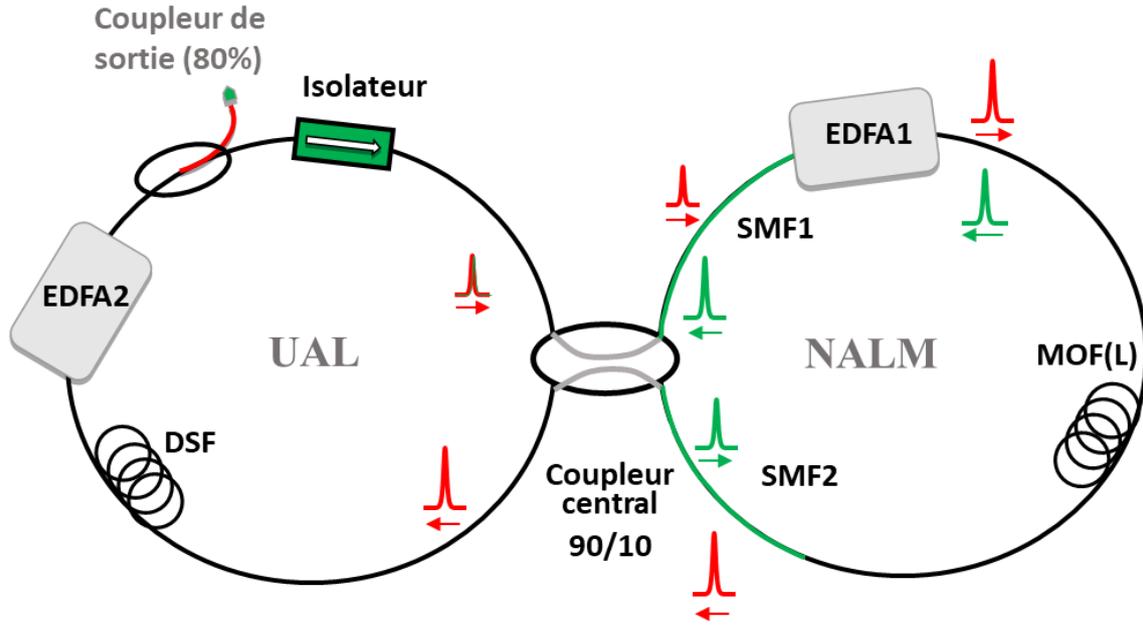


Figure 2.4. Schéma du laser à fibre MOF sous forme de huit

2. Modèle numérique du laser

Nous étudions la dynamique des impulsions dans un laser à fibre MOF sous forme de huit à l'aide de simulations numériques. La cavité est modélisée comme une séquence de différents éléments ayant des caractéristiques spécifiques. Nous traitons chaque élément séparément. La solution obtenue après propagation dans l'élément considéré est prise comme la condition initiale pour le suivant. Afin de simplifier ce modèle, nous supposons dans notre approche que tous les champs sont polarisés linéairement et que les fibres ne modifient pas la polarisation des ondes en se propageant. Les fibres présentent un coefficient non linéaire, une dispersion de vitesse de groupe (GVD), de pertes, et aussi un gain pour l'EDFA. Nous pouvons utiliser un modèle scalaire pour la propagation du champ. L'évolution de l'enveloppe complexe du champ électrique est décrite par l'équation de Schrödinger non linéaire modifiée (NLSM) rapportée dans l'équation (2.9).

Les deux amplificateurs EDFA₁ ou EDFA₂ sont constitués d'une fibre dopée à l'erbium. Cette fibre amplifie le signal lumineux dans une fenêtre optique autour de 1.55 μm . Ce milieu à gain est modélisé par l'équation (2.10) mentionnée dans le paragraphe II.3. L'énergie de l'impulsion en pJ est obtenue à partir de l'équation (2.11) également exprimée dans le paragraphe II.3.

La largeur de la bande du gain de la fibre dopée erbium est fixée à $\omega_g = 15.7 \text{ ps}^{-1}$, avec $\omega_g = 2\pi\Delta\nu$, $\Delta\nu = \frac{c \Delta\lambda}{n\lambda^2}$ et $\Delta\lambda = 29 \text{ nm}$ (valeur utilisée dans la simulation).

Chapitre 2. Etude numérique d'un laser à fibre microstructurée sous forme de huit à double amplificateur

Nous avons utilisé la méthode de Fourier à pas divisé symétrique (Symmetrized Split Step Fourier Method : SSSFM) pour résoudre l'équation (NLSM) modélisant la propagation de l'impulsion dans les différentes fibres [107]. La résolution de l'équation (NLSM) par la méthode SSSFM est développée en Matlab. Dans notre simulation numérique, la largeur à mi-hauteur de l'impulsion initiale (FWHM) et la puissance de crête sont respectivement $T_0=3$ ps et $P_0=1$ W. Nous examinons la sortie après quelques centaines de tours dans la cavité, le code converge vers un état stationnaire. Nous considérons un état stationnaire lorsque la puissance de sortie du laser est stable et le profil temporel du champ de sortie de la cavité ne se modifie pas. Après un tour de la cavité laser, l'impulsion résultante est utilisée comme une nouvelle entrée pour le prochain tour et ainsi de suite.

Le tableau 2.1 récapitule les différents paramètres utilisés tout au long de la simulation. Ce tableau définit les valeurs de la longueur de chaque fibre, le coefficient de l'atténuation α , le coefficient non linéaire associé à l'effet Kerr γ et le coefficient de la dispersion de vitesse de groupe β_2 .

Tableau 2.1. Paramètres de la simulation

Propriété	SMF _{1,2}	EDFA	MOF	DSF
L(m)	2	8	Variable(L)	3
α (dB/km)	0.2	0.5	0.2	0.5
γ (W ⁻¹ km ⁻¹)	1.2	2.3	10.5	1.2
β_2 (ps ² /km)	-21.6	6.3	25.6	12.7

VI. Contrôle de caractéristiques des impulsions rectangulaires

1. Comportement du régime DSR

Les simulations numériques ont montré que notre cavité laser peut délivrer des impulsions rectangulaires. Ainsi, pour des paramètres bien choisis, le laser peut évoluer d'une forme d'impulsion en sécante hyperbolique jusqu'à une forme d'impulsion en rectangle. Le profil d'impulsion est progressivement formé pour être proche d'une forme d'onde rectangulaire en fonction du nombre de tours. La génération des impulsions rectangulaires est possible après une centaine de tours.

Pour un gain de 1 m^{-1} de l'amplificateur EDFA₁ (g_{01}) et 1 m^{-1} de l'amplificateur EDFA₂ (g_{02}), des impulsions rectangulaires peuvent être obtenues. Au-dessous de ces valeurs de gain g_{01} et

Chapitre 2. Etude numérique d'un laser à fibre microstructurée sous forme de huit à double amplificateur

g_{02} , nous n'avons pas observé des impulsions rectangulaires. Avec une valeur de gain g_{01} égale à 3 m^{-1} et une valeur de gain g_{02} égale à 3 m^{-1} , la distribution rectangulaire établie reste stable. Au-dessus de ces deux valeurs de gain, l'impulsion DSR n'est plus stable.

La figure 2.5 donne l'évolution temporelle de l'impulsion en fonction du nombre de tours de la cavité. Elle met en évidence la formation spontanée d'une impulsion stable, rectangulaire et unique. Cette impulsion peut évoluer sans éclatement (Wave Breaking), ce qui permet d'avoir un régime mono-impulsionnel. L'état stationnaire est établi après un nombre réduit de tours (100 tours) dans la cavité et il reste stable sur tous les autres tours. La figure 2.6 montre la trace temporelle d'une impulsion rectangulaire générée par notre cavité pour un gain petit signal $g_{01} = g_{02} = 3 \text{ m}^{-1}$. Elle a une largeur à mi-hauteur de l'ordre de 600 ps avec une énergie d'impulsion de 6 nJ. Cette impulsion est obtenue avec une longueur de la fibre microstructurée de 60 m.

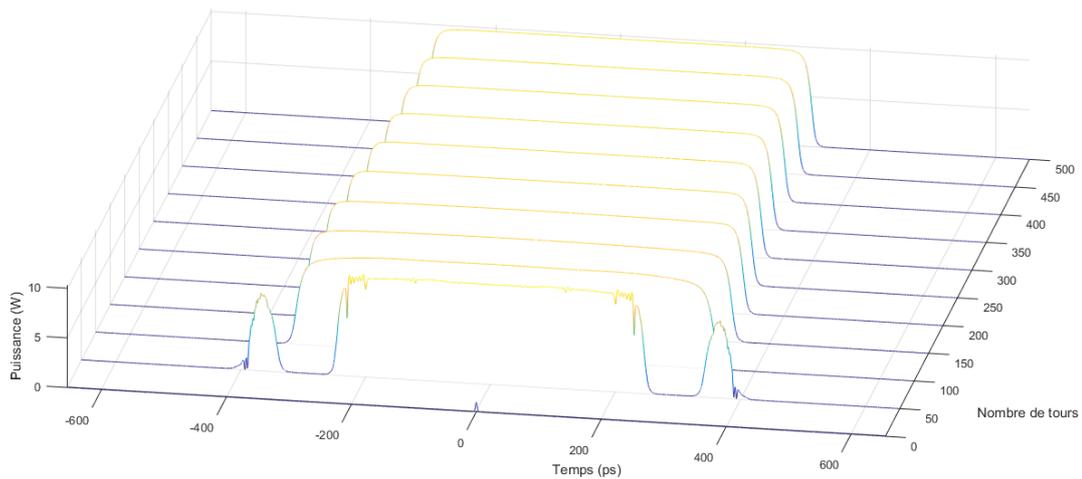


Figure 2.5. Evolution d'impulsions rectangulaires pour $L_{totale} = 83 \text{ m}$

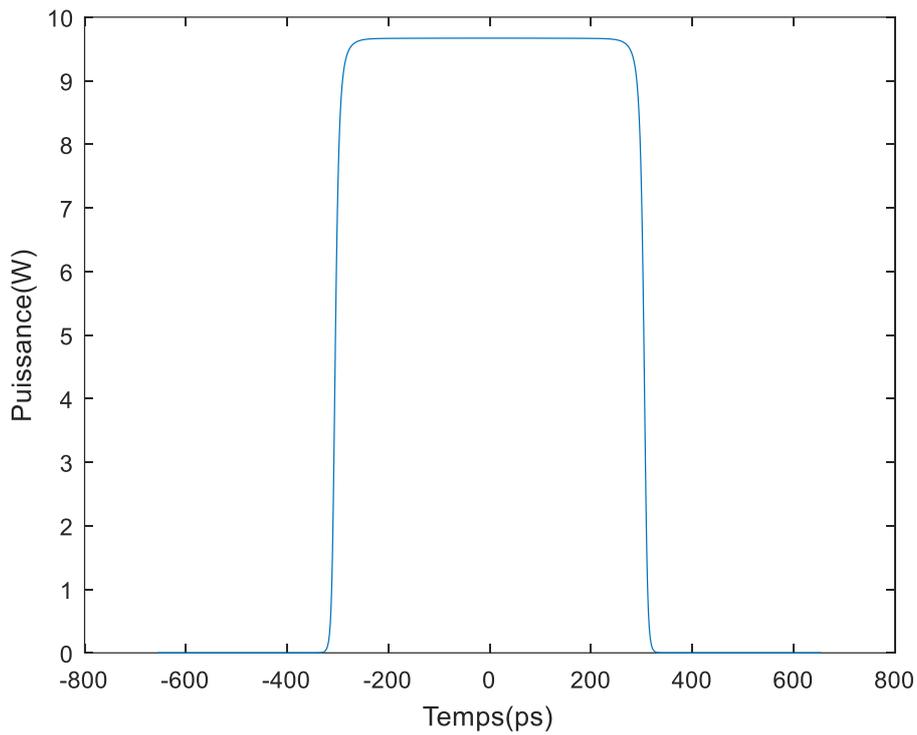


Figure 2.6. Profil temporel du signal de sortie correspondant à $L_{\text{totale}} = 83$ m pour $g_{01} = 3 \text{ m}^{-1}$ et $g_{02} = 3 \text{ m}^{-1}$

La réponse spectrale de notre régime DSR est illustrée par la figure 2.7. Le spectre est centré à 1550 nm.

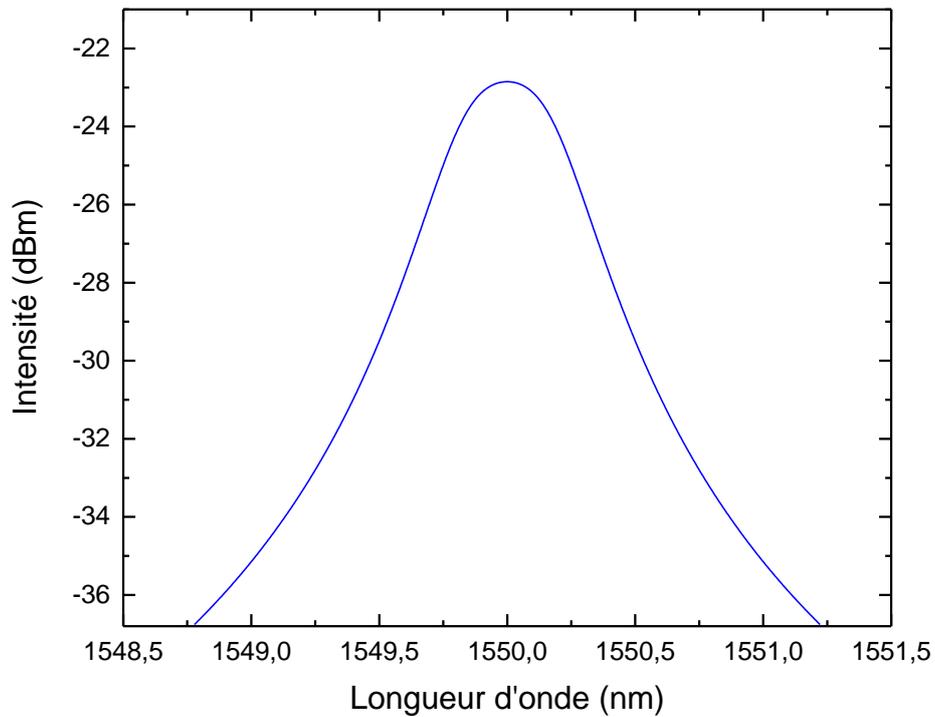


Figure 2.7. Spectre optique de l'impulsion rectangulaire pour $g_{01} = 3 \text{ m}^{-1}$ et $g_{02} = 3 \text{ m}^{-1}$

Chapitre 2. Etude numérique d'un laser à fibre microstructurée sous forme de huit à double amplificateur

La particularité des impulsions rectangulaires générées est que leur énergie et durée augmente proportionnellement avec le gain. La puissance crête de l'impulsion rectangulaire augmente proportionnellement avec le gain petit signal de l'amplificateur de la boucle UAL.

En effet, en fixant le gain d'EDFA₁ à 3 m^{-1} et en augmentant le gain d'EDFA₂, la puissance crête croît progressivement. Elle augmente de 23 W pour $g_{02}=1 \text{ m}^{-1}$ jusqu'à 28 W pour $g_{02}=3 \text{ m}^{-1}$ tout en gardant une durée d'impulsion fixe à 200 ps . Cette évolution est présentée dans la figure 2.7.

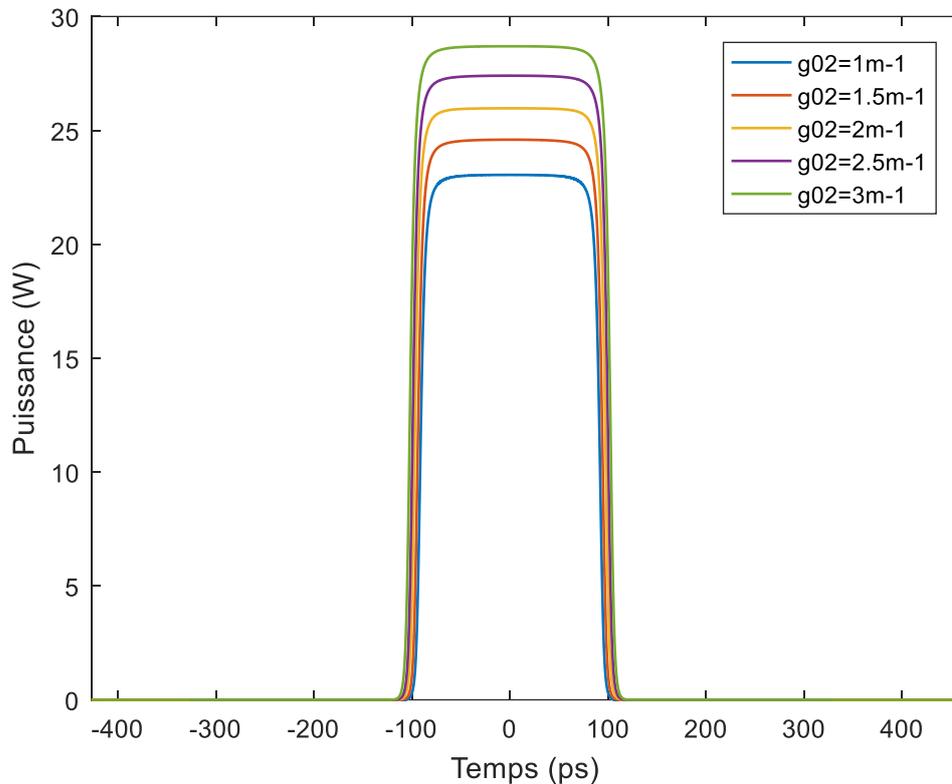


Figure 2.8. Evolution d'impulsion en fonction du gain petit signal g_{02} à $g_{01}=3 \text{ m}^{-1}$

Nous maintenons le gain g_{02} à 3 m^{-1} du premier amplificateur EDFA2 et nous varions le gain g_{01} de 1 m^{-1} à 3 m^{-1} (le gain d'EDFA₂ est fixe) entraîne un élargissement progressif de la durée de l'impulsion sur toute une plage du gain. La figure 2.8 montre l'évolution de l'impulsion rectangulaire en fonction du gain g_{02} . Comme présentée dans la figure 2.8, la puissance crête de l'impulsion rectangulaire diminue en augmentant le gain g_{02} . Nous remarquons que le fonctionnement des deux amplificateurs n'est pas totalement indépendant dans cette cavité. Ces résultats théoriques sont en accord qualitatif avec des observations expérimentales du groupe de Mei et al. et notre groupe [48], [52], [57].

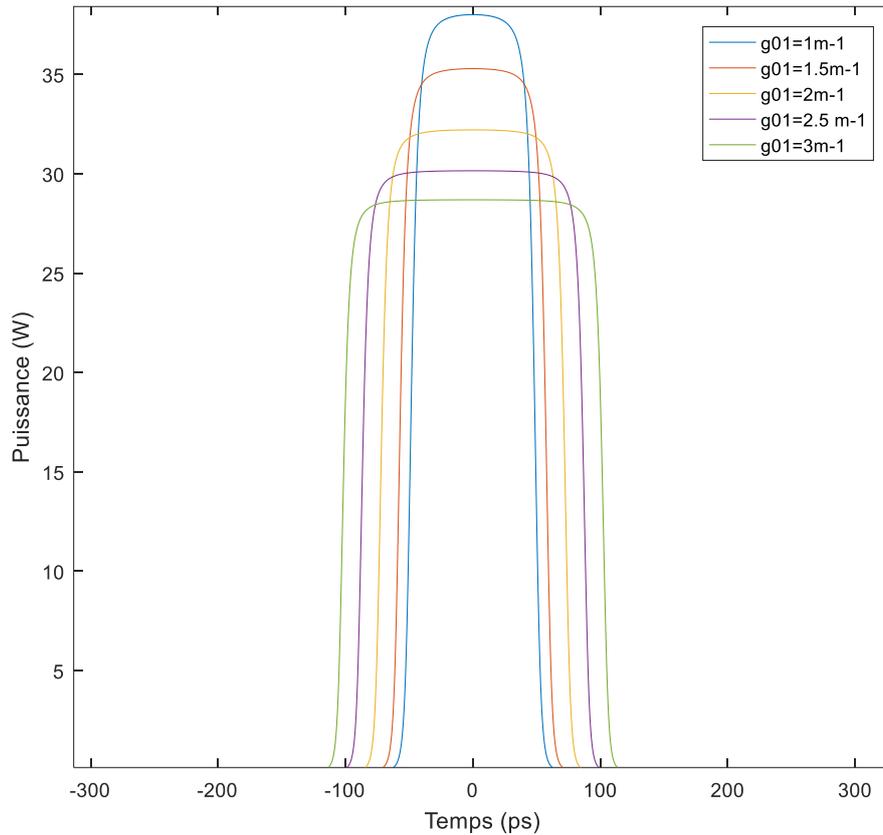


Figure 2.9. Evolution d'impulsion en fonction du gain petit signal g_{01} à $g_{02} = 3 \text{ m}^{-1}$

2. Influence de l'effet non linéaire sur le comportement des impulsions rectangulaires

Nous avons montré dans la partie précédente que l'impulsion rectangulaire obtenue est stable sans le phénomène de wave breaking [113]. Nous étudions dans cette partie l'évolution de la durée de l'impulsion rectangulaire pour des différentes valeurs de la longueur de la fibre microstructurée. L'élément clé de cette configuration est l'utilisation de la fibre microstructurée. Cette fibre a des propriétés physiques permettant de contrôler l'évolution des impulsions dans la cavité. Le contrôle des propriétés des impulsions rectangulaires offre la possibilité d'avoir des impulsions de plus en plus longues. Des résultats expérimentaux montrent que l'effet non linéaire de la fibre joue un rôle important sur la durée d'impulsion d'un laser à fibre verrouillé en phase [50]. Zhang et al. ont montré que l'effet non-linéaire élevé de la fibre fortement non linéaire (HNLF « high nonlinear fiber ») permet d'augmenter la durée d'impulsion par rapport à l'utilisation des fibres standards. Ils ont démontré que la durée de l'impulsion rectangulaire a augmenté à une valeur de 1716 ns en ajoutant de la fibre hautement non linéaire (HNLF) tout en gardant la puissance crête constante. La fibre HNLF est utilisée

Chapitre 2. Etude numérique d'un laser à fibre microstructurée sous forme de huit à double amplificateur

pour augmenter la longueur et l'effet non linéaire de la cavité. Dans notre cavité, nous allons utiliser une longueur de la fibre microstructurée qui varie de 20 m à 200 m afin de valider théoriquement l'effet de la non linéarité sur l'évolution de la durée de l'impulsion.

Dans nos simulations numériques, lorsque la longueur de la fibre microstructurée dépasse une longueur de 200 m, le régime n'est plus stable. En fixant le gain petit signal de deux amplificateurs $g_{01}=3m^{-1}$ et $g_{02}=3m^{-1}$, nous trouvons que la durée d'impulsion rectangulaire augmente avec la longueur de la fibre microstructurée comme présentée dans la figure 2.9. La longueur de la fibre MOF augmente de 20 à 200 m avec un pas de 40 m. Nous remarquons que le régime devient instable après une longueur de la fibre MOF dépasse le 200 m et au-dessous de 20 m. Le contrôle des propriétés des impulsions rectangulaires offre la possibilité d'avoir des impulsions de plus en plus longues.

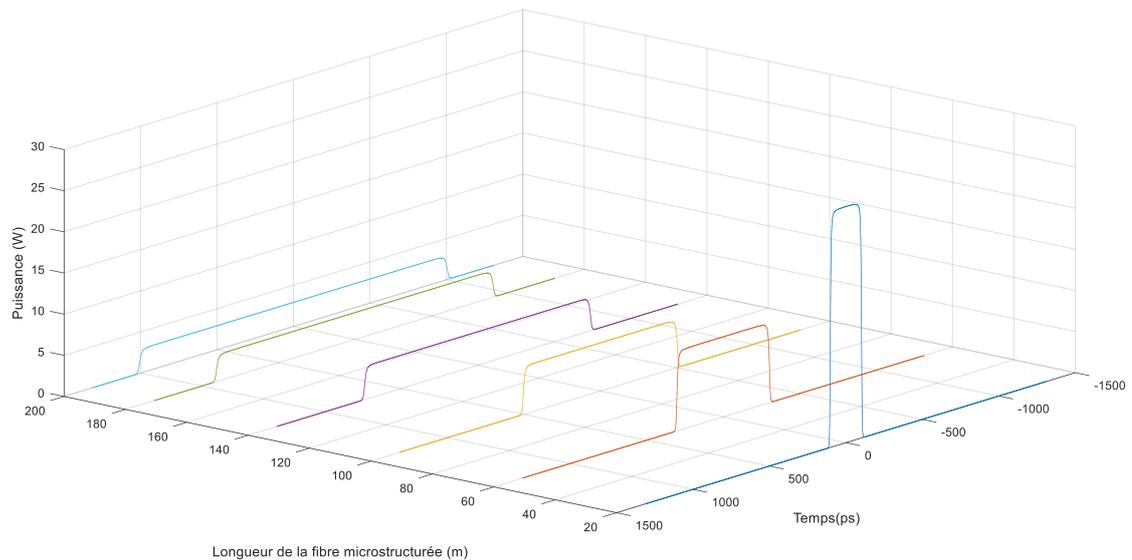


Figure 2.10. Evolution de la trace temporelle de l'impulsion en fonction de la longueur de la fibre microstructurée de 20 m à 200 m

La durée de l'impulsion rectangulaire augmente de 200 ps à 2 ns lorsque la longueur de la MOF varie de 20 m à 200 m (voir figure 2.10). Bahloul et al. ont montré la génération des impulsions rectangulaires avec une durée maximale de 100 ps [94]. Nos résultats montrent le rôle de la fibre microstructurée sur le comportement de l'impulsion. Ils sont en accord qualitatif avec les

observations expérimentales de Zhang et ses collaborateurs [50]. L'effet non-linéaire a augmenté à cause de l'ajout de la fibre microstructurée.

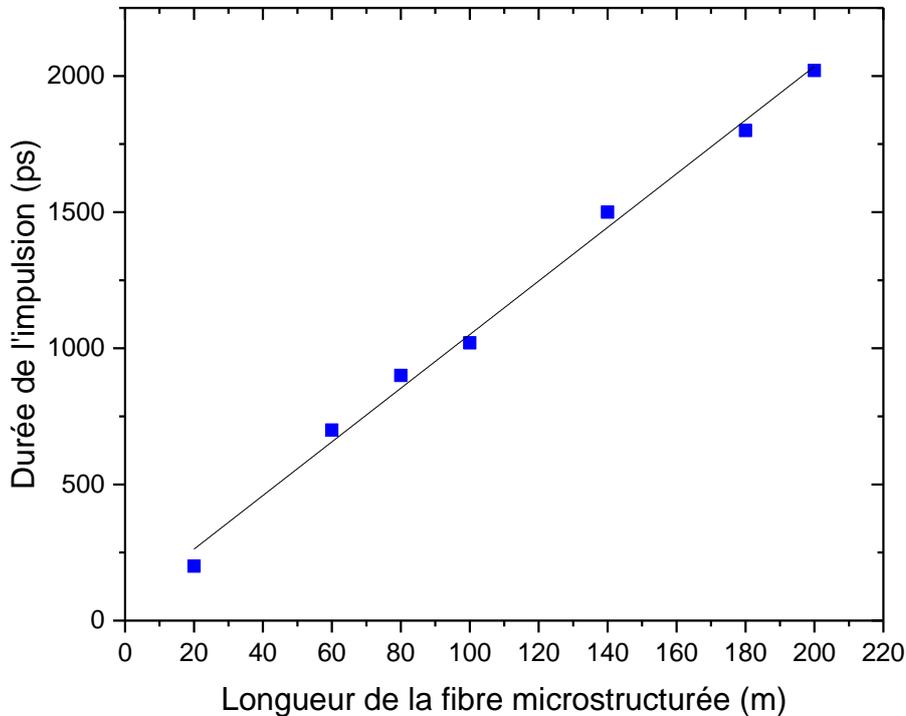


Figure 2.11 Evolution de la durée d'impulsion en fonction de la longueur de la fibre microstructurée

VII. Conclusion

En conclusion, nous avons étudié numériquement la dynamique du régime DSR dans un laser à fibre microstructurée en forme de huit à double amplificateur verrouillé en phase par la boucle non linéaire amplificatrice. Pour des paramètres bien choisis, cette cavité peut générer des impulsions rectangulaires stables. Chaque amplificateur a un impact sur les caractéristiques de l'impulsion. Nous avons constaté que la puissance crête de l'impulsion augmente progressivement avec le gain de l'amplificateur dans l'UAL. Ensuite, nous avons étudié l'impact de la non linéarité de la fibre microstructurée sur le régime de fonctionnement de la cavité. Enfin, ces résultats montrent l'apport significatif des fibres microstructurées sur la durée de l'impulsion. Différentes études expérimentales ont montré que l'utilisation d'une cavité longue avec de la fibre SMF28 permet de générer des impulsions rectangulaires à haute énergie. Dans le chapitre suivant, nous allons étudier expérimentalement une cavité longue pour générer des impulsions rectangulaires énergétiques.

Chapitre 3 : Optimisation expérimentale du régime DSR dans un laser à fibre sous forme de huit à double amplificateur

I. Introduction

L'étude du régime du soliton dissipatif dans les lasers à fibre hautement non-linéaire révèle une dynamique particulière. Nos résultats théoriques ont montré que l'utilisation de la fibre microstructurée joue un rôle important dans la plage d'accord en largeurs d'impulsion de sortie. Des résultats expérimentaux confirment que l'effet non linéaire élevé aide à augmenter la plage de la durée de l'impulsion [50]. En effet, la durée de l'impulsion est de 1716 ns avec une fibre hautement non-linéaire (HNLF) et de 33 ns avec une fibre standard SMF28. De plus, une étude récente du régime DSR confirme le rôle de la fibre HNLF dans un laser à fibre en huit [114]. La durée de l'impulsion est large de l'ordre de 2272 ns et l'énergie de 236.8 nJ. Dans le régime DSR, la génération des impulsions rectangulaires à haute énergie a été démontrée indépendamment du signe de la dispersion ou du mécanisme de verrouillage de modes. Des impulsions rectangulaires ont été générées dans des longues cavités utilisant des amplificateurs fibrés monomodes standards [50], [51], [57], [58], [114], [115]. Ces différentes études expérimentales ont montré une augmentation significative de l'énergie de l'impulsion. Cependant, cette énergie est limitée par la puissance de pompage dans les lasers à fibre standard. Dans ces conditions, l'énergie n'excède pas quelques centaines de nJ. Pour surmonter ce problème, grâce à leur facteur de gain élevé, des amplificateurs à fibre à double gaine (DCF) ont été utilisés dans des cavités [111]. La première étude a été réalisée dans un laser à fibre DCF co-dopé Er:Yb sous forme de huit générant le régime DSR avec une énergie d'impulsion de 2.13 μ J [53]. Elle a été suivie par notre contribution dans une configuration verrouillée en phase par la RNLP générant une impulsion rectangulaire d'énergie de 2.27 μ J [48].

Un nouveau concept d'un laser à fibre sous forme de huit à double amplificateur a été proposé [57]. La durée et l'amplitude de l'impulsion ont été contrôlées indépendamment avec deux amplificateurs à fibre. Une énergie d'impulsion de 150 nJ et une durée de 35 ns ont été enregistrées à une puissance de pompage de 300 mW. Armas et al ont étudié l'influence de la dispersion totale normale sur la génération d'impulsions rectangulaires [99]. Alors que, Krzempek et al ont examiné la dépendance des caractéristiques d'impulsions par rapport à la dispersion totale de la cavité (anormale) dans une configuration en huit [54]. Contrairement aux travaux précédents [54], [99], nous allons réaliser une étude détaillée sur l'influence de la dispersion de la cavité, de la position des bobines de fibre SMF28 et du taux de couplage central dans un laser à fibre en huit à double amplificateur sur les caractéristiques des impulsions DSR. Dans notre étude, nous cherchons les conditions optimales pour la génération d'impulsions rectangulaires énergétiques.

II. Dispositif expérimental

Le régime DSR est indépendant de la méthode de verrouillage de modes. Il a été étudié dans plusieurs configurations. En utilisant le miroir à boucle non-linéaire amplificatrice (NALM), Mei et al. ont montré que le phénomène du « clamping » de la puissance crête dans le régime du soliton dissipatif peut être expliqué en étudiant la transmission de NALM qui est dépendante du gain et des pertes dans la cavité [57]. En raison du phénomène du « clamping » de la puissance crête, l'amplitude de l'impulsion s'étire jusqu'à ce que le gain dans la cavité soit saturé et devient égal aux pertes. Si nous augmentons la puissance de pompage, la puissance crête de l'impulsion reste presque constante et la durée de l'impulsion s'élargit. En ajustant le gain de deux boucles, Mei et al. ont démontré que les caractéristiques de l'impulsion ont été contrôlées indépendamment. En effet, le gain de la boucle amplificatrice unidirectionnelle n'affecte que la puissance crête en gardant la durée de l'impulsion constante, alors que le gain de la boucle NALM permet d'augmenter la durée de l'impulsion sans changer le niveau de la puissance crête. Pour contrôler la durée et la puissance crête des impulsions rectangulaires du régime DSR, nous allons étudier la même cavité de [57] en introduisant des amplificateurs à double gain au lieu des amplificateurs à fibre standard dans chaque boucle du laser à fibre en huit. La largeur et l'amplitude de l'impulsion rectangulaire sont contrôlées, mais pas d'une façon complètement indépendante, avec la puissance de pompage des deux amplificateurs séparés dans la cavité. Le laser à fibre à double amplificateur mis en jeu est présenté par la figure 3.1. Mei et al. sont les premiers à utiliser ce type de laser à fibre pour étudier le régime DSR[57]. Cette configuration sous forme de huit est composée d'une boucle amplificatrice unidirectionnelle (UAL) connectée à un miroir à boucle non-linéaire amplificatrice (NALM) par un coupleur central k [55], [57]. La boucle UAL est composée d'un amplificateur à fibre co-dopée Er: Yb 30 dBm en bande C (A1) de Keopsys (KPSOEM-C-30-BO-RARE), émettant 1.2 W de puissance de sortie sous 3 W de puissance de pompage de diodes. Cet amplificateur contient une fibre double gain DCF de 2.45 m et une dispersion de second ordre $\beta_2 = -0,021 \text{ ps}^2/\text{m}$. Un isolateur insensible à la polarisation (PI-ISO) est inséré entre l'amplificateur et le coupleur de sortie de 99% pour assurer l'unidirectionnalité de la boucle. Afin d'augmenter la non-linéarité et d'étudier l'influence de la dispersion, nous utilisons différentes longueurs de bobines de fibre SMF28 (L1~500 m, 1000 m, avec une dispersion de second ordre $\beta_2 = -0,022 \text{ ps}^2/\text{m}$). La boucle NALM est composée d'un deuxième amplificateur à fibre optique co-dopée Er:Yb (A2) de chez Keopsys (KPS-BT-C-30-BOFA) contenant 8 m de DCF, assurant une puissance de sortie de 1.2 W sous 5 W de puissance de pompage. Des bobines supplémentaires de la fibre SMF28

Chapitre 3. Optimisation expérimentale du régime DSR dans un laser à fibre sous forme de huit à double amplificateur

(L2~500 m, 1000 m) sont également insérées dans la boucle NALM pour étudier l'influence de la position des bobines de fibre sur les caractéristiques de l'impulsion. Deux contrôleurs de polarisation sont placés dans les deux boucles pour faciliter le verrouillage de modes dans la cavité.

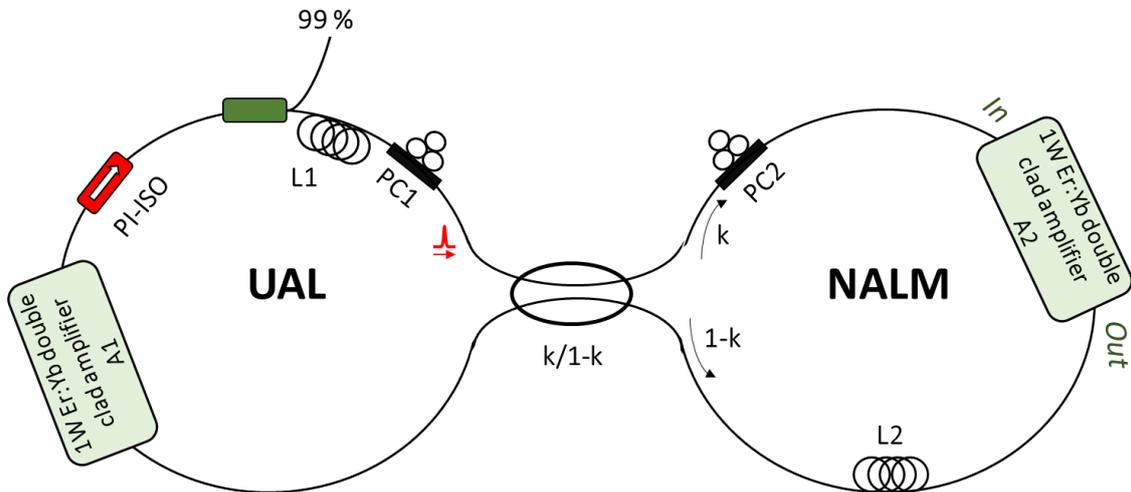


Figure 3.1. Configuration expérimentale du laser à fibre sous forme de huit à double amplificateur

III. Moyens d'acquisition

Pour caractériser expérimentalement le signal de sortie, différentes mesures sont effectuées. Le signal de sortie est mesuré à l'aide de différents moyens illustrés dans la figure 3.2. La caractéristique temporelle de la puissance instantanée est effectuée à l'aide d'un photodétecteur rapide (TIA-1200) et visualisée avec un oscilloscope rapide (Tektronix TDS 6124C, 12 GHz, 40 GS/s). Cependant, la résolution temporelle de l'oscilloscope ne permet pas de résoudre des impulsions trop rapprochées lorsque celles-ci sont séparées d'une durée inférieure à 75 ps. L'utilisation d'un autocorrélateur permet de visualiser et de séparer des impulsions qui ne seraient pas discernables par l'oscilloscope rapide. Cette trace nous a permis de vérifier la présence d'une impulsion unique dans la cavité. Les propriétés spectrales sont analysées à l'aide d'un analyseur de spectre optique (Anritsu MS 9710C). Un analyseur de spectre (FSP Rohde & Schwarz de 9 kHz à 13.6 GHz) est utilisé pour caractériser le spectre basse fréquence.

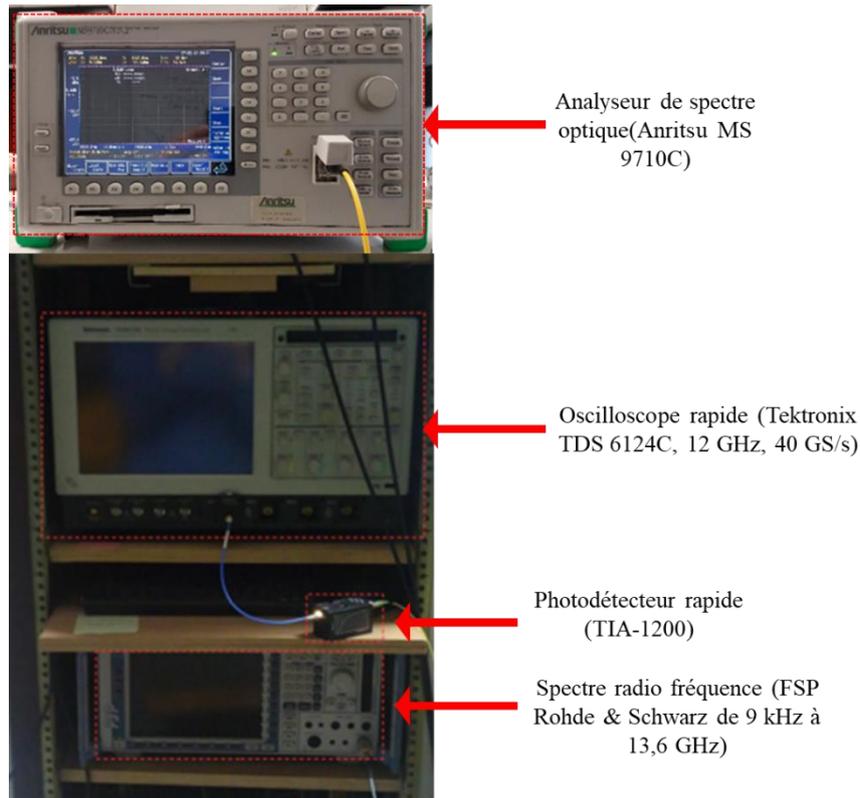


Figure 3.2. Moyens d'acquisition

IV. Génération d'impulsions rectangulaires

Pour enregistrer les différentes mesures, nous agissons chaque fois sur un seul amplificateur pendant que la puissance de pompage de l'autre amplificateur est maintenue fixe. Pour commencer à caractériser le régime DSR, nous allons prendre un taux de couplage central $k=0.5$. La longueur totale de la cavité est d'environ 1536 m, y compris 1500 m de SMF28 ($L_1 \sim 1000$ m et $L_2 \sim 500$ m). La dispersion totale de la cavité $\beta_2 L$ est de -33.23 ps² et la période est de 7.65 μ s, ce qui correspond à un taux de répétition égal à 131 kHz. Pour une puissance de pompage de 500 mW de l'amplificateur A1 ($P_p(A1)$) et 700 mW de l'amplificateur A2 ($P_p(A2)$) et en ajustant les contrôleurs de polarisation, des impulsions rectangulaires verrouillées en phase peuvent être obtenues. Au-dessous de ces puissances de pompage, nous n'avons pas observé un verrouillage de modes. Avec une puissance maximale $P_p(A1)$ égale à 3.5 W et une puissance $P_p(A2)$ égale à 1.8 W, la distribution rectangulaire établie reste stable. Au-dessus de cette puissance $P_p(A2)$, l'impulsion DSR n'est plus stable. La figure 3.3 montre une émission stable d'une impulsion rectangulaire lorsque l'amplificateur dans l'UAL est pompé à 3.5 W et celui du NALM à 1.8 W. La durée de l'impulsion est d'environ 288 ns. La puissance de sortie moyenne est de 1.3 W conduisant à une énergie par impulsion de 9.5 μ J. La figure 3.4 représente le train d'impulsions généré par le laser avec une période de 7.65 μ s.

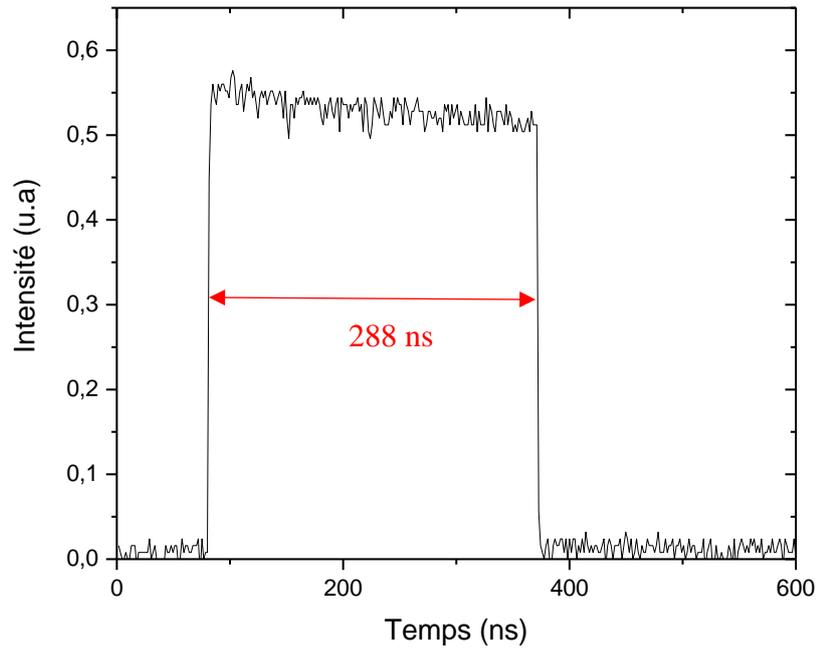


Figure 3.3. Trace temporelle de l'impulsion rectangulaire obtenue à $P_p(A1) = 3.5$ W et $P_p(A2) = 1.8$ W

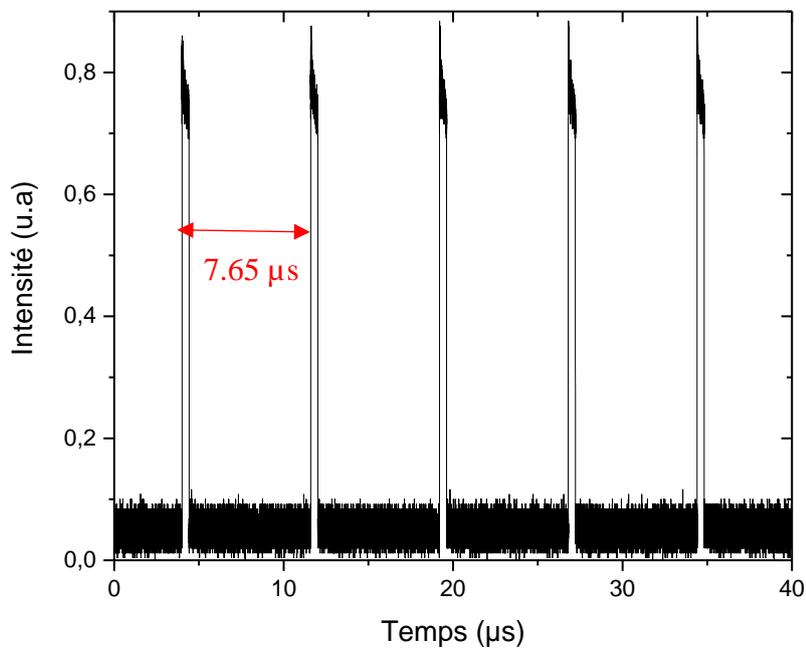


Figure 3.4. Trace temporelle d'un train d'impulsions rectangulaires de fréquence fondamentale de 131 kHz

La trace d'autocorrélation est présentée dans la figure 3.5. Elle ne présente aucun pic de cohérence avec un grand piédestal et aucune structure fine confirmant que notre laser ne fonctionne pas en régime 'noise like'[116]. D'autre part, l'oscilloscope rapide a une résolution de 75 ps, ce qui nous permet de distinguer deux impulsions voisines qui sont en dehors de la plage de détection de notre autocorrélateur optique.

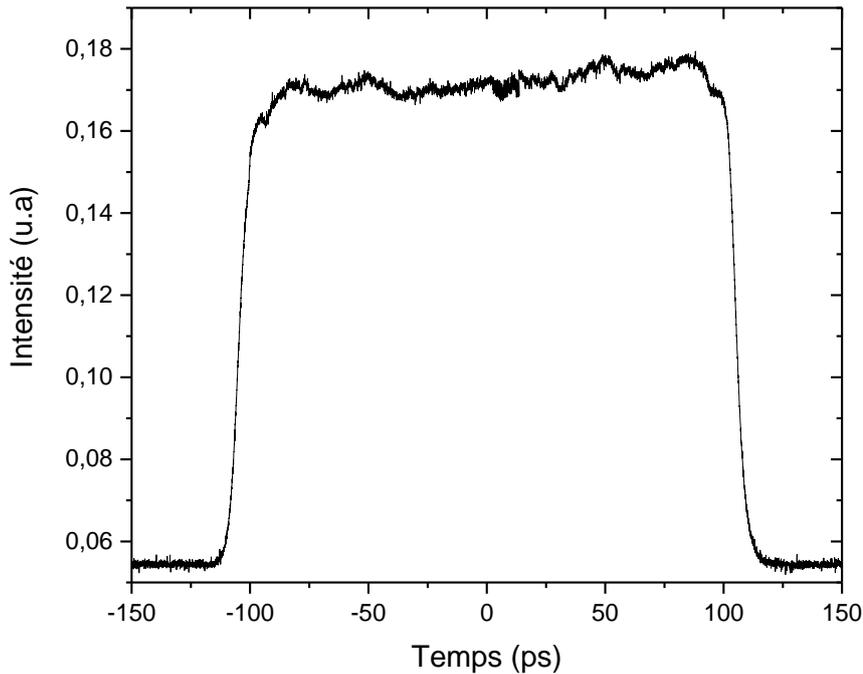


Figure 3.5. Trace d'autocorrélation de l'impulsion rectangulaire

La réponse spectrale de notre régime DSR est illustrée par la figure 3.6. Le spectre est centré à 1565 nm. Il a une largeur égale à 4 nm à -3 dB.

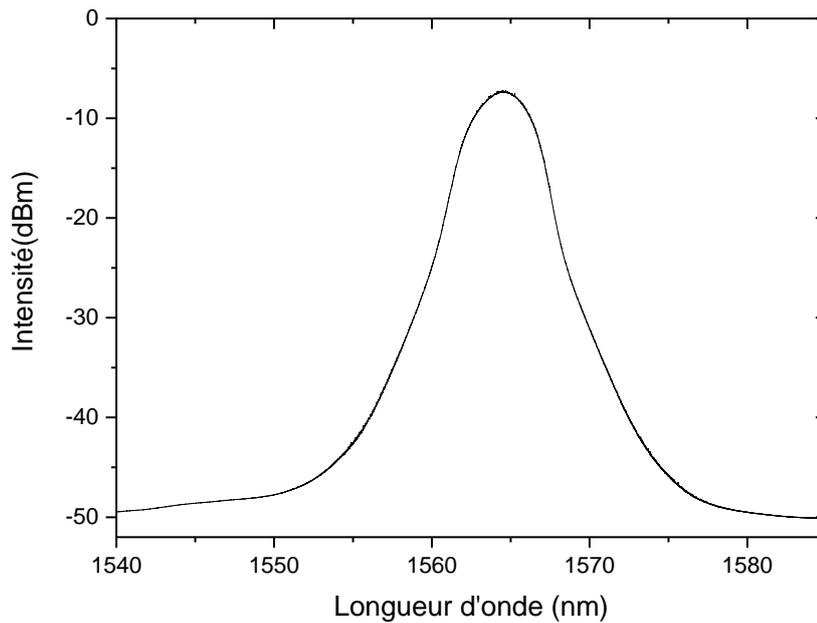


Figure 3.6. Spectre optique de l'impulsion rectangulaire en fonction des puissances de pompage $P_p(A1)$ égale à 3.5 W et $P_p(A2)$ égale à 1.8 W

Le spectre basse fréquence (RF) est illustré dans la figure 3.7. Il montre un rapport S/B égal à 60 dB. Le taux de répétition du laser est égal à 131 kHz, ce qui correspond à une longueur de cavité égale à 1536 m. La trace du spectre RF sur une plage de 20 MHz (figure 3.8) montre une enveloppe qui a la forme d'un sinus cardinal en accord avec le profil temporel rectangulaire. Elle présente une période de modulation de 2.4 MHz correspondant à la durée des impulsions générées.

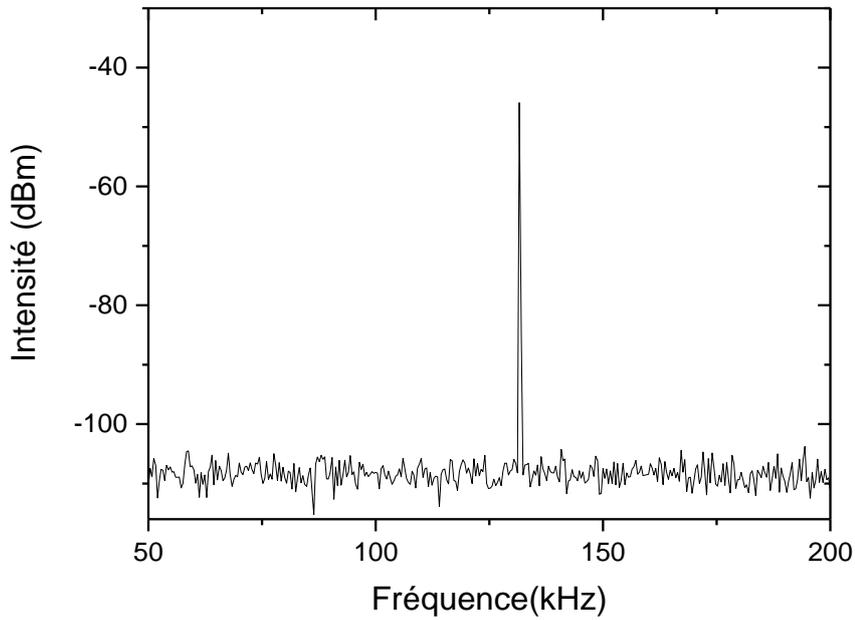


Figure 3.7. Spectre basse fréquence pour les puissances de pompage $P_p(A1)$ égale à 3.5 W et $P_p(A2)$ égale à 1.8 W

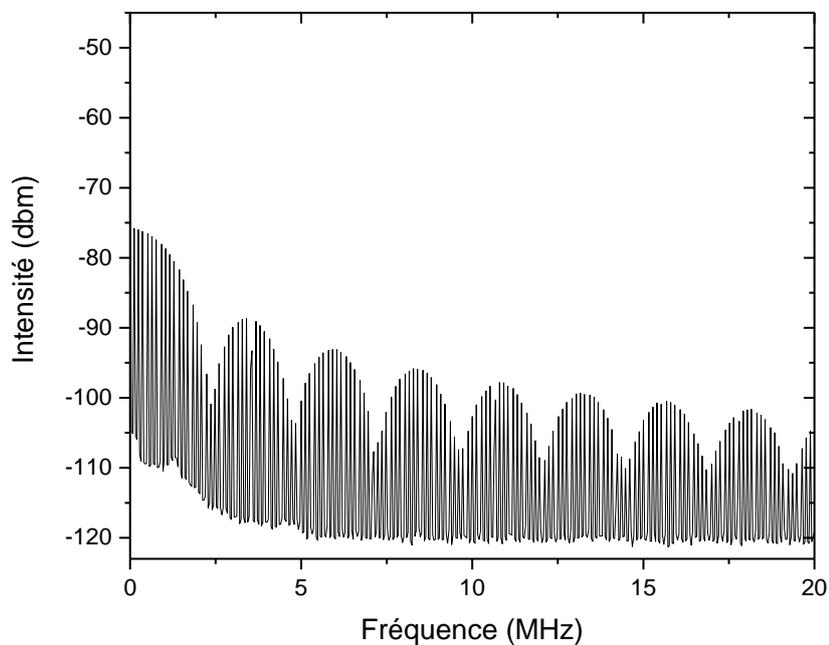


Figure 3.8 Trace du spectre RF sur une plage de 20 MHz

V. Contrôle des caractéristiques de l'impulsion

En fixant les contrôleurs de polarisation, nous analysons la dépendance de la puissance crête et de la durée de l'impulsion en fonction de la puissance de pompage des deux amplificateurs. Le choix de la puissance de pompage $P_p(A2)$ est critique. Nous pouvons obtenir facilement un état de « wavebreaking » si nous dépassons la puissance de pompage $P_p(A2)$ de 1.8 W. La puissance de pompage $P_p(A1)$ peut atteindre son maximum de 3.5 W et le régime reste stable. Nous commençons par fixer la puissance $P_p(A2)$ à une valeur de 1.8 W et varier la puissance $P_p(A1)$ de 0.5 mW à son maximum de 3.5 W.

1. Influence de la puissance de pompage de l'amplificateur A1 sur les caractéristiques de l'impulsion

La figure 3.9 présente l'évolution des impulsions en fonction de la puissance de pompage $P_p(A1)$ pour une puissance de pompage fixe $P_p(A2) = 1.8$ W. Nous remarquons que la puissance crête de l'impulsion augmente avec la puissance de pompage $P_p(A1)$, tandis que la durée de l'impulsion reste constante. La puissance moyenne de sortie augmente aussi. Par conséquent, l'énergie de l'impulsion augmente avec la puissance moyenne car le taux de répétition est fixe par la longueur de la cavité. Nos résultats confirment la particularité du régime DSR [47], [92]. Ces résultats sont en accord avec l'étude expérimentale [57] et avec les simulations théoriques présentées dans le chapitre précédent [94].

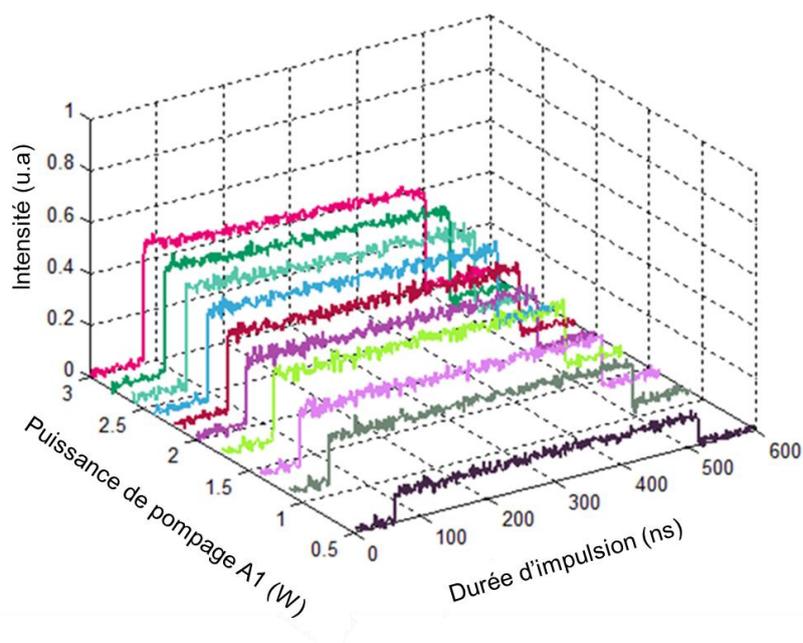


Figure 3.9 Trace temporelle des impulsions rectangulaires en fonction de la puissance de pompage de A1 pour une puissance de pompe de A2 fixée à 1.8 W

Chapitre 3. Optimisation expérimentale du régime DSR dans un laser à fibre sous forme de huit à double amplificateur

Dans la suite, Nous allons étudier l'influence du taux de couplage central k sur les caractéristiques des impulsions. L'étude de l'effet de couplage intra-cavité est très intéressante car elle permet d'identifier les conditions optimales pour le fonctionnement du laser, en particulier les conditions permettant d'obtenir les impulsions les plus énergétiques. Deux grandeurs importantes seront déterminées, dans le régime DSR, l'énergie et la durée de l'impulsion rectangulaire. Afin d'étudier l'influence du taux de couplage central k , nous fixons la puissance $P_p(A2)$ à 1.8 W et varions la puissance $P_p(A1)$ de 0.5 W à 3.5 W pour les différentes valeurs de k . L'évolution des caractéristiques des impulsions est résumée dans la figure 3.10.

Comme illustré dans les figures 3.10 (a) et 3.10 (b), l'énergie d'impulsion et la puissance crête varient linéairement avec la puissance de pompage $P_p(A1)$. Pour $k=0.5$, la puissance crête de l'impulsion passe de 6 W à environ 33 W en augmentant la puissance de pompage $P_p(A1)$ de 0.5 W à 3.5 W. L'énergie augmente aussi linéairement de 1.6 μJ à 9.5 μJ . La durée de l'impulsion est constante et elle est d'environ 288 ns (figure 3.10(c)). Nous avons changé le taux de couplage k du coupleur central de 0.5 à 0.6. Nous répétons les mêmes mesures précédentes en changeant la puissances $P_p(A1)$. Nous remarquons la même variation des impulsions en fonction de la puissance $P_p(A1)$. La puissance crête de l'impulsion augmente de 9 W à 41.3 W. L'énergie passe de de 2 μJ à 10.1 μJ . La durée, égale à 245 ns, reste invariable en augmentant la puissance $P_p(A1)$. Pour mieux comprendre l'effet du coefficient k , nous prenons $k=0.7$. L'augmentation de la puissance $P_p(A1)$ provoque une augmentation de l'amplitude de l'impulsion, sans variation de la durée. La durée d'impulsion reste constante, elle est de l'ordre de 416 ns. La puissance crête de l'impulsion passe de 5 W à environ 24.3 W. Par conséquent, l'énergie augmente de 2 μJ à 10.1 μJ . L'énergie de l'impulsion maximale de 10.1 μJ est la même que pour un taux de couplage $k=0.6$. Cette valeur d'énergie présente un record [55].

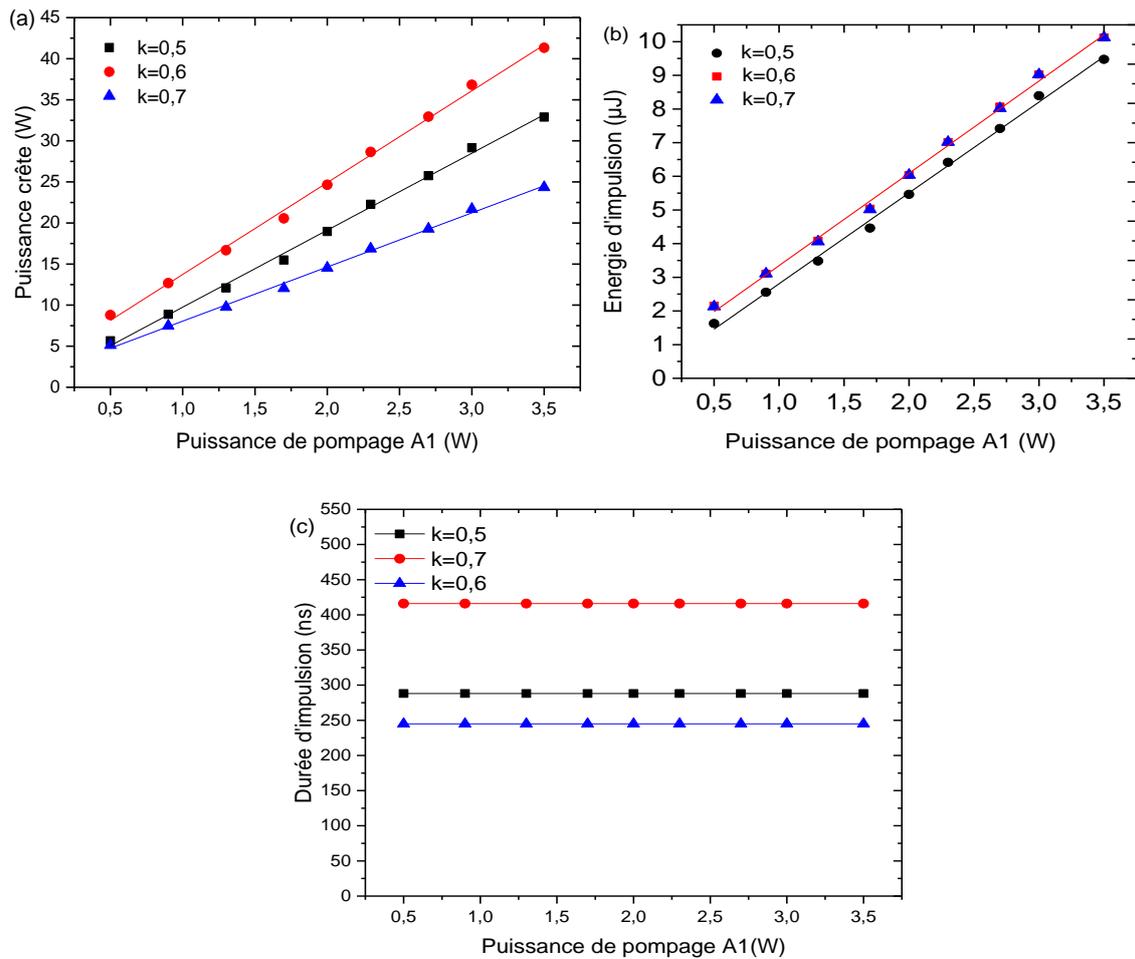


Figure 3.10. Variation de (a) la puissance crête d'impulsion (b) l'énergie d'impulsion (c) la durée d'impulsion en fonction de la puissance de pompage de l'amplificateur A1

2. Influence de la puissance de pompage de l'amplificateur A2 sur les caractéristiques de l'impulsion

Pour étudier l'effet de l'amplificateur A2, nous avons fixé la puissance $P_p(A1)$ à sa valeur maximale 3.5 W, nous avons varié la puissance $P_p(A2)$ de 0.2 W à 1.8 W. La variation de la trace temporelle en fonction de la puissance $P_p(A2)$ est illustrée dans la figure 3.11. Nous remarquons que l'amplificateur A2 agit sur l'élargissement temporel de l'impulsion. La durée de l'impulsion augmente avec la puissance de pompage $P_p(A2)$. La puissance crête de l'impulsion varie également avec la puissance de pompage de A2. Ainsi, le contrôle de la durée et de la puissance crête de l'impulsion par les deux amplificateurs n'est pas totalement indépendant. La puissance crête reste constante uniquement lorsque l'amplificateur A1 est éteint, ce qui est en accord avec les observations expérimentales rapportées par Mei et al. [57]

et les simulations numériques [94]. La durée de l'impulsion augmente sans variation de la puissance crête.

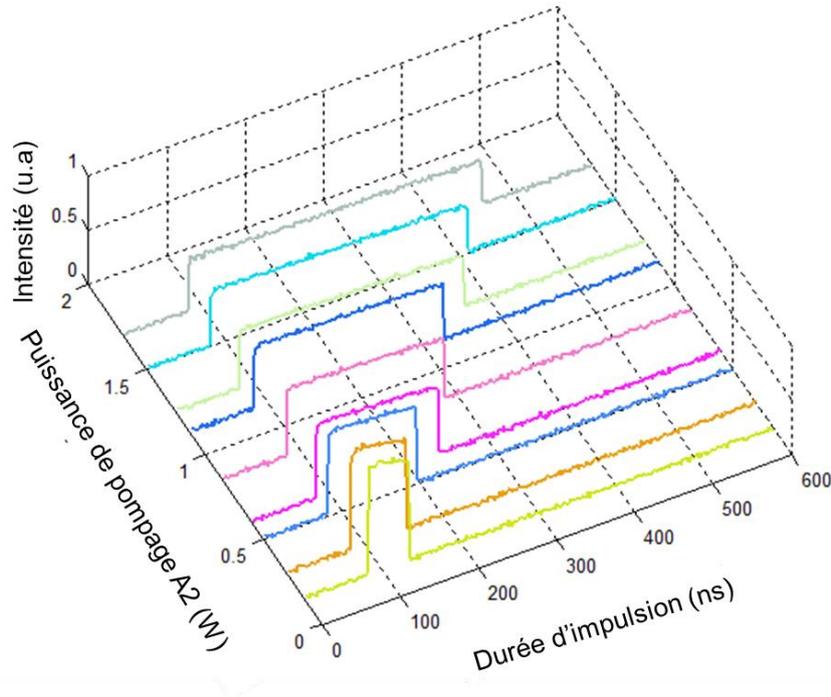


Figure 3.11. Trace temporelle des impulsions rectangulaires en fonction de la puissance de pompage de A2 avec une puissance de pompe de A1 fixée à 3.5 W.

Pour mieux caractériser le comportement de l'impulsion rectangulaire, nous avons tracé l'évolution de la puissance crête, l'énergie et la durée de l'impulsion en fonction de la puissance $P_p(A2)$ comme présenté dans la figure 3.12 pour les différents taux de couplage. En augmentant la puissance de pompage $P_p(A2)$, la durée de l'impulsion augmente linéairement tandis que la puissance crête diminue. Par conséquent, l'énergie de l'impulsion rectangulaire $E = P_{\text{crête}} * T_{\text{impulsion}}$ augmente mais d'une façon légère avec l'augmentation de la durée de l'impulsion $T_{\text{impulsion}}$ [52]. Pour $k=0.5$, la durée de l'impulsion passe de 59 ns à environ 288 ns en variant la puissance de pompage $P_p(A2)$ de 0.2 W à 1.8 W (figure 3.12 (c)). Dans la figure 3.12 (b), l'énergie augmente légèrement de 8.3 μJ à 9.5 μJ . La puissance crête de l'impulsion illustrée dans la figure 3.12 (a), diminue de 141 W à 33 W. Nous avons changé le taux de couplage k du coupleur central de 0.5 à 0.6. Nous répétons les mêmes mesures précédentes en changeant la puissances $P_p(A2)$ dans le même intervalle de puissance. Nous remarquons aussi la même variation des impulsions. La durée de l'impulsion augmente de 48 ns à 245 ns. L'énergie varie de 8.7 μJ à 10.1 μJ . La puissance crête diminue de 181 W à 41.3W. Nous continuons à étudier le coefficient du couplage avec $k=0.7$. La variation de la puissance $P_p(A2)$

Chapitre 3. Optimisation expérimentale du régime DSR dans un laser à fibre sous forme de huit à double amplificateur

influe aussi sur l'élargissement temporel de l'impulsion. La durée de l'impulsion augmente de 84 ns à 416 ns. L'énergie augmente de 8.5 μJ à 10.1 μJ . La puissance crête de l'impulsion passe de 102 W à environ 24.3 W.

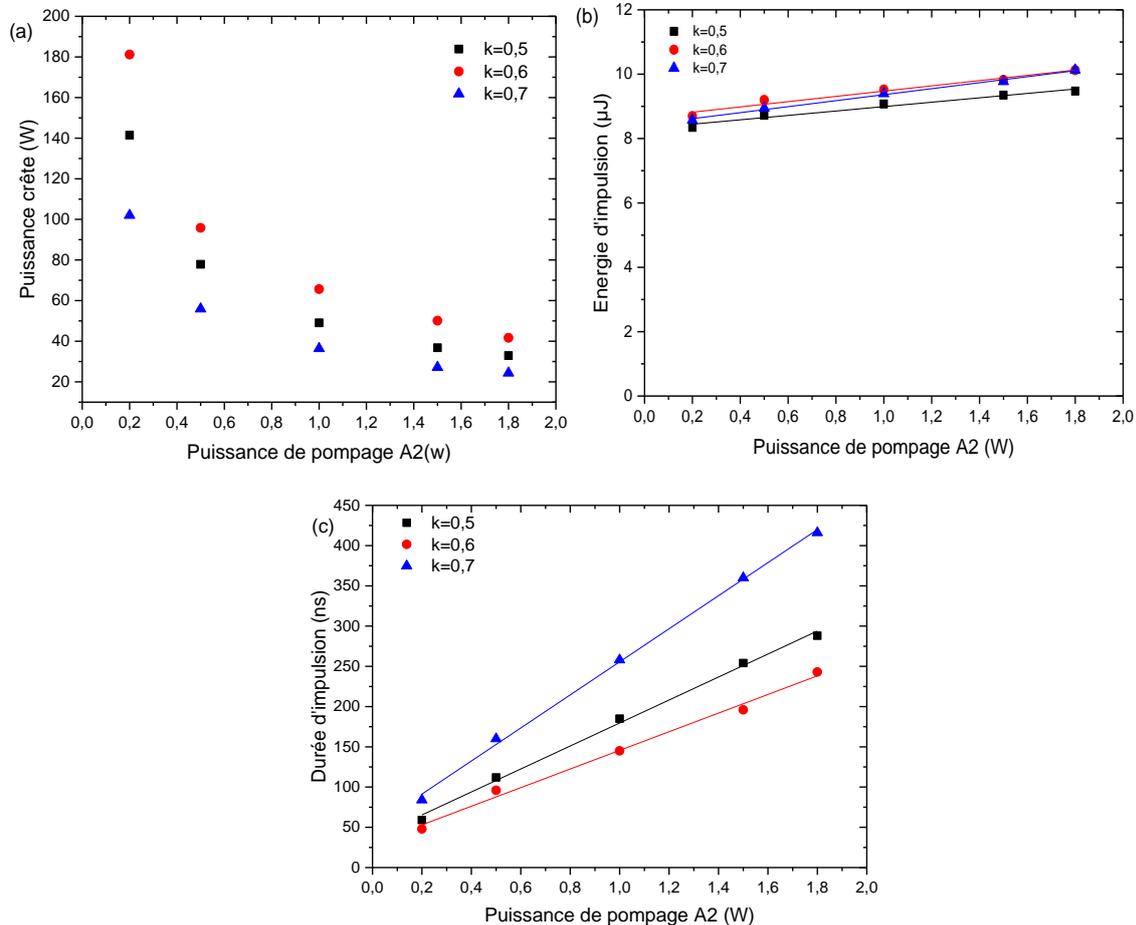


Figure 3.12. Variation de (a) la puissance crête d'impulsion (b) l'énergie d'impulsion (c) la durée de l'impulsion en fonction de la puissance de pompage de l'amplificateur A2

Ces différentes mesures nous ont permis de déterminer les conditions expérimentales optimales pour contrôler les caractéristiques de l'impulsion rectangulaire générée dans un laser à fibre en huit à double amplificateur. L'amplificateur A1 influe sur l'énergie de l'impulsion, alors que l'amplificateur A2 permet de varier la durée de l'impulsion. A la puissance de pompage maximale $P_p(A1) = 3.5 \text{ W}$ et $P_p(A2) = 1.8 \text{ W}$, les caractéristiques de l'impulsion (la durée de l'impulsion τ , la puissance crête $P_{\text{crête}}$ et l'énergie de l'impulsion E) sont illustrées dans le tableau 3.1.

En se basant sur les résultats présentés dans le tableau 3.1, nous pouvons déduire que la configuration optimale en termes d'énergie et de durée d'impulsion est obtenue pour le taux de couplage le plus élevé $k = 0.7$. Dans ce cas, le laser à fibre sous forme de huit à double

Chapitre 3. Optimisation expérimentale du régime DSR dans un laser à fibre sous forme de huit à double amplificateur

amplificateur est capable de générer une impulsion d'énergie de 10.1 μJ , une durée de 416 ns et une puissance crête de 24.3 W. Selon les énergies de l'impulsion enregistrées, le choix de k n'est pas critique. Pour $k=0.8$ et $k=0.9$, le régime DSR est instable et il est très difficile d'obtenir une impulsion rectangulaire stable. D'autre part, nous n'avons pas utilisé de taux de couplage $k < 0.5$ entre les deux boucles afin d'éviter d'envoyer une puissance plus élevée à la sortie de l'amplificateur A2 qui l'endommage.

Tableau 3.1. Caractéristiques des impulsions en fonction du taux de couplage central k .

k	τ (ns)	$P_{\text{crête}}$ (W)	E (μJ)
0.5	288	33	9.5
0.6	245	41.3	10.1
0.7	416	24.3	10.1

VI. Influence de la dispersion de la cavité sur le régime DSR

Nous avons analysé l'impact du taux de couplage central sur les caractéristiques de l'impulsion DSR pour une longueur donnée de la cavité et des positions bien définies des bobines de fibres optiques standards SMF28. Dans cette partie, nous allons étudier l'influence des longueurs des bobines SMF28 et de leurs positions. Par conséquent, cette étude consiste à changer les longueurs des fibres SMF28 dans les deux boucles de la cavité (UAL et NALM). Krzempek et al. ont étudié récemment l'influence de la dispersion d'une cavité laser sous forme de huit à un seul amplificateur sur les caractéristiques de l'impulsion [54]. L'énergie de l'impulsion dans une cavité en huit à double amplificateur est de l'ordre de 10.1 μJ alors que la cavité étudiée par Krzempek et al. a généré une impulsion rectangulaire d'énergie maximale de l'ordre de 3 μJ . La puissance de pompage $P_p(\text{A1})$ est fixée à une valeur maximale pour avoir une puissance de sortie maximale. Nous allons changer la puissance de pompage $P_p(\text{A2})$ et utiliser trois longueurs différentes de fibre dans chaque boucle, à savoir, 500 m, 1 km et 1.5 km afin d'optimiser l'énergie et la durée de l'impulsion. Nous allons tracer l'évolution de l'énergie et la durée de l'impulsion en fonction de la puissance de pompage de l'amplificateur $P_p(\text{A2})$ (fixer la puissance de pompage de l'amplificateur UAL à une valeur maximale égale à 3.5 W et varier la puissance de pompage de l'amplificateur NALM de 0.2 W à 1.8 W). Nous avons commencé par réduire la longueur de la fibre SMF28 de l'UAL de 1 km à 500 m et garder la bobine de 500 m dans la boucle NALM pour obtenir une dispersion totale de la cavité $\beta_2 L = -22 \text{ ps}^2$. Puis, nous avons enlevé la bobine de 500 m de l'UAL et garder seulement 500 m dans la boucle NALM pour avoir une dispersion totale de la cavité $\beta_2 L = -11 \text{ ps}^2$. En variant la dispersion de la cavité

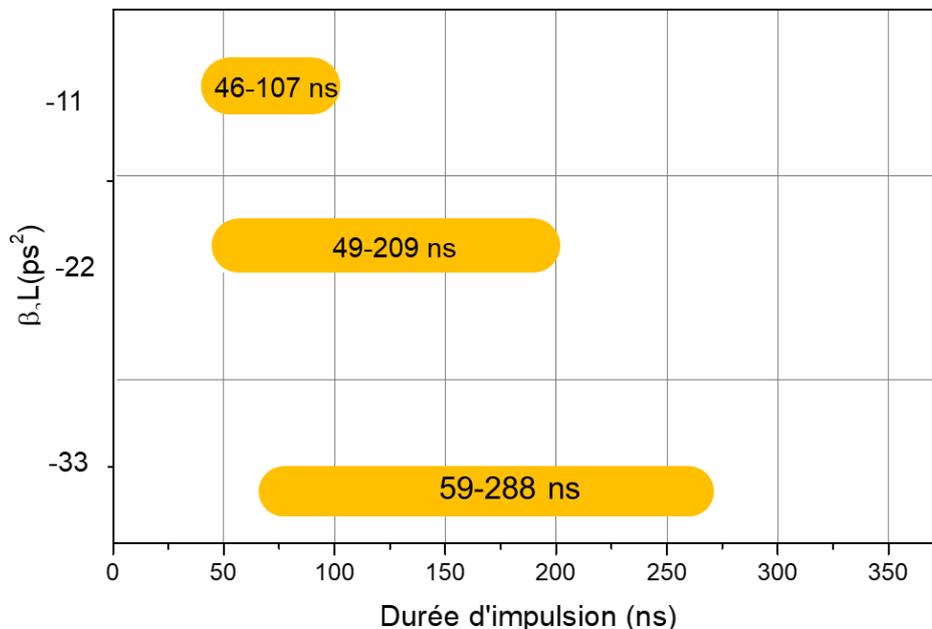
Chapitre 3. Optimisation expérimentale du régime DSR dans un laser à fibre sous forme de huit à double amplificateur

de -11ps^2 , -22ps^2 et -33ps^2 et le taux de couplage central, nous allons étudier les variations de la durée et l'énergie de l'impulsion en fonction de la puissance de pompage $P_p(A2)$.

1. Taux de couplage central $k=0.5$

Dans un premier temps, nous allons utiliser un coupleur central symétrique 50/50 dans la cavité et nous allons changer les longueurs des bobines de fibre SMF28 dans les boucles. La figure 3.13 (a) et (b) représente un diagramme qui donne, pour chaque configuration laser, le domaine de variation des caractéristiques de l'impulsion (c'est-à-dire la durée ou l'énergie de l'impulsion). En comparant les différentes valeurs de la durée pour les différentes longueurs, nous remarquons que l'ajout de 1.5 km de la fibre SMF28 dans la cavité est le plus adéquat. La durée maximale d'impulsion est égale à 288 ns pour ($L_1=1\text{ km}$, $L_2=500\text{ m}$ et $\beta_2L=-33\text{ps}^2$). Par ailleurs, nous avons démontré précédemment que l'énergie varie faiblement en fonction de la puissance de pompage A_2 , ce qui explique que la plage de l'énergie n'est pas large. Nous constatons aussi que la valeur maximale de l'énergie est de l'ordre de $9.5\text{ }\mu\text{J}$. La configuration optimale correspond à 500 m de SMF28 dans la boucle NALM et 1 km dans la boucle UAL. Elle permet d'avoir une impulsion d'énergie de $9.5\text{ }\mu\text{J}$ et une durée de 288 ns pour un coupleur central symétrique.

(a)



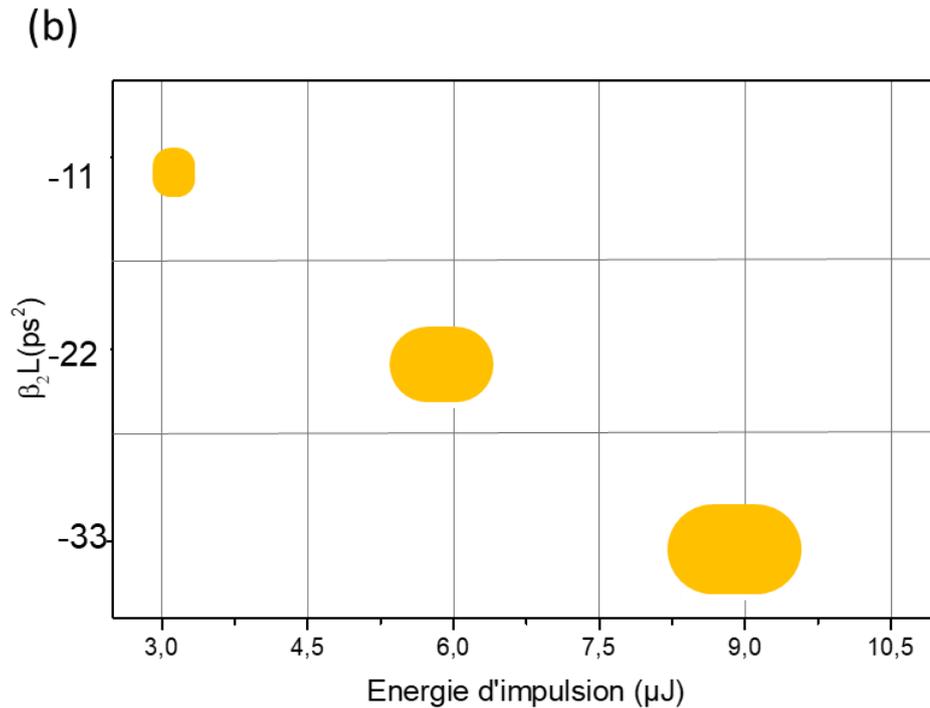
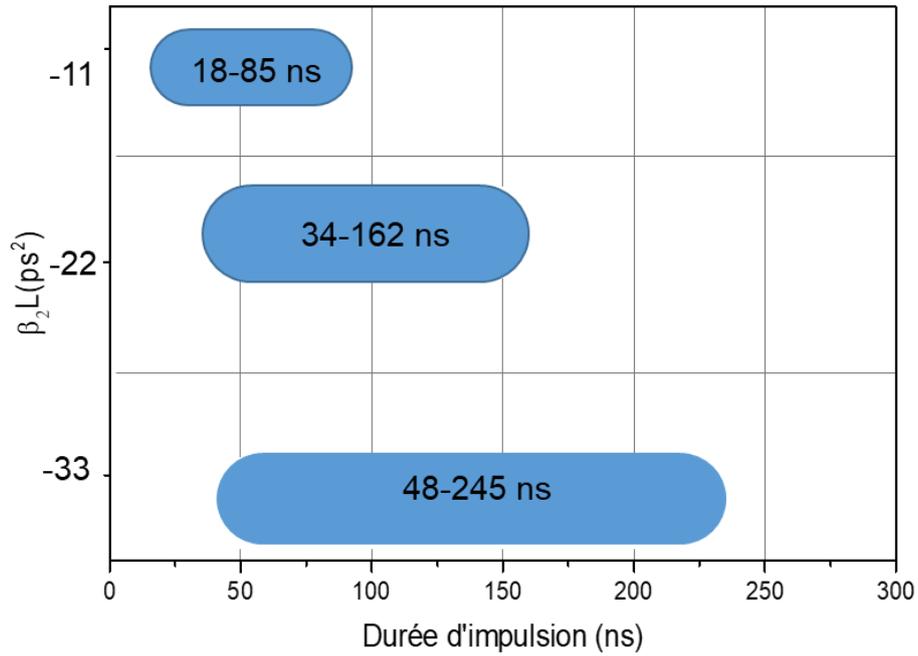


Figure 3.13 Variation de (a) la durée (b) l'énergie d'impulsion en fonction de la dispersion de la cavité pour $k=0.5$

2. Taux de couplage central $k=0.6$

Ensuite, nous avons changé le coupleur symétrique par un coupleur asymétrique 60/40. Les figures 3.14 (a) et 3.14 (b) illustrent la variation de la durée et l'énergie d'impulsion en fonction de la puissance de pompage de l'amplificateur A2. Pour la durée d'impulsion, nous remarquons que sa variation suit le même comportement que celle du coupleur 50/50. La durée maximale d'impulsion est égale à 245 ns pour ($L_1=1$ km, $L_2= 0.5$ km et $\beta_2 L=-33$ ps^2). Nous remarquons également que la valeur maximale de l'énergie qui est de l'ordre de 10.1 μJ est obtenue dans le cas où $L_1=1$ km et $L_2= 0.5$ km. Pour un coupleur 60/40, la configuration de 1.5 km où $L_1=1$ km et $L_2= 0.5$ km reste la meilleure pour avoir une impulsion avec une énergie de 10.1 μJ et une durée de 245 ns.

(a)



(b)

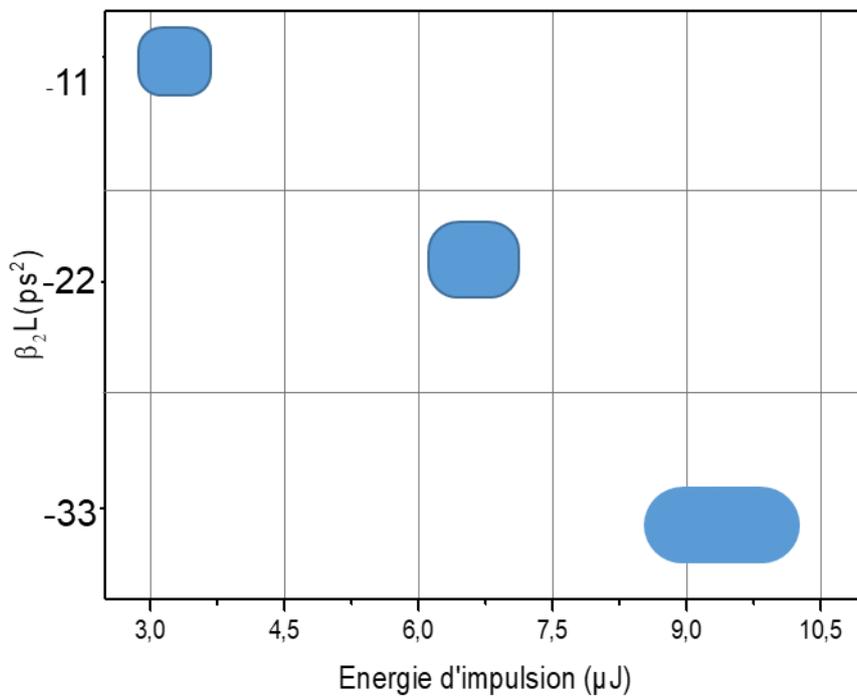
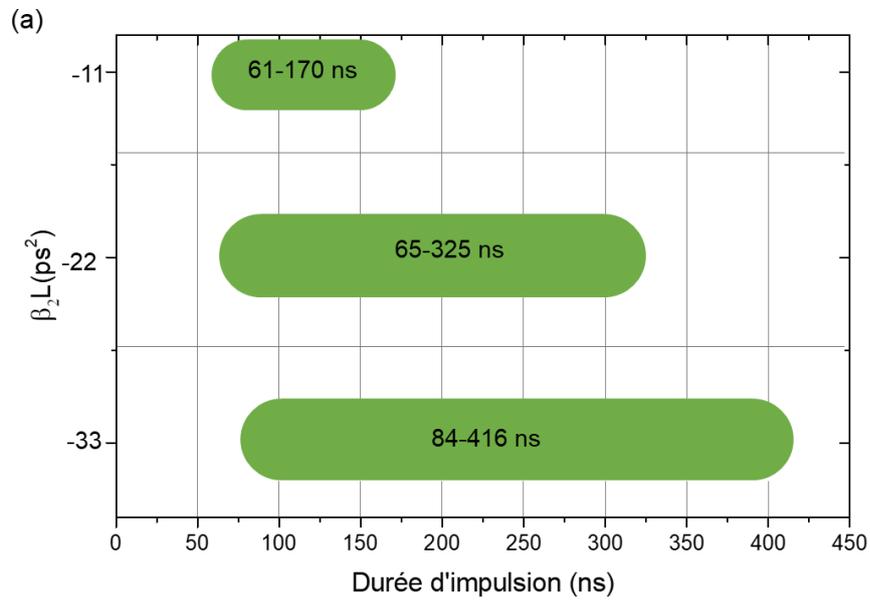


Figure 3.14. Variation de (a) la durée (b) l'énergie d'impulsion en fonction de la dispersion de la cavité pour $k=0.6$

3. Taux de couplage central $k=0.7$

Pour un coupleur 70/30, nous avons continué à étudier à chaque fois la longueur de la fibre SMF28. Les figures 3.15 (a) et 3.15 (b) montrent respectivement la variation de la durée de l'impulsion et de l'énergie en fonction de la dispersion totale. La durée maximale d'impulsion est égale à 416 ns, obtenue pour $L_1=1$ km et $L_2= 500$ m ($\beta_2 L=-33$ ps²). La variation de la plage de l'énergie est tracée dans la figure 3.15(b). En comparant les différentes plages de l'énergie, l'ajout d'une longueur de 1.5 km SMF28 permet de générer une impulsion très énergétique de l'ordre de 10.1 μ J et une durée plus grande égale à 416 ns.



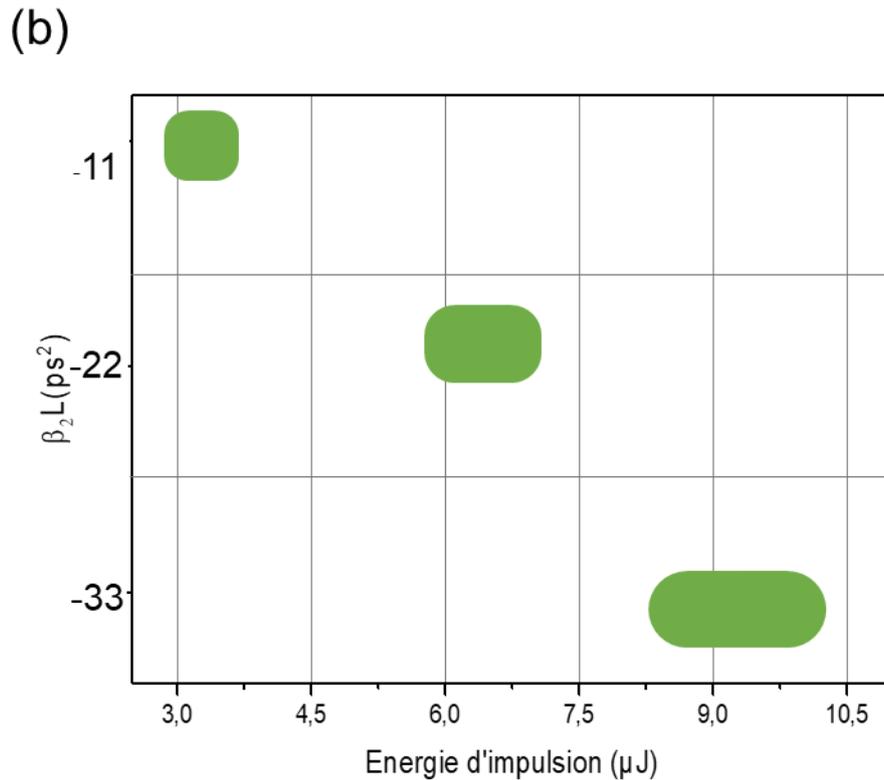


Figure 3.15. Variation de (a) la durée (b) l'énergie d'impulsion en fonction de la dispersion de la cavité pour $k=0.7$

En conclusion, nous avons tracé la plage de variation de l'énergie et la durée d'impulsion en fonction de la dispersion totale de la cavité pour les trois valeurs du taux de couplage centrale $k=0.5$; $k=0.6$ et $k=0.7$. Les résultats synthétisés dans les figures 3.16 (a) et 3.16 (b) montrent que le choix de $k = 0.7$ est le meilleur en terme de durée et d'énergie d'impulsion. Ce choix de k est valable pour toutes les valeurs de la dispersion totale de la cavité utilisée dans notre expérience. Nous remarquons également que les meilleures performances sont obtenues pour les valeurs de dispersion les plus élevées. Ces observations confirment les observations rapportées dans [54] avec une configuration laser différente.

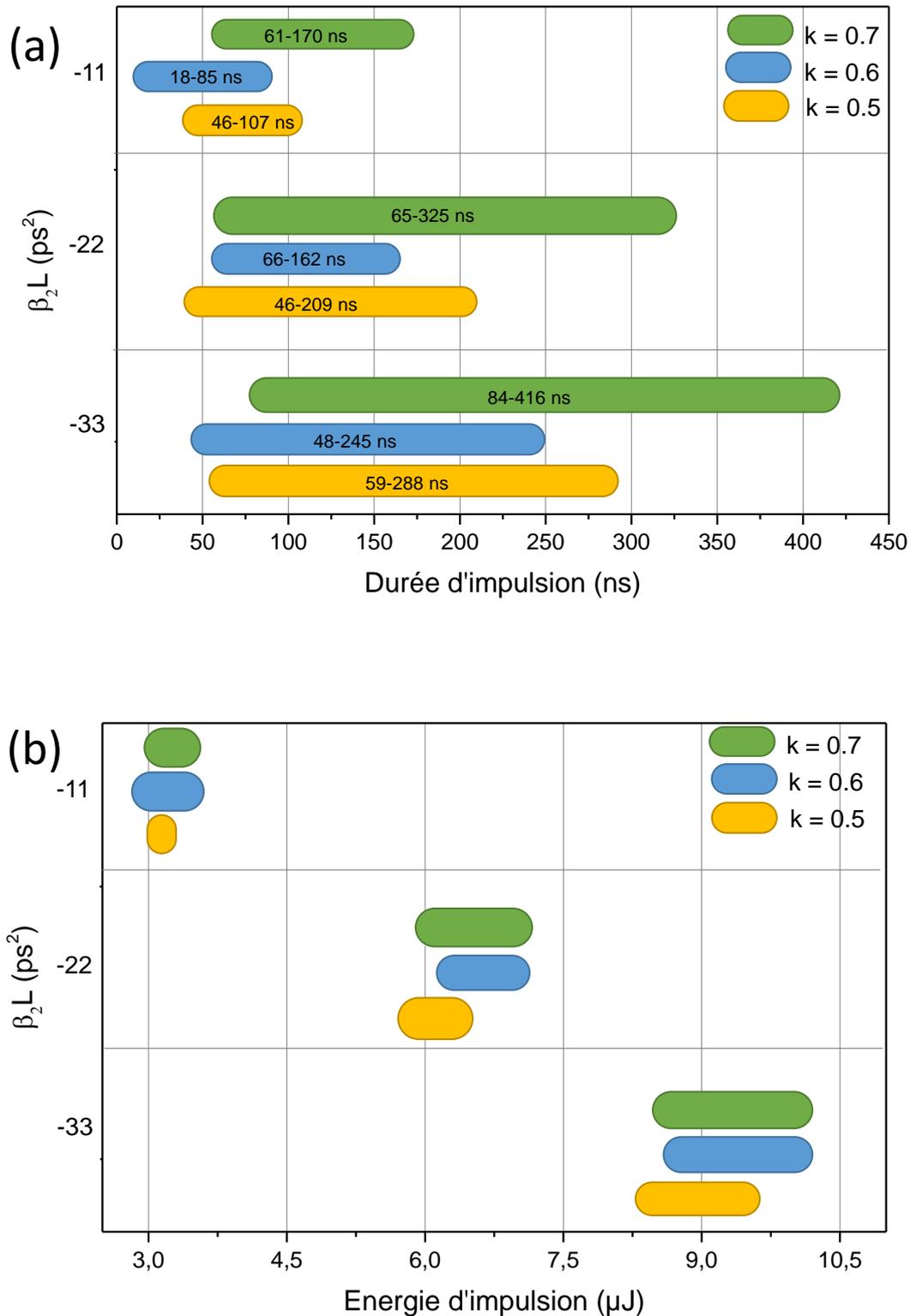


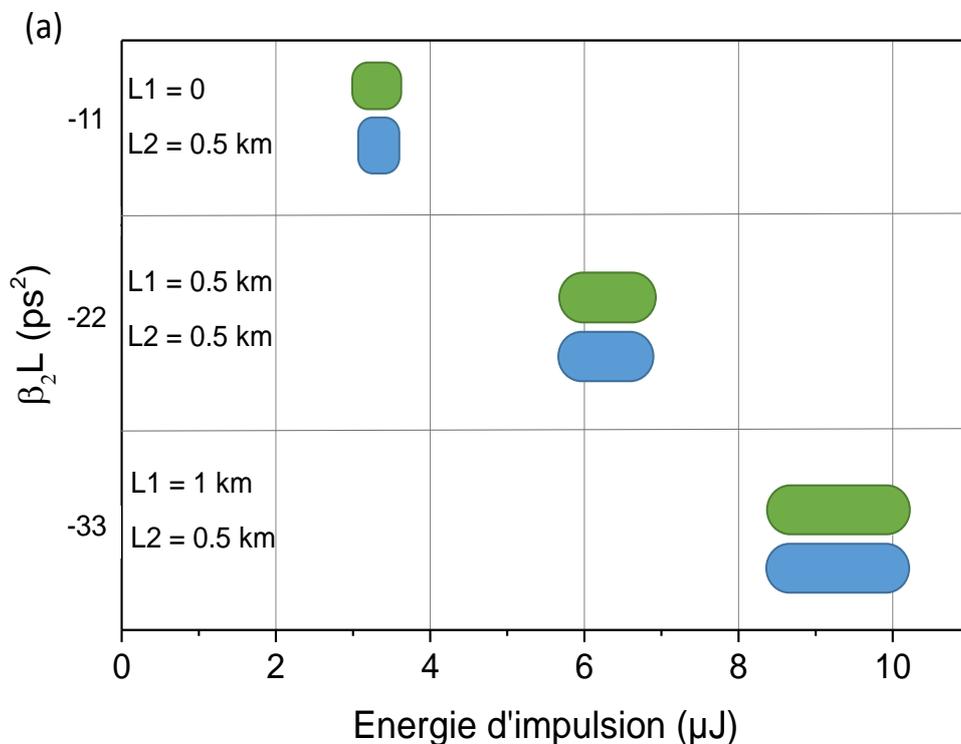
Figure 3.16 Variation de (a) la durée (b) l'énergie d'impulsion en fonction de la dispersion de la cavité pour les différents taux de couplage

Comme les meilleures performances ont été obtenues pour $k=0.7$, nous allons étudier l'influence de la position de la bobine de la fibre SMF28 sur le comportement du régime DSR. Pour une dispersion fixe, les bobines de la fibre SMF28 peuvent être partagées entre la boucle

Chapitre 3. Optimisation expérimentale du régime DSR dans un laser à fibre sous forme de huit à double amplificateur

UAL et la boucle NALM. Dans la boucle NALM, la bobine de la fibre SMF28 peut être insérée à l'entrée (in) ou à la sortie (out) de l'amplificateur. Tout d'abord nous avons observé que si $L_2=0$, aucun régime DSR n'est observé quelle que soit la valeur de L_1 . De même, si $L_1=0.5$ km et $L_2 = 1$ km, le régime DSR est instable. Par conséquent, pour une valeur donnée de L_1 , nous avons mesuré la plage de variation de l'énergie et la durée d'impulsion en déplaçant la bobine L_2 à l'entrée (in : les barres horizontales bleues) ou à la sortie (out : les barres horizontales vertes) de l'amplificateur A2, comme présenté dans les figures 3.17 (a) et 3.17 (b).

La figure 3.17 (a) montre que l'énergie d'impulsion est presque indépendante de l'emplacement de la bobine de la fibre SMF28 dans la boucle NALM. Cependant, la plage de la durée de l'impulsion est fortement corrélée, non seulement avec la longueur totale de la cavité, mais aussi avec la position exacte de la bobine de la fibre SMF28 dans la boucle NALM. En effet, comme illustré la figure 3.17 (b), la plus grande plage de la durée de l'impulsion est obtenue lorsque la bobine de la fibre est placée à la sortie de l'amplificateur A2. Nous pouvons conclure que le déphasage non-linéaire entre les deux ondes contra-propagatives pourrait être un paramètre clé pour optimiser les caractéristiques des impulsions rectangulaires.



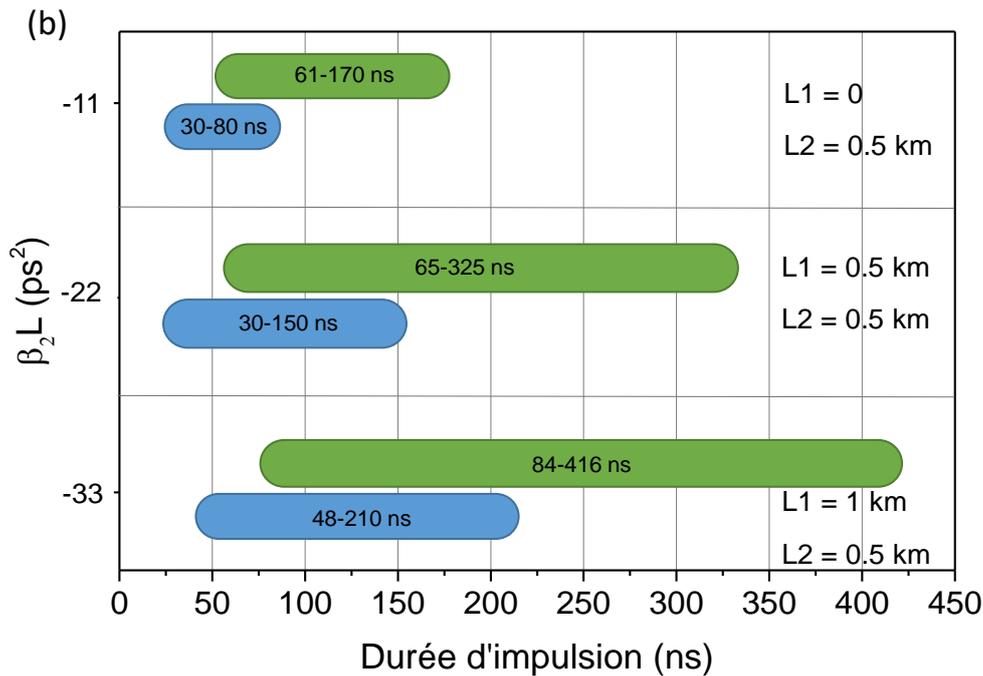


Figure 3.17 Variation en fonction de la position de L2 de (a) l'énergie (b) la durée d'impulsion pour les différentes valeurs de la dispersion totale de la cavité.

Plusieurs paramètres ont contribué aux caractérisations de l'impulsion rectangulaire. La valeur de la dispersion totale de la cavité est l'un des paramètres clés car elle nous a permis d'optimiser l'énergie et la durée de l'impulsion. La configuration optimale est obtenue pour les longues cavités ($|\beta_2 L|$ est grand). Ces dernières permettent ainsi de stocker une grande quantité d'énergie pendant le temps d'un tour de la cavité. La valeur du taux de couplage central k est également un paramètre qui influe sur la plage de la durée de l'impulsion, même si elle n'affecte pas l'énergie de l'impulsion d'une manière significative.

VII. Conclusion

Nous avons développé un laser à fibre en forme de huit à double amplificateur caractérisé par une forte énergie et une durée d'impulsion ajustable. Ceci a été possible grâce au contrôle de deux amplificateurs à fibre co-dopée Er:Yb. Dans notre configuration laser, nous avons trouvé que $k = 0.7$ permet d'obtenir les meilleures performances en terme de durée d'impulsion. Cette conclusion est valable pour toutes les valeurs de la dispersion anormale de la cavité. Enfin, nous avons identifié que la position de la bobine de fibre SMF28 dans la boucle NALM est un autre paramètre clé qui modifie fortement les caractéristiques de l'impulsion. En effet, l'insertion de la bobine SMF28 à la sortie de l'amplificateur A2 permet de générer une impulsion plus longue

Chapitre 3. Optimisation expérimentale du régime DSR dans un laser à fibre sous forme de huit à double amplificateur

que l'insertion à l'entrée. Dans les conditions optimales, le laser en huit à double amplificateur délivre des impulsions rectangulaires avec une énergie variant entre 8.5 et 10.1 μJ alors que la largeur d'impulsion est comprise entre 84 et 416 ns.

Le développement de cavités ultra-longues allant de plusieurs centaines de mètres à plusieurs kilomètres est apparu comme un nouveau concept dans le domaine des lasers à fibre. Ces cavités génèrent des impulsions à haute énergie avec des taux de répétition relativement faibles. En utilisant une cavité couplée longue, nous démontrons l'observation d'un nouveau régime d'impulsions à haute énergie qui est sensible à l'augmentation de la puissance de pompage.

Chapitre 4 : Impulsions géantes en régime de verrouillage de modes

I. Introduction

Le développement rapide et récent de la technologie des lasers à fibre ainsi qu'une vaste expansion de leurs domaines d'application stimule considérablement l'étude sur les modes de fonctionnement des lasers, y compris la génération d'impulsions à haute énergie. Cependant, la génération d'impulsions à haute énergie devient de plus en plus importante dans une large gamme d'applications scientifiques, technologiques, médicales et autres. Le développement de cavités ultra-longues allant de plusieurs centaines de mètres à plusieurs kilomètres représente l'un de solutions pour avoir des lasers à fibre générant des impulsions à haute énergie avec des taux de répétition relativement faibles [117]–[121]. En effet, l'énergie de l'impulsion a la forme suivante :

$$E = P_m * T = P_m * \frac{nL}{c}, \quad (4.1)$$

avec P_m la puissance de sortie moyenne et T la période de la cavité qui correspond à l'inverse du taux de répétition. Pour une puissance moyenne donnée, si la longueur de la cavité L augmente, l'énergie de l'impulsion augmente. Plusieurs configurations laser à fibre opérant en régime de dispersion fortement ou totalement normale ont été proposées ces dernières années donnant lieu à la génération des impulsions de fortes énergies en cavité longue [118]–[121]. Des cavités longues générant des impulsions rectangulaires ont été étudié au début des lasers à fibre verrouillés en phase [77]. En augmentant la longueur de la cavité, la durée d'impulsion subit une augmentation significative. Cette caractéristique définit un nouveau régime appelé le de la résonance du soliton dissipatif (DSR). Dans le régime DSR, l'énergie et la durée de l'impulsion augmentent indéfiniment sans « wavebreaking » avec une puissance crête saturée [44], [47], [87]. Ce régime DSR a été largement étudié en dispersion normale et anormale avec des configurations différentes [48], [49], [52]. Cette nouvelle approche a suscité un intérêt important dans le domaine des lasers à fibre longues par le potentiel de ces sources laser à haute énergie pour différentes applications dans l'industrie, la biomédecine, la métrologie et les télécommunications. Récemment, différentes cavités ont exploité l'ajout des longueurs de la fibre pour réaliser de nouvelles sources pour générer des impulsions à haute énergie. Ivanenko et al. ont étudié expérimentalement une cavité linéaire couplée avec une cavité en anneau verrouillé en phase [122]. Ils ont démontré qu'il est possible de générer une énergie par impulsion de 12 μ J et une durée de quelques ns.

Komarov et al. ont proposé une nouvelle configuration de cavités longues pour la génération d'impulsions énergétiques et géantes en induisant un retard optique dans la cavité fibrée [123].

L'approche proposée consiste à utiliser des cavités lasers, fonctionnant en régime déclenché, couplés à des longues cavités pour augmenter l'énergie d'impulsions générées. La longueur de la boucle ajoutée qui représente le retard optique égal à l'intervalle du temps entre deux impulsions adjacentes. Ce principe permet de favoriser le Q-déclenchement à un taux de répétition fixé par la longueur de la boucle à retard.

En partant du concept de cavités couplées [123], nous avons réalisé un laser à fibre en verrouillage de modes générant des impulsions géantes, énergétiques et larges. Tout d'abord, nous rapportons la génération du régime déclenché obtenu dans une cavité en anneau verrouillé en phase par la RNLP, puis nous modifions la configuration en ajoutant une cavité longue couplée à la cavité principale.

II. Dispositif expérimental

Le montage expérimental de notre cavité initiale est présenté sur la figure 4.1. Notre cavité utilise la rotation non-linéaire de la polarisation (RNLP) comme méthode de verrouillage de modes. C'est une cavité unidirectionnelle en anneau. Elle est constituée d'un amplificateur à fibre double gaine co-dopée erbium-ytterbium de chez Keopsys (KPS-BT-C-30-BOFA) contenant 8 m de DCF, assurant une puissance de sortie de 1.2 W sous 5.2 W de puissance de pompage. Un isolateur indépendant de la polarisation (PI-ISO) est utilisé pour garantir une propagation unidirectionnelle dans la cavité. Les contrôleurs de polarisation (PC) et l'isolateur dépendant de la polarisation constituent le bloc qui contrôle les pertes non linéaires. Un coupleur 70/30 permet d'extraire 30% du signal. La longueur totale de la cavité est $L = 32$ m, ce qui correspond à une période $T = 160$ ns, ou encore un taux de répétition égal à 6.22 MHz. La cavité opère en régime de dispersion anormale avec $\beta_2 L = -0.336$ ps².

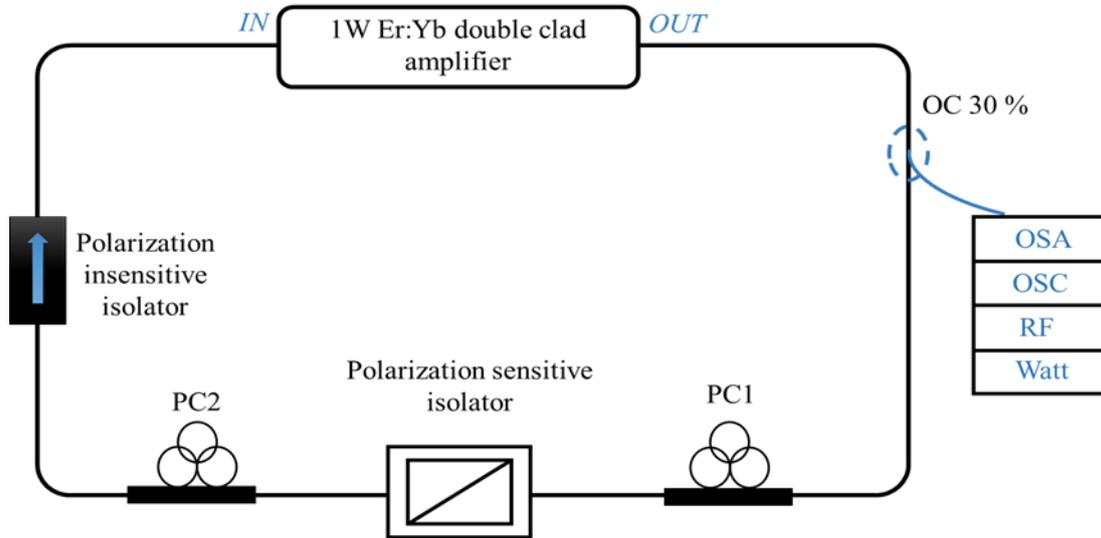


Figure 4.1. Schéma expérimental de la cavité en anneau

III. Etude du régime déclenché

En ajustant les contrôleurs de polarisation, différentes distributions impulsionnelles peuvent être obtenues comme dans les configurations similaires rapportées dans les références [124] et [125]. En plus du régime de verrouillage de modes, le laser présente d'autres régimes de fonctionnement, en fonction de l'orientation des contrôleurs de polarisation, notamment un régime continu stable et un régime déclenché. Le régime déclenché est une technique produisant des impulsions avec des taux de répétition de dizaines ou de centaines de kilohertz et des durées de l'ordre de la microseconde. Nous avons commencé notre étude par caractériser un laser générant un régime déclenché. Un train d'impulsions stables est alors obtenu très rapidement en agissant sur les contrôleurs de polarisation et en utilisant une puissance de pompage d'environ 1.6 W. Au-delà de cette valeur seuil de puissance de pompage, nous observons un train d'impulsions avec des durées d'impulsion de l'ordre de la microseconde comme présenté dans la figure 4.2. Le train d'impulsions présente une durée de 12.3 μ s entre deux impulsions consécutives. La durée de l'impulsion est de l'ordre de 0.9 μ s à une puissance de pompage égale à 3.6 W (Figure 4.3).

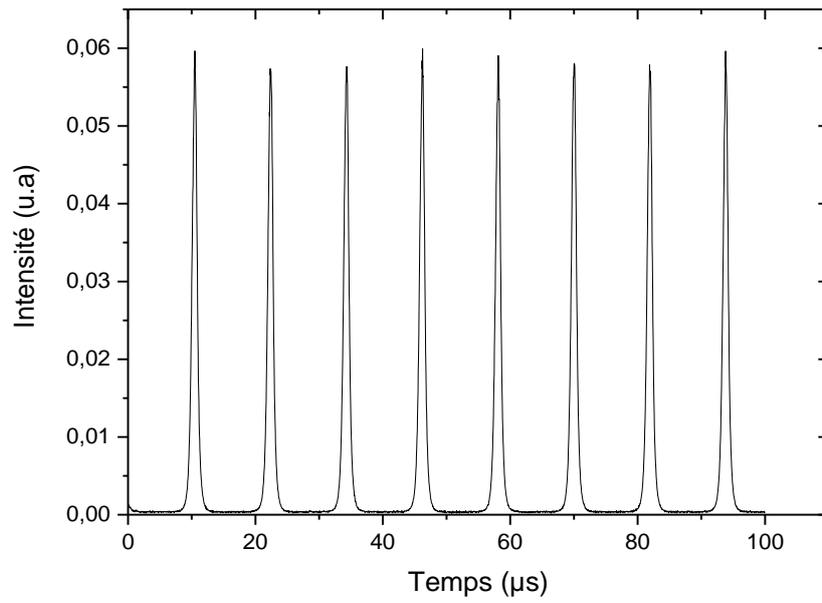


Figure 4.2. Trace temporelle d'un train d'impulsions en régime déclenché

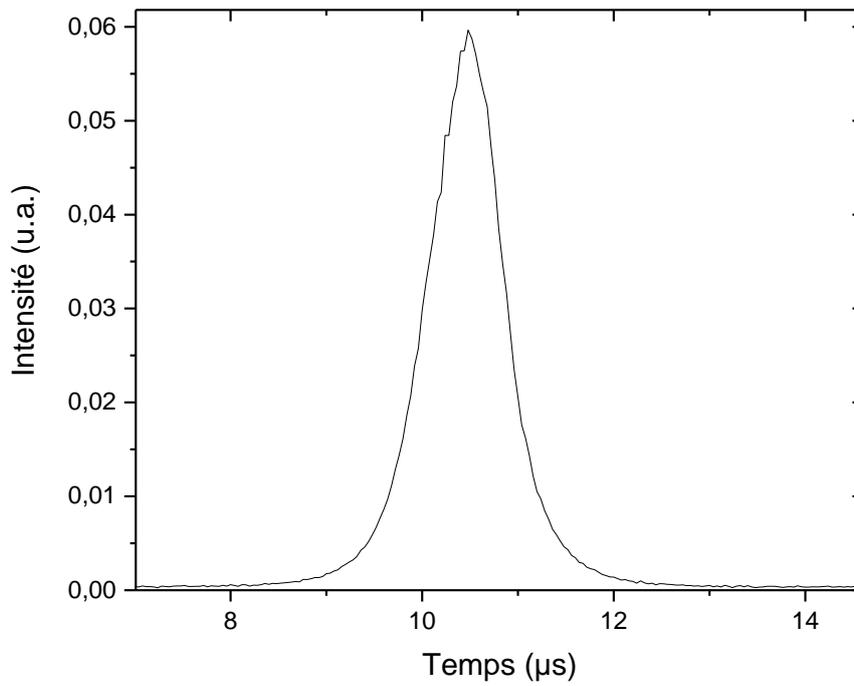


Figure 4.3. Zoom sur la figure 4.2 donnant le détail d'une impulsion obtenue en régime déclenché

Le spectre optique typique obtenu dans le cas du régime déclenché est présenté par la figure 4.4. Nous avons mesuré le spectre optique de sortie à la puissance de pompage de 3.6 W. Le spectre de notre laser présente plusieurs pics. Ce spectre est commun dans les lasers en régime continu ou régime déclenché.

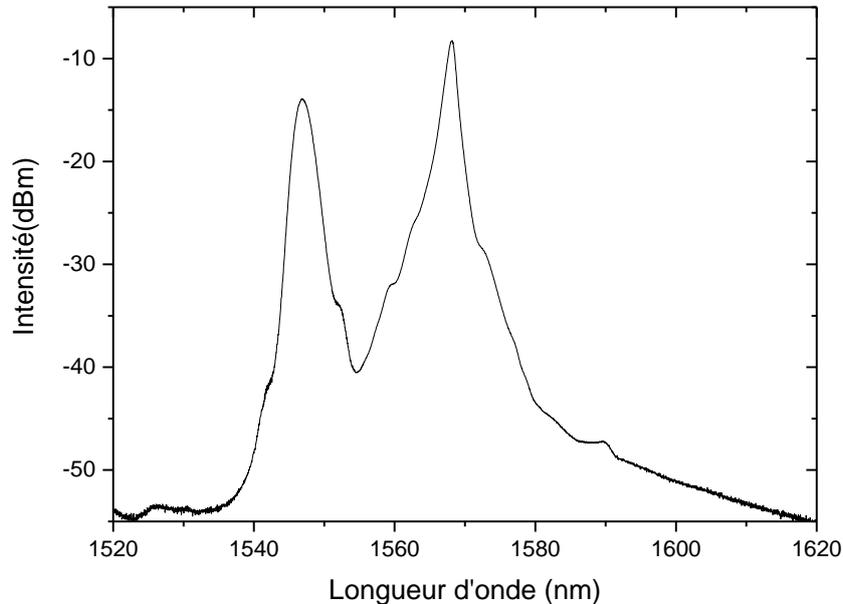


Figure 4.4. Spectre optique du régime déclenché

Dans cette partie, nous avons étudié les caractéristiques de l'impulsion du régime déclenché en fonction de la puissance de pompage. Comme illustré dans la figure 4.5, le taux de répétition des impulsions dépend de la puissance de pompage, ce qui est commun dans les lasers en régime déclenché. En effet, l'ajustement en bleu montre une évolution de la fréquence de répétition en fonction de la racine de la puissance de pompage. Le régime déclenché est stable pour une puissance de pompage de 1.6 W à 5.2 W. Pour une orientation bien précise des contrôleurs de polarisation, le laser peut émettre un train d'impulsions uniformément distribués dans la cavité. Si nous augmentons la puissance de pompage au-delà de 5.2 W, nous constatons que le régime déclenché devient instable. Comme la puissance de pompage de l'amplificateur varie de 1.6 W à 5.2 W, le taux de répétition du régime déclenché augmente de 56.7 kHz à 114 kHz.

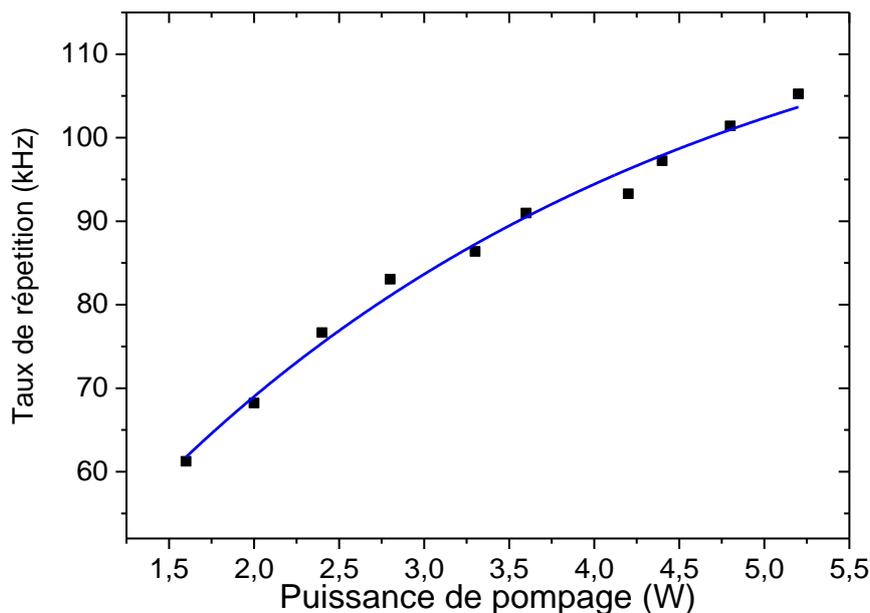


Figure 4.5. Evolution du taux de répétition en fonction de la puissance de pompage

L'énergie de l'impulsion augmente quasi linéairement avec la puissance de pompage comme montré dans la figure 4.6. L'énergie maximale de l'impulsion est de $1.5 \mu\text{J}$ à une puissance de pompage d'environ 5.2 W .

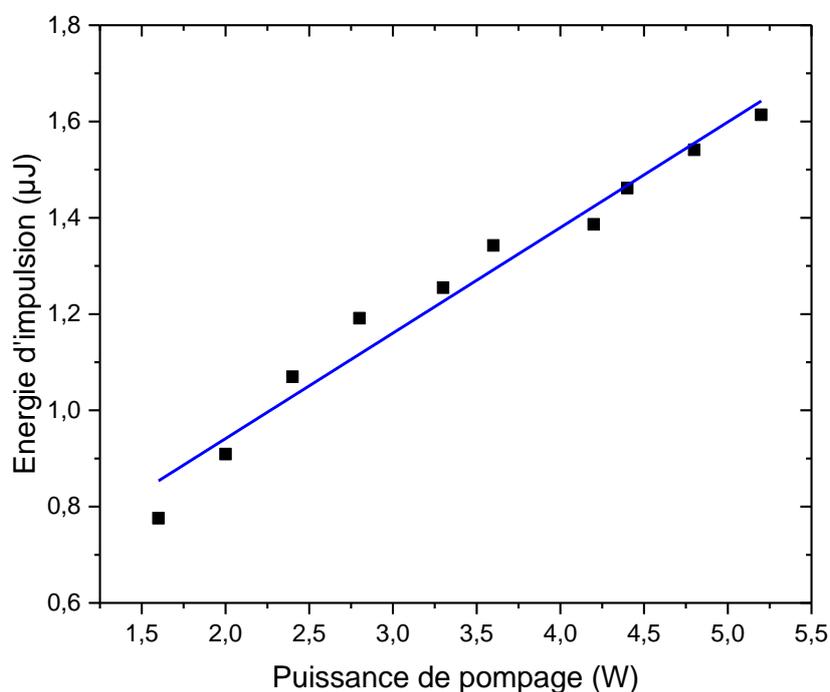


Figure 4.6. Evolution de l'énergie d'impulsion en fonction de la puissance de pompage

La figure 4.7 montre la durée de l'impulsion en augmentant la puissance de pompage. La durée de l'impulsion est inversement proportionnelle à la puissance de pompage, comme présenté

dans la figure 4.7 (ligne bleue continue). En régime déclenché, la durée de l'impulsion est de l'ordre de la microseconde.

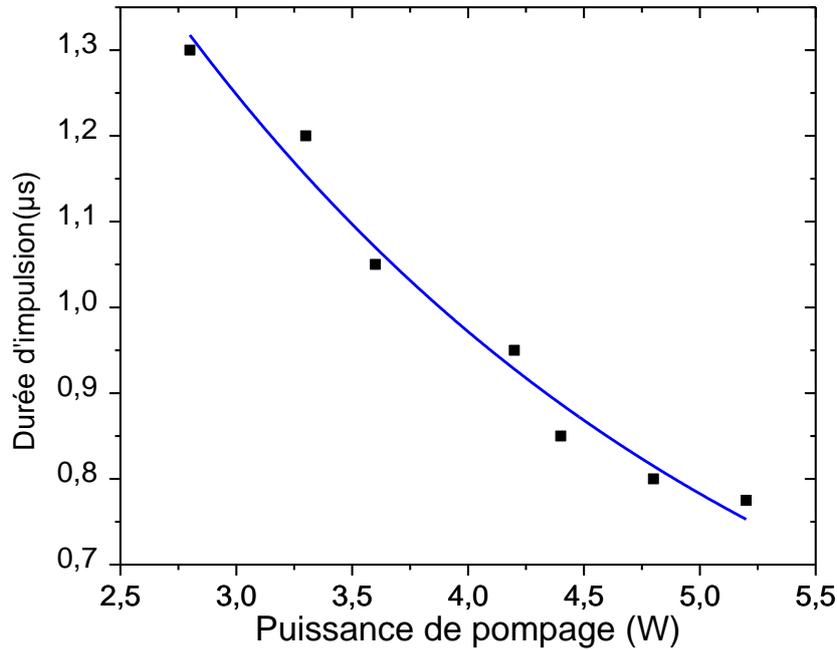


Figure 4.7. Evolution de la durée d'impulsion en fonction de la puissance de pompage

IV. Génération des impulsions énergétiques dans une cavité couplée

Le dispositif expérimental initial comprend une cavité unidirectionnelle permet de réaliser le régime déclenché. Une boucle additionnelle longue est ajoutée pour se placer dans les conditions proposées dans [123]. L'idée d'utiliser un retard optique qui correspond à la distance entre deux impulsions consécutives est basée sur :

$$\tau = \frac{nL}{c} \quad (4.2)$$

Pour une séparation entre deux impulsions de 12,3 µs obtenue à une puissance de pompage d'environ 3,6 W, la longueur requise est de 2460 m pour avoir le retard optique requis. Par conséquent, nous ajoutons à la cavité principale amplificatrice 2430 m de SMF-28 avec un coupleur 80/20, où 80 % est injecté dans la cavité amplificatrice et 20% est injecté dans la cavité auxiliaire comme le montre la figure 4.8. La cavité auxiliaire ajoutée joue le rôle du retard optique. Le choix du coupleur central est le résultat de plusieurs expériences afin d'avoir le régime le plus stable. La longueur totale de la cavité est d'environ 2460 m ce qui correspond à une période $T= 12,3 \mu\text{s}$, ou encore un taux de répétition de 81 kHz. La dispersion totale de la cavité est $\beta_2.L=-53,9 \text{ ps}^2$.

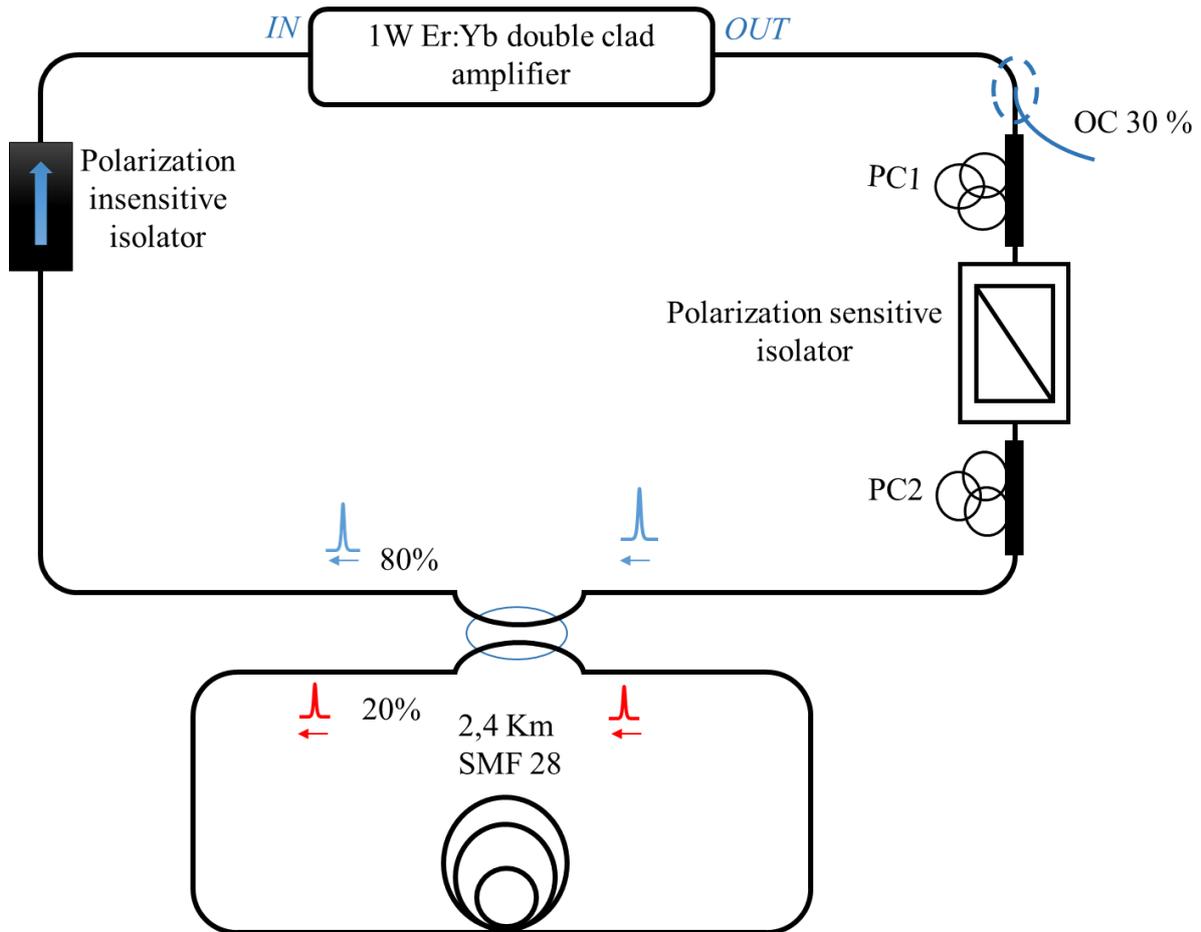


Figure 4.8. Schéma de la configuration de la cavité couplée

Comme le montre l'organigramme 4.9, après chaque tour de cavité, une partie du signal est récupérée à la sortie alors que le reste est réinjecté dans la cavité.

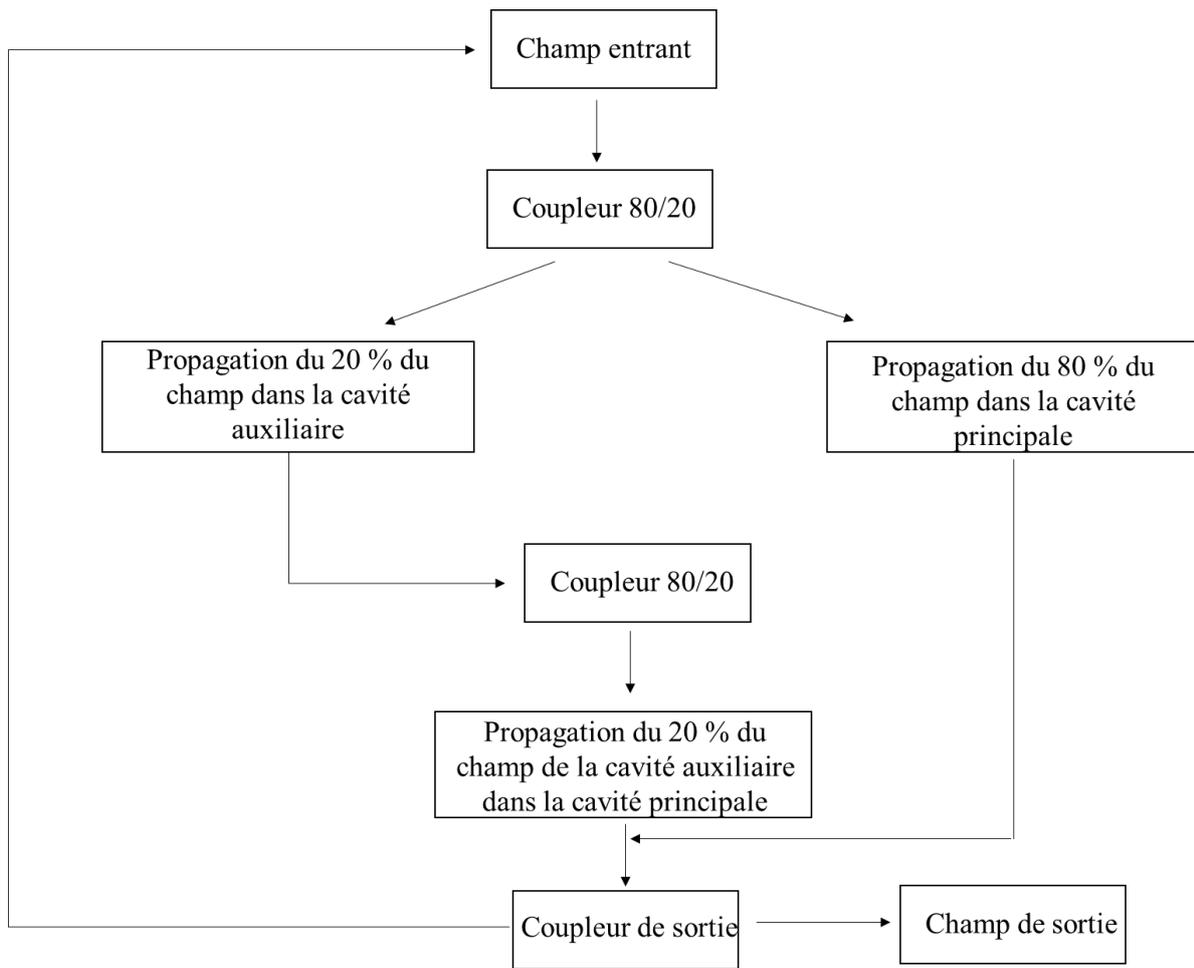


Figure 4.9. Principe du fonctionnement de la cavité

Différentes mesures ont été effectuées pour caractériser le fonctionnement du laser dans les conditions standards. Nous avons fait aussi d'autres mesures pour choisir le taux de couplage de sortie adéquat pour avoir un régime stable. En augmentant la puissance de pompage à 1.9 W et en choisissant une orientation bien précise des contrôleurs de polarisation, nous avons obtenu un régime de verrouillage de modes en utilisant la RNLP qui ressemble aux impulsions générées dans un régime déclenché. Mais, l'observation basse fréquence, illustrée par la figure 4.13, confirme que notre régime n'est pas un régime déclenché. En effet, en variant la puissance de pompage de l'amplificateur, le taux de répétition reste invariable et coïncide avec l'ISL de la cavité qui est de l'ordre de 81 kHz. La figure 4.10 présente les traces temporelles de deux trains d'impulsions obtenus à la sortie d'un coupleur de 30 % avec deux puissances de pompage de 4.7 W et 5.2 W. A ces deux puissances de pompage différentes, nous confirmons que le taux de séparation entre deux impulsions est constant et il est de l'ordre de 12.3 μ s. Notre régime

alors est un régime de verrouillage de modes avec des impulsions énergétiques d'une durée de quelques microsecondes.

Après avoir stabilisé la cavité, et optimisé le signal en réglant les contrôleurs de polarisation, nous remarquons que les amplitudes d'impulsions augmentent à mesure d'augmenter la puissance de pompage. Ces impulsions sont géantes et stables. L'impulsion générée, comme présenté dans la figure 4.11, est unique et large. La durée maximale de l'impulsion (FWHM) est d'environ $5 \mu\text{s}$.

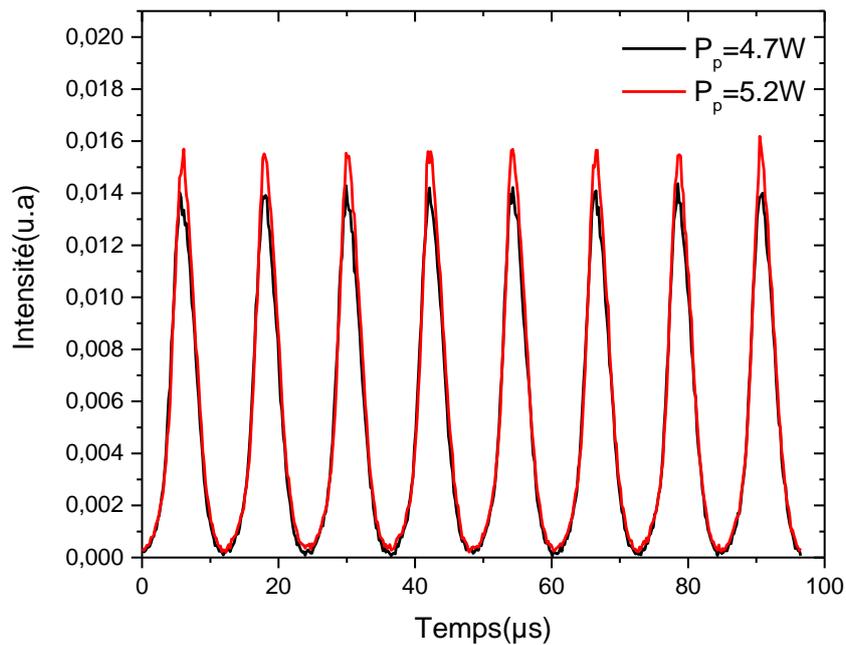


Figure 4.10. Traces temporelles de deux trains d'impulsions à deux puissances de pompage différentes, 4.7 W et 5.2 W

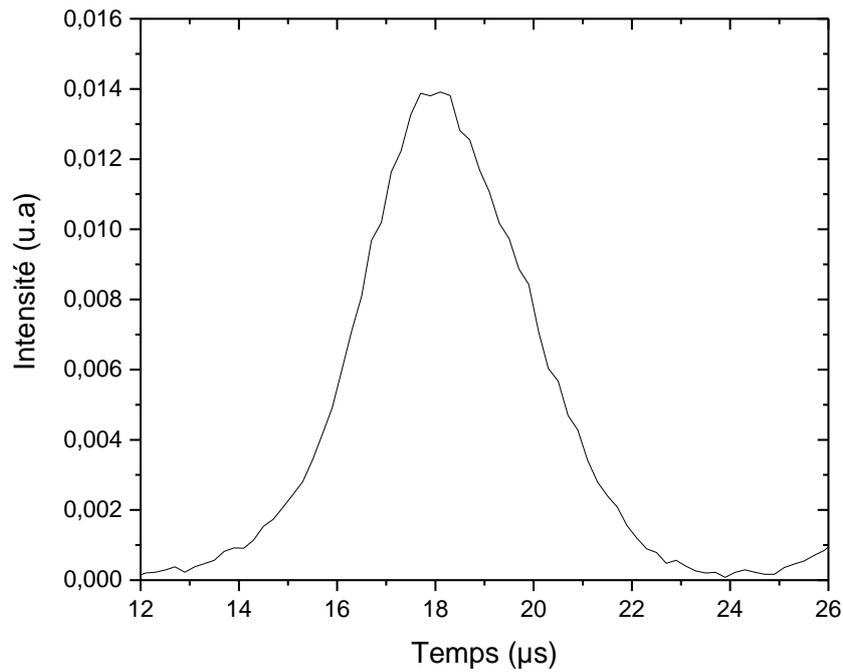


Figure 4.11. Profil temporel de l'impulsion

Le spectre optique, donné par la figure 4.12, est composée de deux bosses. La première bande est centrée autour de 1568 nm avec une largeur de 2 nm à -3 dB tandis que la deuxième bande est centrée autour de 1614 nm avec une largeur à mi-hauteur de 3 nm. La distance spectrale entre les deux longueurs d'onde centrales est de 46 nm.

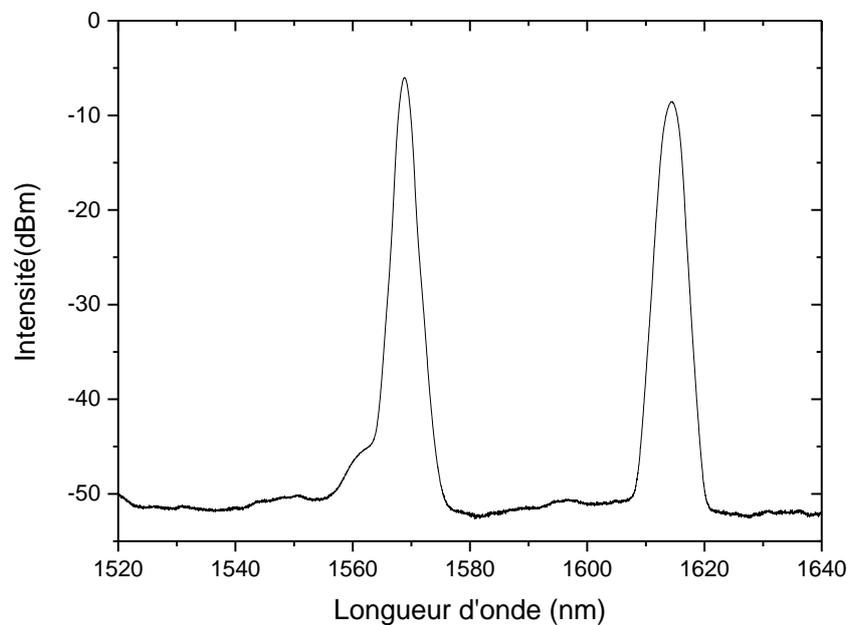


Figure 4.12. Spectre optique

Le spectre RF présente un rapport signal sur bruit d'environ 40 dB. Il a un pic stable montrant que la fréquence mesurée est de l'ordre de 81 kHz correspondant à l'ISL de la cavité. Il y a donc une impulsion par tour de cavité.

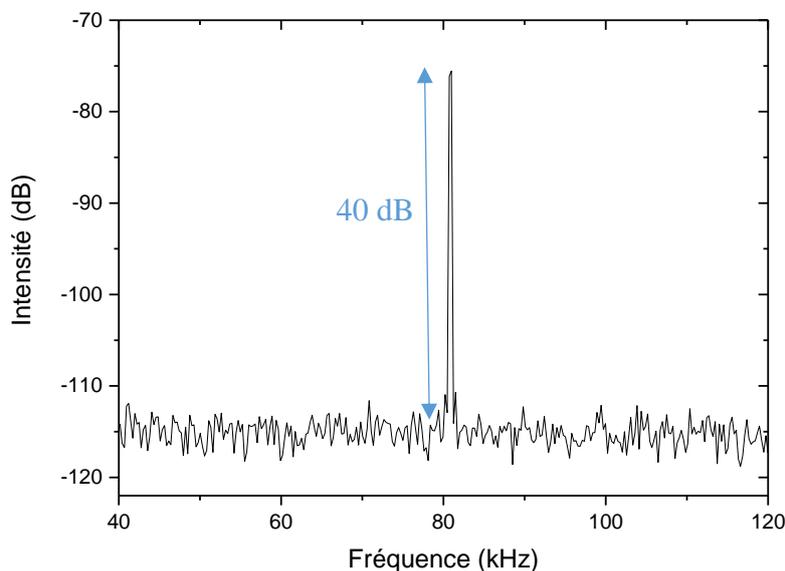


Figure 4.13. Spectre RF montrant un pic stable autour de 81 kHz

Afin d'étudier l'influence de la puissance de pompage sur l'impulsion, nous fixons les orientations des contrôleurs de polarisation et nous varions la puissance de pompage de 1.9 W à son maximum de 5.2 W. Les résultats expérimentaux donnés par la figure 4.14 montrent la dépendance des impulsions obtenues avec la puissance de pompage.

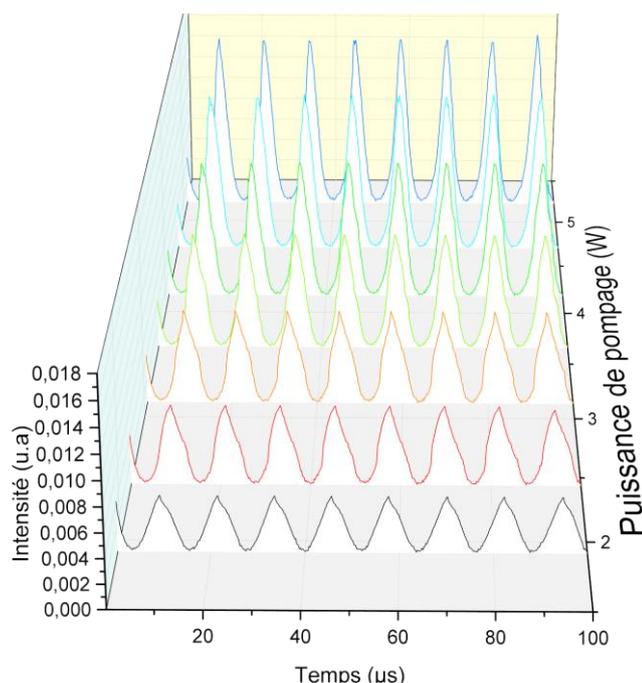


Figure 4.14. Evolution de la trace temporelle en fonction de la puissance de pompage

Cette étude préliminaire nous a poussé à analyser la dépendance de la puissance crête et de l'énergie de l'impulsion par rapport à la puissance de pompage. En suivant la même démarche que précédemment, nous avons mesuré la puissance moyenne du laser, qui est passée de 112 mW pour 1.9 W de puissance de pompage à 360 mW pour 5.2 W de puissance de pompage. Comme illustré dans la figure 4.15, l'énergie de l'impulsion et la puissance crête varient linéairement avec la puissance de pompage de l'amplificateur. L'énergie passe de 1.4 μ J à 4.5 μ J avec une puissance de pompage qui augmente de 1.9 W à 5.2 W. La puissance crête de l'impulsion varie de 0.27 W à 1.4 W.

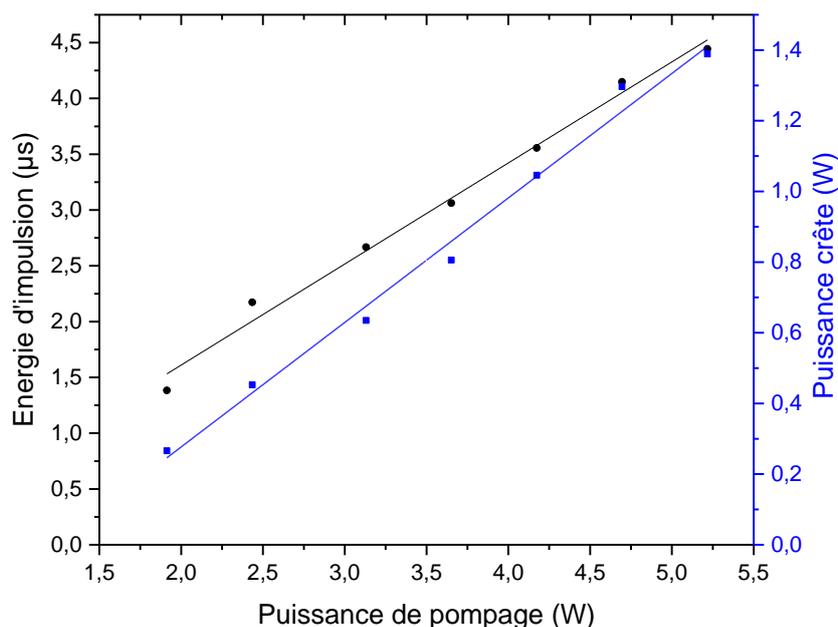


Figure 4.15. Evolution de l'énergie (cercle) et de la puissance crête d'impulsion (carré) en fonction de la puissance de pompage

La durée de l'impulsion diminue de 5.2 μ s à 3.1 μ s en augmentant la puissance de pompage de 1.9 W à 5.2 W. Le taux de répétition reste constant avec une valeur autour de 81 kHz comme présenté dans la figure 4.16.

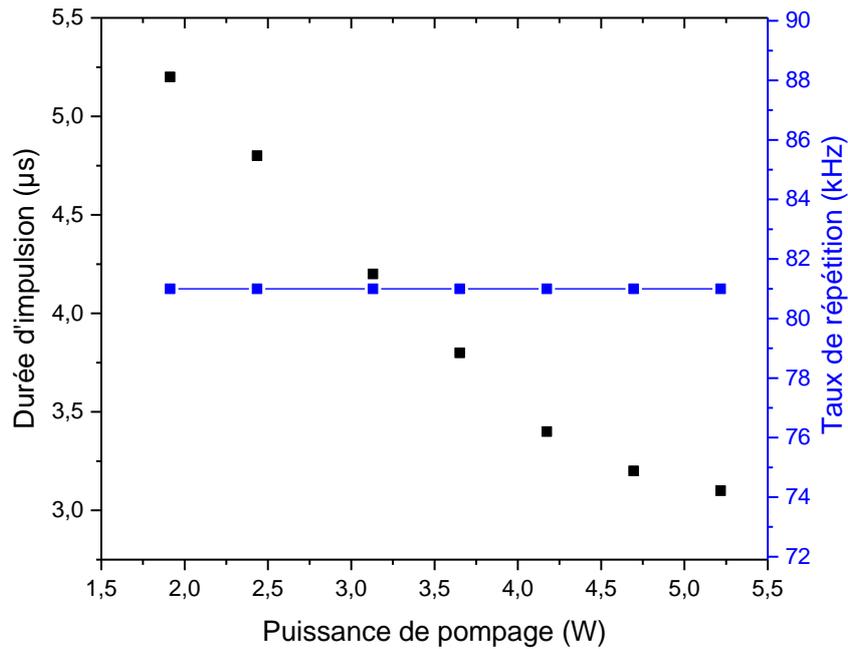


Figure 4.16. Evolution de la durée d'impulsion et le taux de répétition en fonction de la puissance de pompage

En comparant avec les résultats obtenus dans le régime déclenché, l'énergie est plus grande d'un facteur 3 et la durée est plus longue d'un facteur 4. La non-variation du taux de répétition en fonction de la puissance de pompage confirme que le régime obtenu est bien un régime de verrouillage de modes.

Contrairement à ce qui a été démontré auparavant, où il est possible de générer des impulsions énergétiques de l'ordre de la nanoseconde [119]–[121], notre cavité couplée génère des impulsions de l'ordre de la microseconde. L'utilisation d'une cavité couplée a permis de démontrer un nouveau concept en générant des impulsions longues et de forte énergie. En augmentant la puissance de pompage, la durée de l'impulsion est inversement proportionnelle à la puissance de pompage. La puissance crête, quant à elle, augmente linéairement avec l'augmentation de la puissance de pompage de l'amplificateur.

Les observations expérimentales sont en accord qualitatif avec les résultats théoriques rapportés dans [123]. En effet, il a été démontré que si le retard des impulsions réinjectées correspond à l'intervalle du temps entre deux impulsions consécutives, des impulsions verrouillées en phase à haute énergie peuvent être obtenues sans fragmentation de l'impulsion. Nous pensons qu'il s'agit d'une synchronisation de fréquence entre le taux de répétition fondamental de la cavité et la fréquence du régime du Q-switch. Cette synchronisation permet de générer des impulsions géantes.

V. Conclusion

En conclusion, nous avons réalisé un laser à fibre à verrouillage de modes composé de deux cavités couplés fonctionnant dans un régime très anormale. L'une de cavité représente le retard optique. Nous avons rapporté dans cette étude les caractéristiques d'un nouveau régime de verrouillage de modes qui ressemble au régime déclenché mais qui garde le taux de répétition stable et non affecté par la puissance de la pompe. Ces impulsions verrouillées en phase sont géantes et ont une très haute énergie. A la puissance de pompage maximale, les impulsions géantes générées ont une énergie de $4,5 \mu\text{J}$ et une durée de $3.1 \mu\text{s}$. Nos résultats présentent un nouveau concept pour augmenter l'énergie dans les lasers à fibre verrouillés en phase.

Conclusion et perspectives

L'objectif principal de cette thèse est d'étudier les cavités lasers à fibre co-dopée Er :Yb afin de générer des impulsions très énergétiques. Une grande partie de cette thèse a été consacrée à une étude expérimentale. L'autre partie a été consacrée à une contribution numérique.

En effet, nous avons développé un modèle numérique pour étudier la génération des impulsions rectangulaires dans un laser à fibre en forme de huit à double amplificateur. Un ensemble de paramètres laser nous a permis ainsi de générer des impulsions rectangulaires à haute énergie dans le régime de la résonance du soliton dissipatif (DSR). En plus, dans une telle configuration nous avons démontré la possibilité de contrôler séparément la durée et la puissance crête de l'impulsion. En parallèle, plusieurs expériences ont été mises en place pour générer des DSR. Une étude approfondie a été menée pour optimiser l'impulsion DSR en termes d'énergie et de durée. Toujours sur le plan expérimental, des impulsions géantes à haute énergie à partir du laser à fibre verrouillé en phase couplé à un retard optique ont été obtenues. Cela nous a permis de générer une large plage de durée d'impulsion à l'échelle de μs à taux de répétition faible dans des cavités utilisant des absorbants saturables artificiels.

Dans la première partie, nous nous sommes intéressés à l'étude d'un laser à fibre microstructurée en forme de huit à double amplificateur. L'objectif principal était de discuter à la fois l'impact des gains des deux amplificateurs et des propriétés de la fibre microstructurée sur le comportement du laser. Sous certaines conditions, le laser peut fonctionner en régime DSR. Nos simulations numériques ont montré que le gain de l'amplificateur dans l'UAL agit sur la puissance crête de l'impulsion. Le gain de l'amplificateur dans la NALM, quant à lui, contrôle la durée de l'impulsion DSR. Dans un second temps, nous avons étudié l'effet non-linéaire de la MOF sur la génération d'impulsions DSR. En effet, ce paramètre a un impact considérable sur la stabilité des impulsions rectangulaires. L'augmentation de l'effet non-linéaire dans la cavité provoque un élargissement progressif de la durée d'impulsion conduisant ainsi à une impulsion DSR.

Dans la deuxième partie, nous avons étudié expérimentalement le régime de la résonance du soliton dissipatif dans un laser à fibre co-dopée Er :Yb sous forme de huit à double amplificateur. En régime de verrouillage de modes avec une boucle non linéaire amplificatrice (NALM), nous avons présenté une série d'expériences afin d'optimiser l'énergie et la durée de l'impulsion. En plus de la puissance de pompage des deux amplificateurs, plusieurs paramètres clés

expérimentaux ont été identifiés tels que la dispersion de la cavité, le taux de couplage entre les deux boucles de la cavité et la position exacte des bobines de la fibre SMF-28. Dans des conditions optimales, le laser délivre des impulsions rectangulaires avec une énergie variant entre 8.5 et 10.1 μJ , alors que la durée de l'impulsion varie de 84 à 416 ns.

Dans la dernière partie, nous avons développé expérimentalement une nouvelle configuration permettant la génération des impulsions géantes à haute énergie. La configuration optique est basée sur un laser à fibre verrouillé en phase avec un retard optique. L'expérience a été motivée par la démonstration théorique d'un tel régime. Dans notre expérience, nous avons obtenu au début le régime déclenché à partir d'un laser à fibre en anneau sans boucle à retard optique. Nous avons mesuré le taux de répétition des impulsions pour savoir le retard optique à insérer. Ensuite, nous avons ajouté une longueur de 2430 m de la fibre SMF-28 couplée à la cavité en anneau pour avoir un retard égal au temps séparant deux impulsions adjacentes. Nous avons démontré la génération des impulsions géantes à haute énergie sans fragmentations « wavebreaking ». A la puissance de pompage maximale, des impulsions géantes ont été générées avec une énergie de 4.5 μJ et une durée de 3.1 μs . Nos résultats présentent une nouvelle façon d'augmenter l'énergie dans les lasers à fibre verrouillés en phase.

Cependant, il reste quelques idées que nous n'avons pas pu explorer par manque de temps. En effet, la validation expérimentale de l'impact des propriétés de la fibre microstructurée sur la génération des impulsions rectangulaires. Nous envisageons également en perspective, de mettre en œuvre expérimentalement d'autres cavités lasers permettant de générer des impulsions à haute énergie. L'une des pistes à explorer est la mise en place des amplificateurs à fibre en cascade à l'intérieur de la cavité pour améliorer la performance énergétique de l'impulsion.

Liste de publications

Publications

1. **F. Ben Braham**, G. Semaan, F. Bahloul, M. Salhi, and F. Sanchez, “Experimental optimization of dissipative soliton resonance square pulses in all anomalous passively mode-locked fiber laser” J. Opt., vol. 19, no. 10, 2017. (Impact Factor: **2.323**)
2. **F. Ben Braham**, G. Semaan, A. Niang, A. Komarov, F. Bahloul, M. Salhi, K. Komarov and F. Sanchez, “Wave-breaking-free passively mode-locked fiber laser using a hybrid regime of oscillation,” Laser Phys. Lett., vol. 15, no. 9, p. 095401, 2018. (Impact Factor: **2.240**)
3. M. Salhi, G. Semaan, **F. Ben Braham**, A. Niang, F. Bahloul, and F. Sanchez, “Broadly peak power and pulse width tunable dissipative soliton resonance generation in Figure-of-Eight fiber laser”, Romanian Reports in Physics, 402, 70, Jan 2018.
4. G. Semaan, **F. Ben Braham**, M. Salhi, Y. Meng, F. Bahloul, and F. Sanchez, “Generation of high energy square-wave pulses in all anomalous dispersion Er:Yb passive mode locked fiber ring laser”, Optics Express, vol. 24, N° 8, pp. 8399-8405, 2016. (Impact Factor: **3.356**)
5. G. Semaan, **F. Ben Braham**, J. Fourmont, M. Salhi, F. Bahloul, and F. Sanchez, “10 μ J dissipative soliton resonance square pulse in a dual amplifier figure-of-eight double-clad Er:Yb mode-locked fiber laser,” Opt. Lett. vol 41, pp. 4767-4770 (2016). (Impact Factor: **3.589**).

Communications

1. **F. Ben Braham**, G. Semaan, M. Salhi, F. Bahloul, and F. Sanchez, “Generation of rectangular pulses in figure-of-eight fiber laser”, 4th International Conference On Optics, Photonics and their Applications (ICOPA’2016), Bordeaux, France.
2. **F. Ben Braham**, G. Semaan, M. Salhi, F. Bahloul, and F. Sanchez, “ Génération d’impulsions rectangulaires à haute énergie dans un laser à fibre en forme de huit ”, Colloque International des Télécommunications, TELECOM’2017 & 10^{ème} JFMMA, Rabat, Maroc, 2017.
3. **F. Ben Braham**, G. Semaan, A. Niang, M. Salhi, F. Bahloul, and F. Sanchez, “Exhaustive study of dissipative soliton resonance in a dual amplifier passively mode-

- locked fiber laser”, 19th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON), Girona, Spain, 2017.
4. G. Semaan, ***F. Ben Braham***, M. Salhi, Y. Meng, F. Bahloul, and F. Sanchez, “High Energy Square-Wave Generation From an Er:Yb Passive Mode-Locked Fiber Ring Laser”, 18th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON), Trento, Italy, 2016.
 5. M. Salhi, G. Semaan, ***F. Ben Braham***, J. Fourmont, F. Bahloul, F. Sanchez, “Route to high energy dissipative soliton resonance pulse in a dual amplifier figure-of-eight fiber laser”, SPIE Optics +Optoelectronics, Prague, Czech Republic, 2017.
 6. G. Semaan, ***F. Ben Braham***, Y. Meng, M. Salhi and F. Sanchez “10 μ J squarewave pulses generation from a passively mode-locked figure-of-eight fiber laser”, ACP 2017, Guangzhou China, 10-13 November 2017.
 7. A. Niang, G. Semaan, ***F. Ben Braham***, M. Salhi, and F. Sanchez “Dynamics of Dissipative Soliton Resonance Square Pulses in Fiber Lasers”, 19th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON), Girona, Spain, 2017.

Bibliographie

- [1] E. Snitzer, "Proposed Fiber Cavities for Optical Masers," *J. Appl. Phys.*, vol. 32, no. 1, pp. 36–39, Jan. 1961.
- [2] C. J. Koester and E. Snitzer, "Amplification in a Fiber Laser," *Appl. Opt.*, vol. 3, no. 10, pp. 1182–1186, Oct. 1964.
- [3] J. Stone and C. a. Burrus, "Neodymium-doped silica lasers in end-pumped fiber geometry," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 23, no. 7, pp. 388–389, Oct. 1973.
- [4] J. Stone and C. A. Burrus, "Neodymium-Doped Fiber Lasers: Room Temperature cw Operation with an Injection Laser Pump," *Appl. Opt.*, vol. 13, no. 6, pp. 1256–1258, Jun. 1974.
- [5] S. B. Poole, D. N. Payne, and M. E. Fermann, "Fabrication of low-loss optical fibres containing rare-earth ions," *Electron. Lett.*, vol. 21, no. 17, pp. 737–738, Aug. 1985.
- [6] R. J. Mears, L. Reekie, S. B. Poole, and D. N. Payne, "Neodymium-doped silica single-mode fibre lasers," *Electron. Lett.*, vol. 21, no. 17, pp. 738–740, Aug. 1985.
- [7] R. J. Mears, L. Reekie, I. M. Jauncey, and D. N. Payne, "Low-noise erbium-doped fibre amplifier operating at 1.54 μm ," *Electron. Lett.*, vol. 23, no. 19, pp. 1026–1028, 1987.
- [8] I. P. Alcock, A. C. Tropper, A. I. Ferguson, and D. C. Hanna, "Q-switched operation of a neodymium-doped monomode fibre laser," *Electron. Lett.*, vol. 22, no. 2, pp. 84–85, Jan. 1986.
- [9] R. J. Mears, L. Reekie, S. B. Poole, and D. N. Payne, "Low-threshold tunable CW and Q-switched fibre laser operating at 1.55 μm ," *Electron. Lett.*, vol. 22, no. 3, pp. 159–160, Jan. 1986.
- [10] I. M. Jauncey, J. T. Lin, L. Reekie, and R. J. Mears, "Efficient diode-pumped CW and Q-switched single-mode fibre laser," *Electron. Lett.*, vol. 22, no. 4, pp. 198–199, Feb. 1986.
- [11] I. P. Alcock, A. I. Ferguson, D. C. Hanna, and A. C. Tropper, "Mode-locking of a neodymium-doped monomode fibre laser," *Electron. Lett.*, vol. 22, no. 5, pp. 268–269, Feb. 1986.
- [12] M. W. Phillips, A. I. Ferguson, and D. C. Hanna, "Frequency-modulation mode locking of a Nd³⁺-doped fiber laser," *Opt. Lett.*, vol. 14, no. 4, pp. 219–221, Feb. 1989.

-
- [13] M. E. Fermann, M. Hofer, F. Haberl, A. J. Schmidt, and L. Turi, "Additive-pulse-compression mode locking of a neodymium fiber laser," *Opt. Lett.*, vol. 16, no. 4, pp. 244–246, Feb. 1991.
- [14] I. N. Duling, "All-fiber ring soliton laser mode locked with a nonlinear mirror," *Opt. Lett.*, vol. 16, no. 8, pp. 539–541, Apr. 1991.
- [15] K. Tamura, H. A. Haus, and E. P. Ippen, "Self-starting additive pulse mode-locked erbium fibre ring laser," *Electron. Lett.*, vol. 28, no. 24, pp. 2226–2228, Nov. 1992.
- [16] Y. Meng, S. Zhang, X. Li, H. Li, J. Du, and Y. Hao, "Multiple-soliton dynamic patterns in a graphene mode-locked fiber laser," *Opt. Express*, vol. 20, no. 6, pp. 6685–6692, Mar. 2012.
- [17] Y. Meng, A. Niang, K. Guesmi, M. Salhi, and F. Sanchez, "1.61 μm high-order passive harmonic mode locking in a fiber laser based on graphene saturable absorber," *Opt. Express*, vol. 22, no. 24, pp. 29921–29926, Dec. 2014.
- [18] M. E. Fermann, M. J. Andrejco, Y. Silberberg, and M. L. Stock, "Passive mode locking by using nonlinear polarization evolution in a polarization-maintaining erbium-doped fiber," *Opt. Lett.*, vol. 18, no. 11, pp. 894–896, Jun. 1993.
- [19] C.-J. Chen, P. K. A. Wai, and C. R. Menyuk, "Soliton fiber ring laser," *Opt. Lett.*, vol. 17, no. 6, pp. 417–419, Mar. 1992.
- [20] N. J. Doran and D. Wood, "Nonlinear-optical loop mirror," *Opt. Lett.*, vol. 13, no. 1, pp. 56–58, Jan. 1988.
- [21] M. E. Fermann, F. Haberl, M. Hofer, and H. Hochreiter, "Nonlinear amplifying loop mirror," *Opt. Lett.*, vol. 15, no. 13, pp. 752–754, Jul. 1990.
- [22] M. Salhi, F. Amrani, H. Leblond, and F. Sanchez, "Analytical investigation of a figure-eight single-pulse all-fiber laser based on a nonlinear amplifying loop mirror," *Phys. Rev. A*, vol. 82, no. 4, p. 043834, Oct. 2010.
- [23] A. Komarov, K. Komarov, H. Leblond, and F. Sanchez, "Spectral-selective management of dissipative solitons in passive mode-locked fibre lasers," *J. Opt. Pure Appl. Opt.*, vol. 9, no. 12, p. 1149, 2007.
- [24] A. Komarov, F. Amrani, A. Dmitriev, K. Komarov, and F. Sanchez, "Competition and coexistence of ultrashort pulses in passive mode-locked lasers under dissipative-soliton-resonance conditions," *Phys. Rev. A*, vol. 87, no. 2, p. 023838, Feb. 2013.
- [25] 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.*, vol. 34, no. 14, pp. 2120–2122, Jul. 2009.

-
- [26] F. Amrani, M. Salhi, A. Niang, A. Komarov, and F. Sanchez, "Soliton pattern formation in figure-of-eight laser," 2012, vol. 8434, pp. 843403-843403–7.
- [27] D. Y. Tang, P. D. Drummond, W. S. Man, H. Y. Tam, and M. S. Demokan, "Observation of bound solitons in a passively mode-locked fiber laser," in *Quantum Electronics and Laser Science Conference (QELS 2000)*, Vol.40, p. 114, 2000.
- [28] P. Grelu, F. Belhache, F. Guty, and J.-M. Soto-Crespo, "Phase-locked soliton pairs in a stretched-pulse fiber laser," *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 11, pp. 966–968, Jun. 2002.
- [29] P. Grelu, J. Béal, and J. M. Soto-Crespo, "Soliton pairs in a fiber laser: from anomalous to normal average dispersion regime," *Opt. Express*, vol. 11, no. 18, pp. 2238–2243, Sep. 2003.
- [30] S. Chouli and P. Grelu, "Rains of solitons in a fiber laser," *Opt. Express*, vol. 17, no. 14, pp. 11776–11781, Jul. 2009.
- [31] S. Chouli and P. Grelu, "Soliton rains in a fiber laser: An experimental study," *Phys. Rev. A*, vol. 81, no. 6, p. 063829, Jun. 2010.
- [32] F. Amrani, A. Haboucha, M. Salhi, H. Leblond, A. Komarov, and F. Sanchez, "Dissipative solitons compounds in a fiber laser. Analogy with the states of the matter," *Appl. Phys. B*, vol. 99, no. 1–2, pp. 107–114, Apr. 2010.
- [33] F. Amrani, M. Salhi, P. Grelu, H. Leblond, and F. Sanchez, "Universal soliton pattern formations in passively mode-locked fiber lasers," *Opt. Lett.*, vol. 36, no. 9, pp. 1545–1547, May 2011.
- [34] F. Amrani, Génération et interaction d'un grand nombre de solitons dans les lasers à fibre : universalité des comportements collectifs. Thèse de doctorat de l'université d'Angers, 2011.
- [35] A. Niang, F. Amrani, M. Salhi, H. Leblond, A. Komarov, and F. Sanchez, "Harmonic mode-locking in a fiber laser through continuous external optical injection," *Opt. Commun.*, vol. 312, pp. 1–6, Feb. 2014.
- [36] J. N. Kutz, B. C. Collings, K. Bergman, and W. H. Knox, "Stabilized pulse spacing in soliton lasers due to gain depletion and recovery," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 34, no. 9, pp. 1749–1757, Sep. 1998.
- [37] A. B. Grudinin and S. Gray, "Passive harmonic mode locking in soliton fiber lasers," *JOSA B*, vol. 14, no. 1, pp. 144–154, Jan. 1997.
- [38] A. B. Grudinin, D. J. Richardson, and D. N. Payne, "Passive harmonic modelocking of a fibre soliton ring laser," *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 21, pp. 1860–1861, Oct. 1993.

-
- [39] F. Amrani, A. Niang, M. Salhi, A. Komarov, H. Leblond, and F. Sanchez, "Passive harmonic mode locking of soliton crystals," *Opt. Lett.*, vol. 36, no. 21, pp. 4239–4241, Nov. 2011.
- [40] B. Ortaç, A. Hideur, and M. Brunel, "Passive harmonic mode locking with a high-power ytterbium-doped double-clad fiber laser," *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 17, pp. 1995–1997, Sep. 2004.
- [41] Z. X. Zhang, L. Zhan, X. X. Yang, S. Y. Luo, and Y. X. Xia, "Passive harmonically mode-locked erbium-doped fiber laser with scalable repetition rate up to 1.2 GHz," *Laser Phys. Lett.*, vol. 4, no. 8, p. 592, Feb. 2007.
- [42] S. Zhou, D. G. Ouzounov, and F. W. Wise, "Passive harmonic mode-locking of a soliton Yb fiber laser at repetition rates to 1.5 GHz," *Opt. Lett.*, vol. 31, no. 8, pp. 1041–1043, Apr. 2006.
- [43] 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*, vol. 72, no. 4, Oct. 2005.
- [44] W. Chang, A. Ankiewicz, J. M. Soto-Crespo, and N. Akhmediev, "Dissipative soliton resonances," *Phys. Rev. A*, vol. 78, no. 2, p. 023830, Aug. 2008.
- [45] W. Chang, A. Ankiewicz, J. M. Soto-Crespo, and N. Akhmediev, "Dissipative soliton resonances in laser models with parameter management," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 25, no. 12, p. 1972, Dec. 2008.
- [46] N. Akhmediev, J. M. Soto-Crespo, and P. Grelu, "Roadmap to ultra-short record high-energy pulses out of laser oscillators," *Phys. Lett. A*, vol. 372, no. 17, pp. 3124–3128, 2008.
- [47] W. Chang, J. M. Soto-Crespo, A. Ankiewicz, and N. Akhmediev, "Dissipative soliton resonances in the anomalous dispersion regime," *Phys. Rev. A*, vol. 79, no. 3, p. 033840, Mar. 2009.
- [48] G. Semaan, F. Ben Braham, M. Salhi, Y. Meng, F. Bahloul, and F. Sanchez, "Generation of high energy square-wave pulses in all anomalous dispersion Er:Yb passive mode locked fiber ring laser," *Opt. Express*, vol. 24, no. 8, p. 8399, Apr. 2016.
- [49] X. Wu, D. Y. Tang, H. Zhang, and L. M. Zhao, "Dissipative soliton resonance in an all-normaldispersion erbium-doped fiber laser," *Opt. Express*, vol. 17, no. 7, p. 5580, Mar. 2009.

-
- [50] X. Zhang, C. Gu, G. Chen, B. Sun, L. Xu, A. Wang and H. Ming, "Square-wave pulse with ultra-wide tuning range in a passively mode-locked fiber laser," *Opt. Lett.*, vol. 37, no. 8, p. 1334, Apr. 2012.
- [51] Z.-C. Luo, W.-J. Cao, Z.-B. Lin, Z.-R. Cai, A.-P. Luo, and W.-C. Xu, "Pulse dynamics of dissipative soliton resonance with large duration-tuning range in a fiber ring laser," *Opt. Lett.*, vol. 37, no. 22, p. 4777, Nov. 2012.
- [52] F. Ben Braham, G. Semaan, F. Bahloul, M. Salhi, and F. Sanchez, "Experimental optimization of dissipative soliton resonance square pulses in all anomalous passively mode-locked fiber laser," *J. Opt.*, vol. 19, no. 10, p. 105501, 2017.
- [53] K. Krzempek, "Dissipative soliton resonances in all-fiber Er-Yb double clad figure-8 laser," *Opt. Express*, vol. 23, no. 24, p. 30651, Nov. 2015.
- [54] K. Krzempek and K. Abramski, "Dissipative soliton resonance mode-locked double clad Er:Yb laser at different values of anomalous dispersion," *Opt. Express*, vol. 24, no. 20, pp. 22379–22386, Oct. 2016.
- [55] G. Semaan, F. Ben Braham, J. Fourmont, M. Salhi, F. Bahloul, and F. Sanchez, "10 μ J dissipative soliton resonance square pulse in a dual amplifier figure-of-eight double-clad Er:Yb mode-locked fiber laser," *Opt. Lett.*, vol. 41, no. 20, p. 4767, Oct. 2016.
- [56] J.-H. Yang, C.-Y. Guo, S.-C Ruan, D.-Q. Ouyang, H.-Q. Lin, Y.-M. Wu, R.-H. Wen, "Observation of Dissipative Soliton Resonance in a Net-Normal Dispersion Figure-of-Eight Fiber Laser," *IEEE Photonics J.*, vol. 5, no. 3, pp. 1500806–1500806, Jun. 2013.
- [57] L. Mei, G. Chen, L. Xu, X. Zhang, C. Gu, B. Sun and A. Wang, "Width and amplitude tunable square-wave pulse in dual-pump passively mode-locked fiber laser," *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 11, p. 3235, Jun. 2014.
- [58] S.-K. Wang, Q.-Y. Ning, A.-P. Luo, Z.-B. Lin, Z.-C. Luo, and W.-C. Xu, "Dissipative soliton resonance in a passively mode-locked figure-eight fiber laser," *Opt. Express*, vol. 21, no. 2, p. 2402, Jan. 2013.
- [59] N. Zhao, M. Liu, H. Liu, X.-W. Zheng, Q.-Y. Ning, A.-P. Luo, Z.-C. Luo, and W.-C. Xu, "Dual-wavelength rectangular pulse Yb-doped fiber laser using a microfiber-based graphene saturable absorber," *Opt. Express*, vol. 22, no. 9, pp. 10906–10913, May 2014.
- [60] M. J. F. Digonnet, *Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers*, CRC Press, 2001.
- [61] G. Geister and R. Ulrich, "Neodymium-fibre laser with integrated-optic mode locker," *Opt. Commun.*, vol. 68, no. 3, pp. 187–189, Oct. 1988.

-
- [62] I. N. Duling, L. Goldberg, and J. F. Weller, "High-power, mode-locked Nd:fibre laser pumped by an injection-locked diode array," *Electron. Lett.*, vol. 24, no. 21, pp. 1333–1335, Oct. 1988.
- [63] D. C. Hanna, I.M. Jauncey, R.M. Percival, I.R. Perry, R.G. Smart, P.J. Suni, J.E. Townsend, and A.C. Tropper, "Continuous-wave oscillation of a monomode ytterbium-doped fibre laser," *Electron. Lett.*, vol. 24, no. 17, pp. 1111–1113, Aug. 1988.
- [64] D. C. Hanna, R. M. Percival, R. G. Smart, J. E. Townsend, and A. C. Tropper, "Continuous-wave oscillation of a monomode thulium-doped fibre laser," *Electron. Lett.*, vol. 24, no. 19, pp. 1222–1223, Sep. 1988.
- [65] D. C. Hanna, R. M. Percival, R. G. Smart, J. E. Townsend, and A. C. Tropper, "Continuous-wave oscillation of holmium-doped silica fibre laser," *Electron. Lett.*, vol. 25, no. 9, pp. 593–594, Apr. 1989.
- [66] Y. Durteste, M. Monerie, J. Y. Allain, and H. Poignant, "Amplification and lasing at 1.3 μm in praseodymium-doped fluorozirconate fibres," *Electron. Lett.*, vol. 27, no. 8, pp. 626–628, Apr. 1991.
- [67] E. Snitzer and R. Woodcock, "Yb³⁺–Er³⁺ GLASS LASER," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 6, no. 3, pp. 45–46, Feb. 1965.
- [68] L. Goldberg and J. Koplow, "Compact, side-pumped 25 dBm Er/Yb co-doped double cladding fibre amplifier," *Electron. Lett.*, vol. 34, no. 21, pp. 2027–2028, Oct. 1998.
- [69] D. Gloge, "Dispersion in Weakly Guiding Fibers," *Appl. Opt.*, vol. 10, no. 11, pp. 2442–2445, Nov. 1971.
- [70] S. V. Kartalopoulos, "Optical Bit Error Rate: An Estimation Methodology," 2004.
- [71] G. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics - 3rd Edition," Academic press, 2001.
- [72] Q. Li, Y. Zheng, Z. Wang, and T. Zuo, "A novel high-peak power double AO Q-switches pulse Nd:YAG laser for drilling," *Opt. Laser Technol.*, vol. 37, no. 5, pp. 357–362, 2005.
- [73] Y. Li, W. Qingpu, Z. Shaojun, Z. Xingyu, L. Zejin, J. Zongfu, L. Zhaojun, L. Shutao, "A novel La₃Ga₅SiO₁₄ electro-optic Q-switched Nd:LiYF (Nd:YLF) laser with a Cassegrain unstable cavity," *Opt. Commun.*, vol. 244, no. 1, pp. 333–338, Jan. 2005.
- [74] A. Szabo and R. A. Stein, "Theory of Laser Giant Pulsing by a Saturable Absorber," *J. Appl. Phys.*, vol. 36, no. 5, pp. 1562–1566, May 1965.
- [75] P. R. Morkel, K. P. Jedrzejewski, E. R. Taylor, and D. N. Payne, "Short-pulse, high-power Q-switched fiber laser," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 4, no. 6, pp. 545–547, Jun. 1992.

-
- [76] E. P. Ippen, “Principles of passive mode locking,” *Appl. Phys. B*, vol. 58, no. 3, pp. 159–170, Mar. 1994.
- [77] V. J. Matsas, T. P. Newson, D. J. Richardson, and D. N. Payne, “Selfstarting passively mode-locked fibre ring soliton laser exploiting nonlinear polarisation rotation,” *Electron. Lett.*, vol. 28, no. 15, pp. 1391–1393, Jul. 1992.
- [78] M. Hofer, M. H. Ober, F. Haberl, and M. E. Fermann, “Characterization of ultrashort pulse formation in passively mode-locked fiber lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 28, no. 3, pp. 720–728, Mar. 1992.
- [79] M. Gicquel-Guéo, “Absorbant saturable ultra-rapide à multipuits quantiques pour le traitement tout-optique du signal,” Thèse de doctorat de l’université de Rennes, 2004.
- [80] L. Dahlstrom, “An experimental technique for the investigation of the formation of picosecond pulses in a mode-locked Nd-glass laser,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 13, no. 5, pp. 317–320, May 1977.
- [81] H. A. Haus and A. Mecozzi, “Noise of mode-locked lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 29, no. 3, pp. 983–996, Mar. 1993.
- [82] H. A. Haus, “Mode-locking of lasers,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 6, no. 6, pp. 1173–1185, Nov. 2000.
- [83] M. N. Islam, E. R. Sunderman, R. H. Stolen, W. Pleibel, and J. R. Simpson, “Soliton switching in a fiber nonlinear loop mirror,” *Opt. Lett.*, vol. 14, no. 15, pp. 811–813, Aug. 1989.
- [84] W. H. Renninger, A. Chong, and F. W. Wise, “Area theorem and energy quantization for dissipative optical solitons,” *JOSA B*, vol. 27, no. 10, pp. 1978–1982, Oct. 2010.
- [85] P. Grelu, F. Belhache, F. Gутty, and J. M. Soto-Crespo, “Relative phase locking of pulses in a passively mode-locked fiber laser,” *JOSA B*, vol. 20, no. 5, pp. 863–870, May 2003.
- [86] S. Chouli, “Structures optiques dissipatives en cavité laser à fibre,” Thèse de doctorat de l’université de Bourgogne, 2011.
- [87] A. Komarov, H. Leblond, and F. Sanchez, “Multistability and hysteresis phenomena in passively mode-locked fiber lasers,” *Phys. Rev. A*, vol. 71, no. 5, p. 053809, May 2005.
- [88] A. Haboucha, H. Leblond, M. Salhi, A. Komarov, and F. Sanchez, “Coherent soliton pattern formation in a fiber laser,” *Opt. Lett.*, vol. 33, no. 5, pp. 524–526, Mar. 2008.
- [89] B. Ortaç, M. Baumgartl, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Approaching microjoule-level pulse energy with mode-locked femtosecond fiber lasers,” *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 10, pp. 1585–1587, May 2009.

-
- [90] E. J. R. Kelleher, J. C. Travers, E. P. Ippen, Z. Sun, A. C. Ferrari, S. V. Popov, and J. R. Taylor, "Generation and direct measurement of giant chirp in a passively mode-locked laser," *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 22, pp. 3526–3528, Nov. 2009.
- [91] F. O. Ilday, J. R. Buckley, W. G. Clark, and F. W. Wise, "Self-similar evolution of parabolic pulses in a laser," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 92, no. 21, p. 213902, May 2004.
- [92] P. Grelu, W. Chang, A. Ankiewicz, J. M. Soto-Crespo, and N. Akhmediev, "Dissipative soliton resonance as a guideline for high-energy pulse laser oscillators," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 27, no. 11, p. 2336, Nov. 2010.
- [93] A. F. J. Runge, C. Agüergaray, R. Provo, M. Erkintalo, and N. G. R. Broderick, "All-normal dispersion fiber lasers mode-locked with a nonlinear amplifying loop mirror," *Opt. Fiber Technol.*, vol. 20, no. 6, pp. 657–665, Dec. 2014.
- [94] F. Bahloul, K. Guesmi, M. Salhi, F. Sanchez, and R. Attia, "Control of the square pulse properties in figure-of-eight microstructured fiber laser," *Opt. Eng.*, vol. 55, no. 2, pp. 026102–026102, 2016.
- [95] L. Duan, X. Liu, D. Mao, L. Wang, and G. Wang, "Experimental observation of dissipative soliton resonance in an anomalous-dispersion fiber laser," *Opt. Express*, vol. 20, no. 1, pp. 265–270, Jan. 2012.
- [96] K. Krzempek, "Dissipative soliton resonances in all-fiber Er-Yb double clad figure-8 laser," *Opt. Express*, vol. 23, no. 24, p. 30651, Nov. 2015.
- [97] K. Krzempek, J. Sotor, and K. Abramski, "Compact all-fiber figure-9 dissipative soliton resonance mode-locked double-clad Er:Yb laser," *Opt. Lett.*, vol. 41, no. 21, pp. 4995–4998, Nov. 2016.
- [98] D. J. Richardson, R. I. Laming, D. N. Payne, V. Matsas, and M. W. Phillips, "Selfstarting, passively modelocked erbium fibre ring laser based on the amplifying Sagnac switch," *Electron. Lett.*, vol. 27, no. 6, p. 542, 1991.
- [99] I. Armas-Rivera, C. Cuadrado-Laborde, A. Carrascosa, E. A. Kuzin, G. Beltrán-Pérez, A. Díez A and M. V. Andrés, "Dissipative soliton resonance in a full polarization-maintaining fiber ring laser at different values of dispersion," *Opt. Express*, vol. 24, no. 9, pp. 9966–9974, May 2016.
- [100] D. Kuizenga and A. Siegman, "FM and AM mode locking of the homogeneous laser - Part I: Theory," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 6, no. 11, pp. 694–708, Nov. 1970.
- [101] D. Kuizenga and A. Siegman, "FM and AM mode locking of the homogeneous laser - Part II: Experimental results in a Nd:YAG laser with internal FM modulation," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 6, no. 11, pp. 709–715, Nov. 1970.

-
- [102] H. Haus, "A theory of forced mode locking," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 11, no. 7, pp. 323–330, Jul. 1975.
- [103] H. A. Haus, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen, "Structures for additive pulse mode locking," *JOSA B*, vol. 8, no. 10, pp. 2068–2076, Oct. 1991.
- [104] V. Ginzburg and L. Landau, "Toward the superconductivity theory," *Zhurnal Eksp Ytheoret Phys.*, vol. 29, p. 1064, 1950.
- [105] V. V. Afanasjev, B. A. Malomed, and P. L. Chu, "Stability of bound states of pulses in the Ginzburg-Landau equations," *Phys. Rev. E*, vol. 56, no. 5, pp. 6020–6025, Nov. 1997.
- [106] N. N. Akhmediev, A. Ankiewicz, and J. M. Soto-Crespo, "Multisoliton Solutions of the Complex Ginzburg-Landau Equation," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 79, no. 21, pp. 4047–4051, Nov. 1997.
- [107] F. Bahloul, M. Salhi, K. Guesmi, F. Sanchez, and R. Attia, "Numerical demonstration of generation of bound solitons in figure of eight microstructured fiber laser in normal dispersion regime," *Opt. Commun.*, vol. 311, pp. 282–287, Jan. 2013.
- [108] T. Schreiber, B. Ortaç, J. Limpert, and A. Tünnermann, "On the study of pulse evolution in ultra-short pulse mode-locked fiber lasers by numerical simulations," *Opt. Express*, vol. 15, no. 13, pp. 8252–8262, Jun. 2007.
- [109] T. Thiab R, A Mark I, "Analytical and numerical aspects of certain nonlinear evolution equations. II. Numerical, nonlinear Schrödinger equation", *Journal of Computational Physics*, vol. 55, pp. 203-230, Aug. 1984.
- [110] S. Wang, A. Docherty, B. S. Marks, and C. R. Menyuk, "Comparison of numerical methods for modeling laser mode locking with saturable gain," *JOSA B*, vol. 30, no. 11, pp. 3064–3074, Nov. 2013.
- [111] L. Zenteno, "High-power double-clad fiber lasers," *J. Light. Technol.*, vol. 11, no. 9, pp. 1435–1446, Sep. 1993.
- [112] P. S. J. Russell, "Photonic-Crystal Fibers," *J. Light. Technol.*, vol. 24, no. 12, pp. 4729–4749, Dec. 2006.
- [113] H. Chen, S.-P. Chen, Z.-F. Jiang, and J. Hou, "Flexible rectangular wave-breaking-free pulse generation in actively mode-locked ytterbium-doped fiber laser," *Opt. Express*, vol. 22, no. 22, p. 26449, Nov. 2014.
- [114] T. Liu, D. Jia, Y. Liu, Z. Wang, and T. Yang, "Generation of microseconds-duration square pulses in a passively mode-locked fiber laser," *Opt. Commun.*, vol. 356, pp. 416–420, Dec. 2015.

-
- [115] L. Duan, X. Liu, D. Mao, L. Wang, and G. Wang, “Experimental observation of dissipative soliton resonance in an anomalous-dispersion fiber laser,” *Opt. Express*, vol. 20, no. 1, p. 265, Jan. 2012.
- [116] J. Liu, Y. Chen, P. Tang, C. Xu, C. Zhao, H. Zhang, and S. Wen., “Generation and evolution of mode-locked noise-like square-wave pulses in a large-anomalous-dispersion Er-doped ring fiber laser,” *Opt. Express*, vol. 23, no. 5, p. 6418, Mar. 2015.
- [117] S. Kobtsev, S. Kukarin, and Y. Fedotov, “Ultra-low repetition rate mode-locked fiber laser with high-energy pulses,” *Opt. Express*, vol. 16, no. 26, pp. 21936–21941, Dec. 2008.
- [118] X. Tian, M. Tang, P. Ping Shum, Y Gong, Ch. Lin, S. Fu, and T. Zhang, “High-energy laser pulse with a submegahertz repetition rate from a passively mode-locked fiber laser,” *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 9, pp. 1432–1434, May 2009.
- [119] S. M. Kobtsev, S. V. Kukarin, S. V. Smirnov, and Y. S. Fedotov, “High-energy mode-locked all-fiber laser with ultralong resonator,” *Laser Phys.*, vol. 20, no. 2, pp. 351–356, Feb. 2010.
- [120] B. N. Nyushkov, V. I. Denisov, S. M. Kobtsev, V. S. Pivtsov, N. A. Kolyada, A. V. Ivanenko and S. K. Turitsyn, “Generation of 1.7- μ J pulses at 1.55 μ m by a self-mode-locked all-fiber laser with a kilometers-long linear-ring cavity,” *Laser Phys. Lett.*, vol. 7, no. 9, p. 661, Jun. 2010.
- [121] V. I. Denisov, B. N. Nyushkov, and V. S. Pivtsov, “High-energy pulses at a very low repetition rate from a self-mode-locked all-fiber erbium laser with large normal cavity dispersion,” in *Fiber Lasers VII: Technology, Systems, and Applications*, 2010, vol. 7580, p. 75802U.
- [122] A. Ivanenko, S. Kobtsev, S. Smirnov, and A. Kemmer, “Mode-locked long fibre master oscillator with intra-cavity power management and pulse energy $> 12 \mu$ J,” *Opt. Express*, vol. 24, no. 6, pp. 6650–6655, Mar. 2016.
- [123] A. K. Komarov, A. K. Dmitriev, K. P. Komarov, and F. Sanchez, “Passive mode-locking of a fiber laser operating in the regime of undumped regular spiking,” *Opt. Spectrosc.*, vol. 121, no. 6, pp. 925–929, Dec. 2016.
- [124] A. Komarov, H. Leblond, and F. Sanchez, “Theoretical analysis of the operating regime of a passively-mode-locked fiber laser through nonlinear polarization rotation,” *Phys. Rev. A*, vol. 72, no. 6, p. 063811, Dec. 2005.
- [125] P. L. Boudec, M. L. Flohic, P. L. Francois, F. Sanchez, and G. Stephan, “Self-pulsing in Er³⁺-doped fibre laser,” *Opt. Quantum Electron.*, vol. 25, no. 5, pp. 359–367, May 1993.

Mots clés : Lasers à fibre, Verrouillage de modes, Résonance du soliton dissipatif, Fibre microstructurée, Impulsions à haute énergie, Effet non-linéaire, Cavités longues.

Résumé :

Ce travail de thèse concerne le développement d'un laser à fibre générant des impulsions rectangulaires très énergétiques et accordables à l'échelle du temps et des impulsions géantes à haute énergie. En premier temps, nous avons développé un modèle numérique pour étudier la génération des impulsions rectangulaires dans un laser à fibre en forme de huit à double amplificateur. L'objectif est de montrer l'impact de l'effet non-linéaire induit par la fibre microstructurée sur le contrôle de la durée d'impulsion rectangulaire générée par le laser. Un ensemble de paramètres laser nous a permis ainsi de générer des impulsions rectangulaires à haute énergie dans le régime de la résonance du soliton

dissipatif (DSR). En plus, plusieurs expériences ont été mises en place pour optimiser la génération de l'impulsion DSR en termes d'énergie et de durée. Toujours sur le plan expérimental, des impulsions géantes à haute énergie à partir du laser à fibre verrouillé en phase couplé à un retard optique ont été obtenues. Cela nous a permis de générer une large plage de durée d'impulsion à l'échelle de μs à taux de répétition faible dans des cavités utilisant des absorbants saturables artificiels.

Keywords : Fiber lasers, mode-locking, dissipative soliton resonance, microstructured fiber, high energy pulses, nonlinear effect, long cavities.

Abstract : This work deals with the development of a fiber laser generating high energy and width tunable square pulses and high-energy giant pulses. First, we have developed a numerical model to study the generation of rectangular pulses in a double amplifier fiber laser. The objective is to study the impact of the non-linear effect induced by the microstructured optical fiber on the control of the square pulse duration. A set of laser parameters allowed us to generate high energy square pulses in the dissipative soliton resonance (DSR) regime.

In addition, several experiments have been set up to optimize the generation of the DSR pulse in terms of energy and duration. Experimentally, high energy giant pulses from a passively mode-locked fiber ring laser coupled to a long external cavity are obtained. This allowed us to generate a wide range of pulse duration of μs at a low repetition rate in cavities using artificial saturable absorbers.