



**HAL**  
open science

# Etude d'un laser à fibre microstructurée en forme de huit et développement de sources à 1.6 $\mu\text{m}$

Khmaies Guesmi

► **To cite this version:**

Khmaies Guesmi. Etude d'un laser à fibre microstructurée en forme de huit et développement de sources à 1.6  $\mu\text{m}$ . Physique [physics]. Université d'Angers; École nationale d'ingénieurs de Tunis (Tunisie), 2015. Français. NNT : 2015ANGE0030 . tel-01475351

**HAL Id: tel-01475351**

**<https://theses.hal.science/tel-01475351>**

Submitted on 23 Feb 2017

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

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

# Thèse de Doctorat

**Khmaies GUESMI**

Mémoire présenté en vue de l'obtention du  
**grade de Docteur de l'Université d'Angers**  
sous le label de L'Université Nantes Angers Le Mans

**École doctorale : 3MPL**

**Discipline : 30- Milieux dilués et Optique**

**Spécialité : Physique**

**Unité de recherche : LPHiA EA 4464**

**Soutenue le 14/12/2015**

**Thèse N° : 92283**

## **Etude d'un laser à fibre microstructurée en forme de huit et développement de sources à 1.6 $\mu\text{m}$**

### JURY

Rapporteurs : **Mr Philippe GRELU**, Professeur, Université de Bourgogne  
**Mr Mourad MNIF**, Professeur, Université de Carthage

Examineurs : **Mr Mourad ZGHAL**, Professeur, Université de Carthage  
**Mr Mohamed SALHI**, MCF, Université d'Angers  
**Mr Faouzi BAHLOUL**, MCF, Université de Tunis El Manar

Directeur de thèse : **Mr François SANCHEZ**, Professeur, Université d'Angers

Co-directeur de thèse: **Mr Rabah ATTIA**, Professeur, Université de Carthage



# Dédicaces

*A l'âme de mon père Ahmed, que dieu l'accueille dans son vaste paradis*

*A ma mère Fatma pour son amour et ses prières pour moi.*

*A mes chers neveux*

*A mes adorables frères*

*A mes chères sœurs*

*Nulle Dédicace ne peut exprimer ce que je leurs dois*

*A tous ceux qui me sont chers*

*A ma ville natale Sidi Bouzid*

*Je dédie ce modeste travail*

**Khmaies**

*« Si le savoir et la connaissance progressent, c'est toujours grâce à ce qu'ont obtenu ceux d'avant.... ». Et surtout qu'on ne lui parle pas de savants qui, soi-disant, chercheraient sans jamais trouver : « La recherche, c'est ça. On peut bosser six mois sur un sujet et tout jeter à la poubelle faute d'aboutir à un résultat ; Il faut avoir un grain de folie, et la persévérance et de la chance pour avancer ».*

*« Extrait d'un interview d'un  
chercheur dans le journal Courrier  
de l'Ouest/France »*

*« Tout obstacle renforce la détermination. Celui qui s'est fixé un but n'en change pas »*

*« Léonard Di Vinci »*

## **Listes des publications et conférences de l'auteur**

## 1. Publications

- **Khmaies Guesmi**, Meng Yichang, Alioune Niang, Mohamed Salhi, Faouzi Bahloul, Rabah Attia, and François Sanchez, « 1.6  $\mu\text{m}$  emission based on linear loss control in Er :Yr doped double clad fiber laser », Optics Letters, Vol.39, No.22, 2014
- **Khmaies Guesmi**, Faouzi Bahloul, Mohamed Salhi, François Sanchez and Rabah Attia, « Hysteresis phenomena and multistability in figure of eight microstructured fiber laser », Lasers Phys.25, 045109, (2015)
- Faouzi. Bahloul, **Khmaies Guesmi**, Mohamed. Salhi, François. Sanchez et Rabah. Attia, « Control of square pulse properties in figure-of-eight microstructured fiber laser», Accepté pour publication dans “ Optical Engineering”
- Yichang Meng, Alioune Niang, **Khmaies Guesmi**, Mohamed Salhi, Francois Sanchez, « 1.61  $\mu\text{m}$  high-order passive harmonic mode locking in a fiber laser based on graphene saturable absorber» Optics Express , Vol.22, Issue.24, pp 29921-29926, 2014
- Faouzi. Bahloul, Mohamed. Salhi, **Khmaies Guesmi**, François. Sanchez et Rabah. Attia “Numerical demonstration of generation of bound solitons in figure of eight microstructured fiber laser in normal dispersion regime”, Optics Communications, Vol. 311, pp. 282-287, 2013.
- Yichang Meng, Mohamed Salhi, Alioune Niang, **Khmaies Guesmi**, Georges Semman, and Francois Sanchez, « Mode-locked Er:Yb-doped double-clad fiber laser with 75-nm tuning range» Optics Letters, Vol.40, Issue.7, pp.1153-1156, 2015.
- Yichang Meng, , Georges Semman, Mohamed Salhi, Alioune Niang, **Khmaies Guesmi** and Francois Sanchez , « High power L-band mode locked fiber laser based on topological insulator », Optics Express, Vol.25, No.7, 2015.

## 2. Conférences

- **Khmaies Guesmi**, Meng Yichang, Alioune Niang, Mohamed Salhi, Faouzi Bahloul, Rabah Attia, and François Sanchez « Laser à fibre erbium émettant à 1.61  $\mu\text{m}$  par le contrôle des pertes linéaires », Colloque international telecom2015 & 9<sup>ème</sup> JFMMA, Meknès, Maroc, Mai 2015
- Yichang Men, **Khmaies Guesmi**, Alioune Niang, Mohamed Salhi, Faouzi Bahloul, Georges Semaan, François Sanchez «1.6  $\mu\text{m}$  laser emission from the Er:Yb doped double-clad fiber amplifier » Invited Paper, International Conference on Transparent Optical Networks, ICTON, Budapest, Hungary, 5-9 July 2015
- Faouzi Bahloul, **Khmaies Guesmi**, Mohamed Salhi, François Sanchez et Rabah Attia «Développement d'un laser à fibre microstructurée de forte énergie et à durée ajustable » Colloque international : telecom2015 & 9<sup>ème</sup> JFMMA, Meknès, Maroc, Mai 2015
- **Khmaies. Guesmi**, Faouzi. Bahloul, Mohamed. Salhi, François. Sanchez et Rabah. Attia, “Laser à fibre dopée Er en anneau unidirectionnel contenant une fibre microstructurée verrouillé en phase par un absorbant saturable”, 32<sup>ème</sup> JNOG, pp. 247-249, Paris, 2013
- **Khmaies. Guesmi**, Faouzi Bahloul, Mohamed Salhi, François Sanchez et Rabah Attia, « Etude de la multi stabilité dans un laser à fibre microstructurée sous forme de huit » NAW Optics, Hammamet-Tunisie, pp. 41-44, 2014.
- Faouzi Bahloul, **Khmaies Guesmi**, Mohamed Salhi, François Sanchez et Rabah Attia, “Multipulse generation in figure of eight microstructured fiber laser”, 3rd International Conference on Optics, Photonics and their Applications (ICOPA), Alger, 2013.



# Sommaire

<b>Acronymes</b> .....	<b>vii</b>
<b>Liste des figures</b> .....	<b>viii</b>
<b>Liste des tableaux</b> .....	<b>xiii</b>
<b>Remerciement</b> .....	<b>xiv</b>
<b>Introduction générale</b> .....	<b>1</b>
<b>Chapitre 1 : Génération d’impulsions ultra-courtes dans les lasers à fibre verrouillés en phase</b> .....	<b>8</b>
Introduction .....	9
I. Les lasers à fibre verrouillés en phase .....	9
I.1. Généralité .....	9
I.1.1. Un bref historique .....	9
I.1.2. Impulsions femtosecondes et applications .....	10
I.2. Verrouillage de modes .....	12
I.2.1. Principe du verrouillage de modes .....	12
I.2.2. Technique de verrouillage de modes passif .....	13
I.3. Propagation d’impulsion dans une fibre optique .....	17
I.3.1. Dispersion chromatique .....	17
I.3.2. Effets non linéaires .....	18
II. Etude des régimes impulsionnels dans les lasers à fibre .....	20
II.1. Régime des états liés .....	20
II.2. Analogie avec le cycle de l’eau : Pluie de soliton .....	21
II.2.1. Description .....	21
II.2.2. Dynamique de la pluie de solitons .....	22
II.3. Analogie avec les états de matière .....	23
II.3.1. Gaz de soliton .....	23

II.3.2. Liquide de soliton .....	24
II.3.3. Cristal de soliton.....	25
III. Mécanisme de formation des impulsions et phénomène d'interactions.....	27
III.1. Choix du régime de dispersion.....	27
III.1.2. Régime de dispersion anormale .....	27
III.1.2. Régime de dispersion normale.....	28
III.2. Facteurs intervenant dans la formation de solitons dissipatifs .....	29
III.2.1. Quantification d'énergie .....	29
III.2.2. Filtrage spectral.....	30
III.2.4. Division d'impulsion (pulse splitting).....	30
III.2.5. L'effet de la composante continue .....	31
III.3. Interactions entre les impulsions .....	31
III.3.1. Cas d'une distribution aléatoire (gaz de soliton) .....	31
III.3.2. Cas d'un régime harmonique .....	32
III.3.3. Cas d'un régime états liés .....	33
Conclusion.....	33
<b>Première partie : Etude numérique d'un laser à fibre microstructurée en forme de huit</b> .....	<b>35</b>
<b>Chapitre 2 : Modélisation du laser à fibre sous forme de huit .....</b>	<b>36</b>
Introduction .....	37
I. Modèles théoriques .....	37
I.1. Equation de Ginzburg Landau complexe .....	37
I.2. Equation maitresse de Hauss .....	38
I.3. Equation de Schrödinger non linéaire modifiée.....	39
I.3.1. Modèle scalaire.....	39
I.3.2. Modèle vectoriel .....	41
II. Techniques numériques de résolution .....	43

II.1. Méthode des différences finies .....	43
II.2. Méthode de Runge Kutta.....	43
II.3. Méthode de Fourier à pas fractionnaires .....	45
III. Modélisation du laser à fibre microstructurée sous forme de huit .....	46
III.1. Nouvelles générations de fibres optiques.....	46
III.1.1. Fibre double gaine .....	46
III.1.2. Fibre large mode .....	48
III.1.3. Fibre microstructurée .....	49
III.2. Dispositif étudié.....	51
III.3. Technique de verrouillage de modes utilisée dans la cavité .....	52
III.4. Algorithme de fonctionnement.....	52
III.5. Développement du code.....	54
Conclusion.....	55
<b>Chapitre 3 : Dynamique impulsionnelle d'un laser à fibre microstructurée en forme de huit .....</b>	<b>56</b>
Introduction .....	57
I. Comportements des solitons dans un laser à fibre microstructurée en forme de huit ...	57
I.1. Etude des solitons dissipatifs avec un coupleur central symétrique .....	58
I.1.1. Eléments d'analyse .....	58
I.1.2. Comportements observés .....	59
I.1.3. Influence du gain petit signal sur l'évolution d'impulsions.....	61
I.2. Régimes d'émission et propriétés avec un coupleur central asymétrique .....	62
I.2.1. Fonctionnement en régime de dispersion normale .....	62
I.2.2. Fonctionnement dans un régime de dispersion anormale .....	64
II. Etude des impulsions rectangulaire « Dissipative Soliton Résonance: DSR ».....	71
II.1. Propriétés d'impulsion dans le régime de dispersion normale .....	71
II.2. Génération des impulsions rectangulaires à durées ajustables .....	72

II.2.1. Dispositif.....	72
II.2.2. Observation des impulsions rectangulaires.....	73
II.2.3. Dynamique des impulsions rectangulaires.....	74
II.2.4. Impact du coefficient non linéaire de la fibre microstructurée .....	76
II.3. Contrôle de la puissance crête d'impulsion rectangulaire.....	78
Conclusion.....	79
<b>Deuxième partie : Etude expérimentale .....</b>	<b>81</b>
<b>Chapitre 4 : Étude d'un laser à fibre dopée à l'erbium émettant à 1.6 <math>\mu\text{m}</math>.....</b>	<b>82</b>
Introduction .....	83
I. Amplification à 1600 nm dans les lasers à fibre .....	84
I.1. Motivations .....	84
I.2. Amplificateur à fibre dopée erbium .....	85
I.2.1. Etat de l'art de la fibre dopée erbium.....	85
I.2.2. Structure électronique des ions terres rares.....	86
I.2.3. Intérêt du Co-dopage : Erbium-Ytterbium.....	87
I.2.4. Principe de fonctionnement.....	87
I.3. Techniques utilisées pour l'amplification dans la bande L .....	88
I.3.1. Conversion de longueur d'onde.....	88
I.3.2. Diffusion Raman.....	88
II. Conception d'une source laser émettant à 1.6 $\mu\text{m}$ .....	90
II.1. Dispositif expérimental .....	91
II.2. Caractérisation du laser .....	92
II.3. Emission impulsionnelle à 1.6 $\mu\text{m}$ .....	93
III. Contrôle de la longueur d'onde d'émission par les pertes linéaires.....	94
III.1. Etude préliminaire .....	94
III.2. Fonctionnement initial en continu .....	95
III.3. Fonctionnement initial verrouillé en phase .....	96

IV. Cas d'un laser à fibre en anneau .....	97
IV.1. Dispositif expérimental.....	97
IV.2. Etude de décalage de spectre en régime continu.....	98
IV.3. Conception d'une source continue et accordable sur 100 nm.....	99
IV.3.1. Etat de l'art .....	99
IV.3.2. Dispositif expérimental .....	100
IV.3.3. Etude de la première configuration.....	101
IV.3.4. Etude de la seconde configuration .....	103
IV.3.5. Discussion.....	105
VI. Accordabilité dans un laser à fibre en anneau double gaine dopée Er/Yr verrouillé en phase.....	106
VI.1. Le filtrage artificiel dans une cavité laser : les contrôleurs de polarisation.....	106
VI.2. Dispositif expérimental.....	107
VI.3. Courbes d'accords .....	109
Conclusion.....	111
<b>Chapitre 5 : Les régimes harmoniques autour de 1.6 <math>\mu\text{m}</math>.....</b>	<b>112</b>
Introduction .....	113
I. Régimes harmoniques.....	114
I.1. Régime à une impulsion .....	114
I.1.1. Montage expérimental.....	114
I.1.2. Caractéristiques temporelles et spectrales.....	115
I.2. Régime harmonique de doublets d'impulsions.....	117
I.2.1. Caractéristiques temporelles et spectrales.....	117
I.2.1. Analyse de la gigue temporelle .....	119
I.3. Régime harmonique de triplets d'impulsions .....	122
I.3.1. Description .....	122
I.3.2. Evolution des régimes harmoniques en fonction du contrôleur de polarisation	123

II. Régime harmonique à 1.61 $\mu\text{m}$ dans un laser à fibre verrouillé en phase par le graphène	125
II.1. Le graphène .....	125
II.1.1. Propriétés intrinsèques .....	125
II.1.2. Propriétés d'absorption du graphène .....	126
II.2. Verrouillage de modes par le graphène .....	126
II.3. Génération d'impulsions à la cadence 5.87 GHz.....	128
Conclusion.....	130
<b>Conclusion générale .....</b>	<b>131</b>
<b>Bibliographies.....</b>	<b>134</b>

## **Acronymes**

LASER: Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation

MASER: Microwave Amplification by stimulated Emission of Radiation

FMAS: Fibre Microstructurée Air Silice

MOF: Microstructured Optical Fiber

EDFA: Erbium Doped Fiber Amplifier

SMF: Single Mode Fiber

DSF: Dispersion Shift Fiber

NLSE: Non Linear Shroindinger Equation

ENLSE: Extended Non Linear Shroindinger Equation

SSFM: Split Step Fourier Method

RK: Rang Kutta

NALM: Nonlinear Amplifying Loop Mirror

NOLM: Nonlinear Loop Mirror

UR: Unidirectional Ring

DSR: Dissipative Soliton Resonance

GSA : Graphene Saturable Absorber

## Liste des figures

Figure I. 1 : (Gauche) : Une impulsion de 200 fs produit par ablation un trou parfaitement lisse dans l'acier. (Droite) : Une impulsion d'une durée 16 fois supérieure et d'une puissance deux fois moindre fait fondre la zone environnante. Figure extraite de la référence [25] .....	11
Figure I. 2 : Principe de verrouillage de modes [25] .....	13
Figure I. 3 : Sélectivité en intensité d'un absorbant saturable [26] .....	14
Figure I. 4 : Principe de la rotation non linéaire de la polarisation .....	15
Figure I. 5 : Propagation d'un signal dans une boucle NALM .....	16
Figure I. 6 : Principe de la boucle NOLM .....	17
Figure I. 7 : Spectre de signal, signal de pompe et les deux nouvelles longueurs d'ondes créées par FWM [26] .....	20
Figure I. 8 : Paires d'impulsions liées générées par une cavité en forme de huit (a) Trace temporelle. (b) Spectre correspondant [33] .....	21
Figure I. 9 : Formation de la pluie de solitons [40] .....	22
Figure I. 10 : Processus de la pluie des solitons, figure tirée de la référence [40] .....	23
Figure I. 11 : (a) Trace temporelle d'un gaz de soliton, (b) Spectre optique correspondant, (c) Trace d'auto corrélation du gaz de solitons [42] .....	24
Figure I. 12 : (a) Trace temporelle d'un liquide de soliton, (b) Spectre optique d'un liquide de soliton, .....	25
Figure I. 13 : (a) Trace temporelle d'un cristal de soliton, (b) Spectre optique d'un cristal de soliton, (c) Trace d'auto corrélation d'un cristal de soliton, figures extraites de la référence [42] .....	26
Figure II. 1 : Schéma du principe de dispersion des modes de polarisation .....	41
Figure II. 2 : Evolution de l'état de polarisation de la lumière le long de la fibre biréfringente [40] .....	42
Figure II. 3 : Principe de la méthode SSFM [97] .....	46
Figure II. 4 : Structure d'une fibre double gaine [100] .....	47
Figure II. 5 : Coupe transversale d'une fibre microstructurée [105] .....	49
Figure II. 6 : Schéma du laser à fibre sous forme de huit .....	51



Figure II. 7 : Algorithme de programmation .....	53
Figure III. 2 : (a) Trace temporelle pour $g_0 = 1.5 \text{ m}^{-1}$ , (b) Spectre optique moyen pour $g_0 = 1.5 \text{ m}^{-1}$ .....	59
Figure III. 3 : (a) Trace temporelle pour $g_0 = 2 \text{ m}^{-1}$ , (b) Spectre optique moyen .....	60
Figure III. 4 : Evolution du signal pour $g_0 = 2.8 \text{ m}^{-1}$ .....	60
Figure III. 5 : Evolution du nombre d'impulsions en fonction du gain petit signal.....	61
Figure III. 6 : (a) Trace temporelle pour $g_0 = 0.5 \text{ m}^{-1}$ , (b) Trace temporelle pour $g_0=3 \text{ m}^{-1}$ ..	62
Figure III. 7 : Evolution d'impulsion sur un tour avec un coupleur asymétrique (80/20), (a) dans le sens horaire (b) dans le sens anti horaire .....	63
Figure III. 8 : Evolution d'impulsion sur un tour avec un coupleur symétrique : (a) dans le sens horaire, (b) dans le sens anti horaire .....	64
Figure III. 9 : (a) Spectre optique optique pour $g_0 = 0.6 \text{ m}^{-1}$ , (b) Paire de solitons liés pour $g_0 = 0.6 \text{ m}^{-1}$ .....	65
Figure III. 10 : Trace temporelle pour $g_0 = 2.7 \text{ m}^{-1}$ .....	65
Figure III. 11 : Courbe d'hystérésis: nombre d'impulsion= $f(g_0)$ .....	67
Figure III. 12 : Instabilité d'un train d'impulsions.....	68
Figure III. 13 : Evolution du nombre d'impulsion en fonction du gain petit signal, les zones en gris montrent les régions d'instabilité .....	69
Figure III. 14 : Influence du coefficient non linéaire de la FMAS.....	70
Figure III. 15 : Schéma du laser pour la simulation des DSR.....	73
Figure III. 16 : Evolution d'impulsions rectangulaire pour $g_0 = 2 \text{ m}^{-1}$ (a), Signal de sortie correspondant (b) (énergie = 6.2 nJ).....	74
Figure III. 17 : Evolution d'impulsion en fonction du gain petit signal .....	74
Figure III. 18 : Evolution du spectre en fonction du gain petit signal.....	75
Figure III. 19 : Energie d'impulsion = $f(g_0)$ et durée d'impulsion = $f(g_0)$ .....	76
Figure III. 20 : Impact de la variation de l'aire effective sur la durée d'impulsion .....	77
Figure III. 21 : Schéma du laser .....	78
Figure III. 22 : Evolution de la puissance crête d'impulsion en fonction du gain petit signal	

79

Figure IV. 1 : Absorption typique d'une cornée, figure extraite de la référence [137].....	85
Figure IV. 2 : Comparaison entre la profondeur de pénétration lors d'une opération de découpe, figure tirée de la référence [138] .....	85
Figure IV. 3 : Gain des ions terre rares [146] .....	86

Figure IV. 4 : Description du principe d'amplification dans une fibre co-dopée erbium-ytterbium.....	87
Figure IV. 5 : Phénomène de diffusion spontanée .....	89
Figure IV. 6 : Gain Raman dans le verre Silice [156] .....	90
Figure IV. 7 : Schéma du laser.....	91
Figure IV. 8 : (a) Spectre laser et spectre ASE, (b) Evolution de la puissance de sortie à 1.6 $\mu\text{m}$ pour différentes couplages de sortie.....	92
Figure IV. 9 : Trace temporelle d'une distribution par paquets d'impulsions (a), spectre optique correspondant (b) .....	93
Figure IV. 10 : Trace temporelle d'un régime harmonique (a), spectre correspondant (b).....	94
Figure IV. 11 : Evolution des sections efficaces du gain en fonction de l'inversion de population [146] .....	95
Figure IV. 12 : (a) Evolution du spectre en fonction des pertes additionnelles ;(b) Evolution de la longueur d'onde d'oscillation en fonction des pertes additionnelles (ML : mode locking : régime verrouillage de mode, CW : continuous Wave : régime continu) .....	95
Figure IV. 13 : (a) Evolution du spectre de sortie en fonction des pertes additionnelles, (b) Evolution de la longueur d'onde d'oscillation en fonction des pertes additionnelles .....	96
Figure IV. 14 : (a) Evolution du spectre de sortie en fonction des pertes additionnelles, (b) Evolution de la longueur d'onde d'oscillation en fonction des pertes additionnelles .....	97
Figure IV. 15 : Cavité laser en anneau .....	98
Figure IV. 16 : Spectre ASE et spectre laser, (b) Evolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance de pompage .....	98
Figure IV. 17 : (a) Evolution du spectre de sortie en fonction des pertes additionnelles, (b) Evolution de la longueur d'onde d'oscillation en fonction des pertes additionnelles .....	99
Figure IV. 18 : Filtre utilisé .....	100
Figure IV. 19 : (a) Première configuration, (b) Seconde configuration .....	101
Figure IV. 20 : Courbes d'accord pour différents couplages de sortie.....	102
Figure IV. 21 : Evolution du rapport signal bruit.....	102
Figure IV. 22 : Evolution du spectre en fonction de la longueur d'onde d'oscillation du laser .....	103
Figure IV. 23 : Evolution du spectre de sortie en fonction de la longueur d'onde d'oscillation du laser.....	104
Figure IV. 24 : Courbes d'accords pour différents taux de couplage de sortie .....	104

Figure IV. 25 : (a) Courbes d'accord en fonction de la puissance de pompage, (b) Evolution du rapport signal/bruit .....	105
Figure IV. 26 : (a) Courbes d'accord en fonction de la position du filtre dans la cavité, (b) Rapport signal bruit en fonction de la position du filtre.....	105
Figure IV. 27 : Structure équivalente d'un filtre biréfringent [176] .....	106
Figure IV. 28 : Variation de la transmission en fonction de l'angle des contrôleurs de polarisation (Noir) : Gain effectif, (rouge) : Gain pour un angle de $0.4 \pi$ , (bleu) : Gain pour un angle $1.6 \pi$ [176].....	107
Figure IV. 29 : Schéma expérimental.....	108
Figure IV. 30 : Exemples de régimes de fonctionnement .....	109
Figure IV. 31 : Spectre et trace d'auto corrélation du régime harmonique .....	109
Figure IV. 32 : Evolution du spectre en fonction des contrôleurs de polarisation (a), (b) Large fenêtre d'accordabilité de 1545 nm à 1620 nm.....	110
Figure IV. 33 : Effets des pertes linéaires sur la longueur d'onde d'oscillation et la durée d'impulsion .....	110
Figure V. 1 : Distribution temporelle d'un régime harmonique, T est la période de la cavité, $\Delta\tau$ est la séparation entre les impulsions [42] .....	113
Figure V. 2 : Schéma du laser .....	115
Figure V. 3 : Trace temporelle d'un régime harmonique, (b) Spectre optique d'un régime harmonique .....	116
Figure V. 4 : (a) Trace d'autocorrélation, (b) Spectre basse fréquence.....	116
Figure V. 5 : Evolution de puissance de sortie et de l'ordre d'harmonique en fonction de la puissance de pompage .....	117
Figure V. 6 : (a) Trace temporelle du régime harmonique en doublet, (b) Spectre optique correspondant .....	118
Figure V. 7 : (a) Trace d'auto corrélation du régime harmonique en doublets, (b) Spectre basse fréquence correspondant.....	118
Figure V. 8 : (a) Spectres basse fréquence, (b) Traces temporelles .....	119
Figure V. 9 : Caractéristiques d'une observation basse fréquence .....	121
Figure V. 10 : Illustration d'un effet de la gigue temporelle .....	121
Figure V. 11 : Trace temporelle d'un régime harmonique en triplets, (b) Spectre optique correspondant .....	122
Figure V. 12 : (a) Trace d'autocorrélation, (b): Spectre basse fréquence.....	123
Figure V. 13 : Présences des doublets d'impulsion isolés.....	123

Figure V. 14 : (a) Transition entre les régimes harmoniques, (b) Zoom sur les régimes harmoniques.....	124
Figure V. 15 : Représentation graphique du graphène [201].....	125
Figure V. 17 : Cavité laser en anneau.....	128
Figure V. 16 : Processus de réalisation du graphène.....	127
Figure V. 18 : Effet de l'orientation des contrôleurs de polarisation sur l'évolution des régimes impulsionnels .....	129
Figure V. 19 : (a) Evolution de la cadence en fonction de la puissance de pompage, (b) Caractéristiques temporelles et spectrales du régime harmonique.....	130

## Liste des tableaux

Tableau III. 1 : Paramètres de simulation.....	59
Tableau III. 2 : Paramètres de simulation en régime de dispersion anormale .....	64
Tableau III. 3 : Paramètres de simulation des impulsions rectangulaires .....	73

## Remerciement

L'échange entre l'école nationale d'ingénieurs de Tunis et l'université d'Angers dans le cadre duquel ce projet de recherche prend place a été pour moi l'opportunité de découvrir le monde de la recherche. C'est avec plaisir donc, que nous réservons ces lignes pour exprimer notre gratitude et reconnaissance à toutes les personnes qui ont contribué de rendre cette expérience très enrichissante.

J'aimerais tout d'abord exprimer ma reconnaissance à monsieur Faouzi BAHLOUL, c'est grâce à lui que j'ai commencé mes premiers pas dans le domaine de la recherche (durant mon projet de mastère). Je le remercie pour la confiance qu'il m'a accordée et pour tous ses conseils scientifiques. J'apprécie particulièrement sa contribution déterminante et ses discussions extrêmement stimulantes. Je le remercie aussi pour sa disponibilité et toutes les heures qu'il a consacrées pour diriger mes travaux de recherche.

Mes remerciements vont également à mes directeurs de thèse, messieurs François SANCHEZ et Rabah ATTIA. D'une part, je remercie chaleureusement François pour m'avoir accueilli dans son laboratoire où j'ai pu travailler dans d'excellentes conditions. J'ai beaucoup apprécié ses brillantes idées, ses précieux conseils scientifiques et son étonnante disponibilité. Ces qualités m'ont aidé à avancer rapidement et de réaliser les objectifs fixés. J'ai été extrêmement sensible à ses bonnes humeurs quotidiennes et ses qualités humaines d'écoute et de compréhension tout au long de ces trois années. Je souhaite à tous les futurs doctorants d'avoir un encadrant de cette envergure. D'autre part, je voudrais exprimer ma gratitude à monsieur Rabah ATTIA pour tous ses encouragements et son soutien financier, technique et administratif tout au long de ma thèse.

Je tiens aussi à témoigner toute ma reconnaissance à Mohamed SALHI pour toute sa contribution scientifique. Il a su me communiquer son expérience et sa passion pour les lasers à fibre et pour l'optique en générale. Ses conseils scientifiques furent et seront toujours grandement appréciés. Je le remercie également pour l'énorme travail de relecture et de correction du rapport.

J'adresse mes remerciements également au professeur Mourad ZGHAL pour l'intérêt qu'il a témoigné à ce travail en acceptant la présidence du jury de thèse. Ma gratitude va également

aux professeurs Philippe GRELU et Mourad MNIF qui ont attentivement examiné mon manuscrit.

Une pensée très amicale va également au docteur Alioune Niang (jeune docteur) qui m'a fait découvrir les lasers à fibre. J'ai beaucoup profité de son expérience professionnelle. Nos discussions au niveau expérimental et théorique ont constitué une source d'inspiration importante. Je le remercie pour tous ses encouragements et ses conseils tout au long de ma thèse.

J'adresse également mes remerciements à mes amis Meng YICHANG (post-doc) et George SEEMAN (doctorant). Je les salue pour leurs humeurs quotidiennes et pour tous les bons moments que nous avons passés ensemble (surtout au restaurant chinois !!!!). En particulier, j'exprime ma gratitude à Meng YICHANG qui m'a fait découvrir les absorbants saturables (graphène et topological insulator). Je souhaite une bonne continuation à George, qui a pris la succession de mes travaux de recherche.

Je voudrais remercier vivement tous les thésards du laboratoire photonique d'Angers : Sonia TAAMALLI, Fedia BEN SLIMEN, Mehrezia CHNITI et les jeunes docteurs Ariadne KERASIDOU, Tania JAHANBIN *et* Valentin BESSE .pour tous les moments agréables que nous avons passés ensemble au laboratoire, au café et au restaurant. J'ai une pensée très particulière à Sonia TAAMALLI pour son bonne humeur et tous ses multiples conseils !!!!

Enfin, je voudrais remercier l'ensemble de mes proches, en particulier ma mère pour toutes ses prières, mes frères et ma sœur pour tous leurs encouragements et leurs soutiens.

Une pensée très particulière à mes chères nièces et chers neveux: Adem, Taher, Fedi, Hamed, Ghofran, Ghaya, Ahmed, Miniar et Ahlem.

Merci à tous !!!





## Introduction générale

L'optique ultra-rapide s'établit comme un champ de recherches très important dans différents domaines. Il regroupe l'étude de la lumière dans ses différentes manifestations. Les lois physiques développées par les chercheurs ont traité le caractère de la lumière (ondulatoire ou quantique) et les différents phénomènes qui peuvent être établis lors de sa propagation. L'interaction entre la lumière et la matière a été rapportée par Einstein en 1917. Il a montré l'existence de trois phénomènes qui peuvent influencer cette interaction. Ce sont l'absorption, l'émission spontanée et l'émission stimulée. Ce dernier phénomène est basé sur le principe d'amplification du signal lumineux. Il a été établi pour la première fois en 1953 à l'aide d'un maser à ammoniac par Charles Townes de l'université de Columbia [1]. Peu de temps après, T. Maiman a développé un laser qui fonctionne en impulsion avec un cristal de rubis comme milieu amplificateur pompé par une lampe flash intense [2]. En fait, le maser est l'ancêtre du laser, ils ont le même principe de fonctionnement. Cependant, ils n'émettent pas dans le même domaine fréquentiel. Le maser opère dans le domaine des micro-ondes, alors que le laser fonctionne dans le domaine visible et infrarouge. Depuis cette date, différents types de laser, tels que les lasers à gaz, les lasers à solide, ont été proposés. Cependant, la qualité dégradée du signal lumineux et le besoin de refroidissement ont limité leur fonctionnement dans certaines applications. L'introduction des fibres optiques a révolutionné la technologie laser. En effet, bénéficiant des propriétés de confinement et de guidage du signal lumineux, les lasers à fibre ont montré beaucoup d'avantages en termes de fiabilité, compacité, facilité d'utilisation et consommation électrique. Tous ces avantages font du laser fibré un candidat idéal dans différentes applications telles que les communications optiques, la détection, l'usinage et les applications médicales. Les lasers à fibre peuvent fonctionner selon différents régimes, dont le verrouillage de modes qui est une technique répandue dans de nombreuses applications. Son principe est d'imposer une relation de phase fixe entre les modes, ce qui permet de produire des impulsions brèves.

La présence de fibre optique, comme un milieu de gain dans les lasers à fibre verrouillés en phase, exige de tenir compte de certains effets linéaires, non linéaires, dispersifs et dissipatifs durant la propagation. La génération d'impulsions dans ce cas est due à un équilibre entre le gain et les pertes d'une part et la dispersion et la non linéarité d'autre part. Nous appelons souvent ces impulsions « des solitons dissipatifs ». Le terme « soliton » a été introduit pour

décrire une impulsion qui se propage sans déformation dans un milieu dispersif et non linéaire. La présence d'un flux d'énergie continu, qui est la pompe, rend les lasers à fibre des structures dissipatives capables d'échanger l'énergie avec des sources externes. De ce fait, pour maintenir l'existence de ces solitons, l'équilibre entre l'énergie apportée et l'énergie perdue est indispensable. Toutes ces propriétés font des solitons non conservatifs un champ de recherche prometteur et attractif [3].

Actuellement, les lasers à fibre font l'objet de beaucoup d'études théoriques et expérimentales à cause de la richesse et la complexité de leurs dynamiques impulsionnelles. En effet, les laséristes se sont intéressés au comportement impulsionnel, ils ont décrit les différentes configurations et les techniques qui permettent la génération d'impulsions ultracourtes. Ils ont analysé également les facteurs qui interviennent dans la formation des impulsions ainsi que les différents états des régimes impulsionnels. Tang et ses collaborateurs ont rapporté l'observation des états liés de solitons évoluant dans un laser à fibre verrouillé en phase par la rotation non linéaire de la polarisation [4]. Ph. Grellu et al. ont étudié la formation des molécules de solitons [5-6]. Ils ont montré que les mouvements et les interactions entre les solitons peuvent être déduits par analogie avec une molécule matérielle. Ainsi, différents types d'interactions peuvent être observés durant la propagation de ces structures [7-8]. Très récemment, l'équipe de François Sanchez a décrit l'évolution du régime solitonique dans un laser à fibre verrouillé en phase avec la rotation non linéaire de la polarisation par analogie avec les états de la matière. Ils ont observé différents états tels que liquide de soliton, cristal de solitons et gaz de solitons. Ces régimes ont été obtenus pour des positions particulières des contrôleurs de polarisation [9]. L'universalité de tous ces comportements a été validée par la suite dans des lasers en forme de huit, ce qui prouve que cette dynamique est indépendante de la technique de verrouillage de modes [10].

Le développement de nouvelles générations de fibre optiques a révolutionné le domaine des télécommunications optiques. En effet, les performances de ces systèmes n'ont pas cessé d'augmenter à une vitesse inimaginable quelques années auparavant. D'une part, la mise en place des fibres à double gaine dopées  $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$  dans la conception des lasers et des amplificateurs a permis d'obtenir des puissances très élevées. L'évolution de cette technologie a permis d'envisager de nombreuses applications dans différents domaines tels que la médecine, la soudure et la découpe laser. D'autre part, le lancement des fibres microstructurées (ou fibres à cristaux photoniques, fibres à trous ou fibres à bande interdite) fait apparaître des propriétés de propagation singulières, inaccessibles aux fibres

conventionnelles. Cette jeune thématique, qui a vu le jour en 1996, s'est imposée comme une technologie incontournable en photonique. L'originalité de ces guides d'onde provient de leurs mécanismes de confinement de la lumière qui reposent sur la périodicité de leur structure d'indice. Cette dernière va permettre, dans certains cas, d'utiliser l'air pour propager la lumière dans un cœur de verre ou d'air. Toutes ces propriétés ont fait de la fibre microstructurée un candidat sérieux au développement des sources de puissances pour l'industrie ainsi que des sources fibrées de lumière blanche pour les applications médicales. Le contrôle des paramètres opto-géométriques peut assurer une bonne gestion de la dispersion et des effets non linéaires [11]. Cette propriété peut apporter plusieurs avantages dans le fonctionnement des lasers à fibre, opérant en régime de verrouillage de modes.

Le domaine des télécommunications optiques a connu un développement extraordinaire cette dernière décennie. Ce développement a été accompagné par une forte émergence des nouvelles applications qui ont abouti à une explosion de la demande en bande passante. Cette demande a entraîné par la suite le développement de la technologie de multiplexage en longueur d'onde, une technologie omniprésente dans les systèmes de télécom. L'extension de la bande passante était alors indispensable pour répondre à toutes ces demandes. Actuellement, la bande C (1535-1565 nm) est considérée insuffisante pour supporter le trafic de nouvelles applications, ce qui a mis la bande L (1570-1620 nm) en question et sujet de beaucoup de recherches. Les lasers à fibre, en particulier les amplificateurs à fibre dopée erbium qui émettent à 1.55  $\mu\text{m}$ , longueur d'onde qui coïncide avec le minimum de pertes dans la silice, constituent des sources idéales pour répondre à tous ces besoins. Cependant, ils souffrent d'un faible gain à 1.6  $\mu\text{m}$ . En fait, la plage d'émission d'un laser à fibre dopée à l'erbium est définie par le taux de l'inversion de population. Pour une inversion de population complète, le gain à 1.55  $\mu\text{m}$  est quatre fois plus grand que celui à 1.6  $\mu\text{m}$ . Le taux d'inversion de population peut être affecté par différents facteurs, tels que la concentration du dopant, la longueur de la fibre dopée et la gestion des pertes intra-cavité. De ce fait, limiter l'inversion de population permet de contrôler le partage du gain entre les bandes C et L.

## **Contexte et motivations de la thèse**

Cette thèse s'est faite dans le cadre d'une convention de cotutelle entre l'université d'Angers et l'école nationale d'ingénieurs de Tunis (Université Tunis el Manar), ou encore entre le laboratoire « SERCOM » de l'école polytechnique de Tunisie et le laboratoire de photonique d'Angers. La proposition de cette thèse était le fruit d'une collaboration entre monsieur

Faouzi Bahloul d'une part, et messieurs François Sanchez et Mohamed Salhi d'autre part. Faouzi Bahloul s'est intéressé depuis quelques années à l'étude des propriétés de la fibre microstructurée. Il a développé des modèles théoriques permettant d'étudier les effets non linéaires et dispersifs dans cette fibre. Les propriétés intrinsèques intéressantes de la fibre microstructurée font aujourd'hui de ce support un candidat sérieux dans différents secteurs [11]. L'équipe d'Angers travaille depuis longtemps sur les lasers à fibre verrouillés en phase. Elle a développé différentes études théoriques et expérimentales étudiant les comportements impulsions observés. Nous citons particulièrement nos prédécesseurs Fouad Amrani et Alioune Niang. Ces docteurs ont étudié le comportement des solitons dissipatifs dans une cavité laser verrouillée en phase émettant à 1.55  $\mu\text{m}$ . Ils ont analysé également les différents facteurs qui interviennent dans la formation des solitons. Fouad Amrani a rapporté une analogie entre l'état de la matière et les différents régimes impulsions. Il a observé des liquides de solitons, un cristal (ou encore des cristaux) de solitons et un gaz de solitons. L'auto-organisation de tous ces états est indépendante de la technique de verrouillage de modes [9-10]. De son côté, Alioune Niang a analysé la manipulation d'un grand nombre de solitons dissipatifs. Il a étudié également les interactions qui peuvent affecter la distribution des impulsions tout le long de la cavité [12].

Toutes les expériences ont été réalisées avec des cavités laser en anneau et en forme de huit. Les milieux actifs sont des amplificateurs à fibre co-dopée erbium/ytterbium, fabriqués par Keopsys. La bande d'émission de ces amplificateurs est principalement la bande C (1535-1565 nm) où l'erbium a un maximum de gain, ce qui justifie qu'auparavant, tous les régimes impulsions ont été observés à 1.55  $\mu\text{m}$ . De plus, l'équipe a obtenu des records en termes de puissance de sortie et nombre d'impulsions sur cette bande. Cependant, la bande L n'a jamais été exploitée. Dés lors, on peut se demander s'il est possible d'étendre la plage spectrale de ces amplificateurs et de contrôler le partage du gain entre les bandes C et L dans une cavité laser. Cela nous a amené à limiter le taux d'inversion de population, mais quel facteur doit-on contrôler ? Les méthodes conventionnelles telles que, tester l'influence de la concentration du dopant aussi bien la longueur de la fibre dopée, sont à éviter car elles sont réservées au constructeur (Keopsys). En résumé nous avons voulu étendre la bande spectrale d'un laser à fibre à partir d'un amplificateur à fibre bande C.

Nous avons pensé également au début de ces travaux de recherche à étudier l'impact des propriétés d'une fibre microstructurée sur le comportement des solitons dissipatifs dans une cavité laser. En effet, les propriétés intéressantes de cette fibre nous ont encouragées à suivre

cette voix et d'exploiter ses apports. Le sujet est peu abordé par la communauté des laséristes vu la difficulté d'insertion d'une fibre microstructurée dans une cavité laser [13]. Sa géométrie particulière pose des problèmes lors des opérations de soudures. Ainsi, la mise en place d'un modèle numérique est indispensable dans un premier temps pour comprendre la dynamique impulsionnelle d'un laser à fibre microstructurée et de réaliser un montage expérimental performant dans un second temps.

Au final, le manuscrit de thèse s'articulera autour deux parties principales :

- La première partie sera consacrée à l'étude numérique de l'impact des propriétés de la fibre microstructurée sur le comportement impulsionnel du laser. Pour cela, nous nous sommes attachés à développer un algorithme numérique décrivant la propagation des impulsions dans une cavité laser à fibre microstructurée en forme de huit. Le modèle prend en compte les différents effets non-linéaires, dispersifs et dissipatifs induits lors de la propagation d'impulsions. La modélisation fait appel à l'équation non-linéaire modifiée de Schrödinger. Mon collègue George Seeman s'intéressera à cette étude expérimentale dans la poursuite de ses travaux de recherches.
- La deuxième partie porte sur l'étude expérimentale d'une source laser à fibre double gaine émettant à  $1.6 \mu\text{m}$  à partir d'un amplificateur bande fonctionnant dans la bande C. L'idée était de limiter l'inversion de population pour contrôler le partage du gain entre les bandes C et L. La méthode que nous avons explorée est basée sur la gestion des pertes linéaires dans la cavité. L'émission à  $1.6 \mu\text{m}$  a été confirmée dans un laser à fibre en forme d'anneau verrouillé en phase par la rotation non linéaire de la polarisation et par le graphène et dans un laser à fibre en forme de huit. Nous avons exploité ce concept pour réaliser des sources accordable, en continu et en verrouillage de modes, sur une très large gamme spectrale.

### **Organisation du manuscrit**

Le présent rapport, qui présente à la fois une contribution théorique et expérimentale, sera organisé en cinq chapitres:

- 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 de génération des impulsions ultracourtes. Ainsi, nous décrivons dans ce chapitre les différentes techniques de verrouillage de modes ainsi que les effets linéaires et non linéaires qui peuvent

influencer la propagation d'impulsion. Nous présentons par la suite quelques régimes impulsionnels observés dans une cavité laser verrouillée en phase. Nous analysons également les effets qui interviennent dans la formation des solitons dissipatifs en régime de dispersion anormale aussi bien qu'en régime de dispersion normale. Le dernier élément de ce chapitre sera consacré à l'étude des phénomènes d'interactions et mettre l'accent sur leurs impacts significatifs sur la distribution des impulsions.

- Le deuxième chapitre est consacré au développement du modèle numérique qui permet de modéliser le fonctionnement du laser à fibre microstructurée en forme de huit. En premier lieu, nous discutons les modèles analytiques et numériques les plus populaires. Nous expliquons aussi leurs caractéristiques principales et leurs principes de fonctionnement. Dans un second temps, nous présentons le modèle que nous avons adopté. Ce modèle est basé sur la résolution, par la méthode de Fourier à pas fractionnaire, de l'équation non linéaire modifiée de Schrödinger. Nous présentons enfin le principe de fonctionnement de notre algorithme ainsi que les conditions initiales de développement du code.
- Le troisième chapitre présente les résultats des simulations numériques de notre modèle. Nous analysons donc les différents régimes impulsionnels obtenus. En particulier, nous discutons le phénomène d'hystérésis et de multi stabilité et nous montrons que ce phénomène est indépendant de la technique de verrouillage de modes. Ensuite, nous analysons l'impact des propriétés de la fibre microstructurée sur le comportement impulsionnel du laser. Enfin, nous rapportons l'observation d'un type particulier d'impulsion, il s'agit des impulsions rectangulaires. Nous étudions donc leurs propriétés temporelles et spectrales.
- L'avant dernier chapitre porte sur l'étude et la caractérisation d'une source laser émettant à  $1.6 \mu\text{m}$  à partir d'un amplificateur bande C. Nous décrivons dans un premier temps les techniques conventionnelles utilisées pour l'émission à  $1.6 \mu\text{m}$ . Nous présentons également les motivations et les intérêts du fonctionnement du laser dans la bande L. Dans un deuxième temps, nous détaillons la méthode que nous avons explorée pour forcer le laser à osciller autour de  $1.6 \mu\text{m}$ . La méthode, basée sur la gestion des pertes linéaires, est validée dans deux configurations différentes. Nous rapportons à la fin de ce chapitre des sources accordables, continues et verrouillées en phase, sur une large fenêtre spectrale.

- Dans le dernier chapitre, nous présentons différentes formes des régimes harmoniques à  $1.6 \mu\text{m}$ . En premier lieu, nous discutons leurs propriétés spectrales et temporelles ainsi que les facteurs qui interviennent dans leurs formations. En particulier, nous mettons l'accent sur le bruit de la gigue temporelle tout en évoquant certaines analyses numériques qui ont traité ce bruit. En second lieu, nous étudions un laser à fibre verrouillé en phase par le graphène, émettant à  $1.6 \mu\text{m}$  et opérant en régime harmonique d'ordre très élevé.

# **Chapitre 1 : Génération d'impulsions ultra-courtes dans les lasers à fibre verrouillés en phase**



## **Introduction**

Depuis le début, les lasers à fibre ont constitué des sources prometteuses offrant de nombreuses applications dans différents domaines tels que l'industrie, la médecine, l'imagerie et les télécommunications. Grâce aux nouvelles générations des fibres optiques, le rendement de ces sources a été amélioré de façon significative. En effet, elles ont bénéficié de forts confinements de la lumière, de la gestion de la dispersion et de la non linéarité (avec la fibre microstructurée) et de fortes puissances (avec la fibre double gaine). La génération des impulsions ultra-courtes nécessite le fonctionnement de ces lasers dans le régime de verrouillage de modes. Ce régime est souvent basé sur l'utilisation de l'effet Kerr optique et du déphasage non linéaire pour imposer une relation de phase fixe entre les modes présents dans la cavité. Il génère une dynamique riche et complexe. En effet, les lasers à fibre opérant dans ce régime constituent des outils idéaux pour l'étude des solitons dissipatifs. Nous allons présenter dans ce chapitre un état de l'art des lasers à fibre et plus particulièrement ceux opérant en régime de verrouillage de modes passif. Nous détaillons par la suite leurs principes de fonctionnement et les différents phénomènes intervenant dans la propagation des impulsions lumineuses. Enfin, nous identifions les facteurs qui interviennent dans la formation des impulsions tout en mettant l'accent sur les phénomènes d'interactions.

## **I. Les lasers à fibre verrouillés en phase**

### **I.1. Généralité**

#### **I.1.1. Un bref historique**

Le mot laser est l'acronyme anglais de « light amplification by simulated emission of radiation ». C'est un amplificateur de lumière par émission stimulée associé à un résonateur. Le rayonnement sortant de cet amplificateur est rebouclé sur une entrée au moyen de miroirs, qui constituent une cavité où la lumière est piégée. Un dispositif, comme un miroir partiellement réfléchissant, permet d'extraire de la lumière de ce système, pour obtenir le rayonnement laser utilisable.

L'idée de ce système a été développée dans les années 50 par beaucoup de chercheurs. En 1958, Schawlow et Townes ont proposé le maser optique comme solution pour l'amplification du signal lumineux [1]. La démonstration expérimentale est faite par Maiman dès 1960 qui a réalisé un laser impulsionnel pompé par une lampe flash intense en utilisant le rubis comme

milieu à gain [2]. Par la suite, diverses études ont été réalisées afin d'améliorer l'efficacité du laser, mais étant donné les limites des milieux amplificateurs (laser à gaz, laser à solide), le rendement du laser restait toujours limité. Pour surmonter cette limite, les fibres optiques ont été proposées comme des bons candidats. Ainsi, bénéficiant des propriétés de guidage et de fort confinement du signal lumineux, les lasers à fibre ont révolutionné la technologie laser et ont trouvé de nombreuses applications. Snitzer est le premier qui a proposé d'utiliser la fibre optique comme milieu à gain dès 1961 [14]. Il a réalisé par la suite le premier laser à fibre en utilisant une fibre en verre dopée au néodyme [15]. Peu de temps après, les premiers lasers à fibre de silice, pompés par des diodes laser, ont été développés annonçant ainsi la nouvelle époque des lasers à fibre de silice [16]. Dans un contexte plus proche, un groupe de recherche Southampton a réalisé en 1985 des lasers à fibre monomode dopée au néodyme produisant quelques milliwatts [17]. Le choix du dopant joue un rôle très important dans l'amplification du laser puisqu'il permet d'identifier la bande de gain du laser. Les ions terre rares présentent des propriétés spectroscopiques intéressantes et sont de bons candidats pour le dopage des fibres. En particulier, l'ion erbium est le plus utilisé en télécommunications. Ce choix est justifié par le fait que sa fenêtre spectrale de gain est située dans la région où les fibres en silice présentent un minimum de pertes (pour la longueur d'onde 1550 nm).

Le développement des lasers impulsifs a commencé en 1989 en utilisant la technique de verrouillage de mode [18-20]. Il a été rapporté la génération d'impulsions ultra courtes de durée 77 fs et d'énergie 90 pJ [21]. Cependant, l'architecture des fibres dopées constituait une limite pour produire des fortes puissances. En effet, la puissance maximale produite a été limitée à quelques dizaines de milliwatts. Le développement des diodes laser à haute brillance et les fibres dopées double gaine a permis de dépasser ces limites et de produire des fortes puissances moyennes (quelques dizaines de watts) [22-23], ce qui a permis aux lasers à fibre d'étendre leurs champs d'applications.

### **I.1.2. Impulsions femtosecondes et applications**

Le développement des lasers impulsifs nanosecondes et picosecondes a permis l'étude de la dynamique de processus très courts. Cependant, la dynamique de nombreux mécanismes restait inaccessible avec ces durées. L'introduction des sources lasers femtosecondes, à la fin des années 1980, a permis la compréhension d'un grand nombre de processus allant des sciences fondamentales aux sciences appliquées. En effet, grâce à ces sources, le traitement du mouvement des électrons entre les atomes et la formation de liaisons entre les molécules, phénomène qui se produit en des temps inférieurs à quelques centaines de femtosecondes,

est rendu possible. A titre d'exemple, pour ses travaux en femto chimie, Ahmed Zewail a reçu en 1999, le prix Nobel de chimie. Ses travaux ont analysé l'évolution des atomes et des molécules au cours d'une réaction chimique. Pour cela, il a utilisé un banc pompe-sonde pour observer des phénomènes survenant lors de la rupture des liaisons chimiques d'une durée de quelques centaines de femtosecondes [24].

La montée en puissance crête des sources femtosecondes durant ces vingt dernières années grâce à des avancées majeures que furent l'amplification à dérive de fréquence (CPA : Chirped Pulse Amplification) [25] et les miroirs absorbants à base de semi-conducteurs (SESAM : SEMiconductor Saturable Absorber Mirror) [26], a permis l'observation de nouveaux phénomènes non-linéaires lors de l'interaction d'un milieu atomique avec une impulsion laser courte et intense, tels que la génération d'harmoniques d'ordre élevé [27]. Ces nouvelles sources à impulsions très brèves permettent d'accéder à une meilleure résolution temporelle et d'étudier des mécanismes chimiques ou biologiques à des échelles de temps inédites. Les lasers à impulsions ultra-courtes sont également utilisés en milieu industriel dans les domaines de soudure et de l'usinage. Leur forte puissance crête permet de sublimer de nombreux matériaux et transforme les impulsions ultra-courtes en d'excellents outils de micro-usinage, de marquage, de perçage, de découpe et de soudure. En effet, l'utilisation d'impulsions femtosecondes (avec une puissance crête élevée) permet d'éviter l'échauffement des zones avoisinantes (figure I.1)

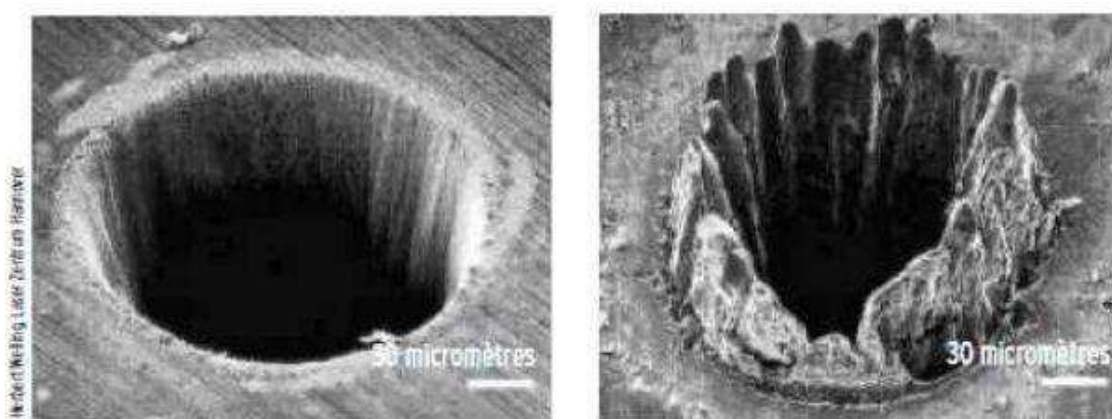


Figure I. 1 :(Gauche) : Une impulsion de 200 fs produit par ablation un trou parfaitement lisse dans l'acier. (Droite) : Une impulsion d'une durée 16 fois supérieure et d'une puissance deux fois moindre fait fondre la zone environnante [28].

## I.2. Verrouillage de modes

### I.2 .1. Principe du verrouillage de modes

Dans un laser, le nombre de modes longitudinaux est limité par la largeur de la bande spectrale de gain et par le niveau de pertes de la cavité. Chaque mode a sa propre fréquence, phase et amplitude. Nous pouvons alors caractériser un mode par le champ électrique :

$$E_m(t) = E_0 \exp (i\Phi_m - i\omega_m t) \quad (1.1)$$

Le champ total qui circule dans la cavité peut s'écrire par l'équation 1.2.

$$E(t) = \sum_{m=-M}^M E_m \exp (i\Phi_m - i\omega_m t) \quad (1.2)$$

Où  $E_m$  est l'amplitude,  $\Phi_m$  la phase,  $\omega_m$  la pulsation et  $(2M+1)$  est le nombre de modes présent dans la cavité.

Les modes longitudinaux présents dans la cavité peuvent osciller de façon indépendante pour fournir une lumière quasi monochromatique cohérente en continu. Dans le cas où il existe une relation de phase fixe entre les modes (nous disons dans ce cas que les modes sont verrouillés, où bloqués), nous parlons de verrouillage de modes (ou blocage de modes ou synchronisation modale). C'est le mécanisme qui permet la génération d'impulsions brèves. Les modes se propagent en parfait synchronisme, ils s'additionnent par interférence constructive pour permettre la création d'impulsions intenses avec une période  $\tau=1/\Delta\nu$  ( $\Delta\nu$  est l'interfrange en fréquence). Par conséquent, le laser peut émettre un train d'impulsion avec un taux de répétition  $f_R = c/nL$  ( $n$  l'indice de réfraction du milieu actif,  $L$  la longueur totale de la cavité et  $c$  la vitesse 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 est donnée par l'équation 1.3:

$$|E(t)|^2 = E_0^2 \frac{\sin^2[(2M+1)\pi\Delta\nu t - k\pi]}{\sin^2(\pi\Delta\nu t - k\pi)} \quad (1.3)$$

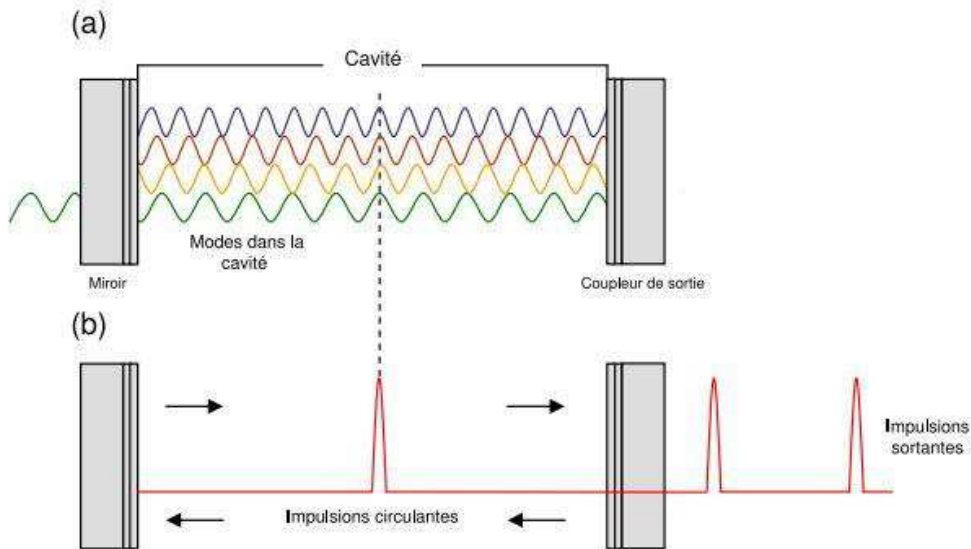


Figure I. 2 : Principe de verrouillage de modes [28]

Les lasers à fibre peuvent être verrouillés en phase de façon active ou passive. Le verrouillage de modes actif, consiste à moduler le gain ou les pertes du laser à l'aide d'une source externe. Le principe consiste à maintenir un niveau de pertes élevé lors du pompage afin de stocker de l'énergie dans la cavité (le gain et donc l'inversion de population sont maximisés, le milieu amplificateur agit comme un réservoir d'énergie), puis de diminuer ces pertes brutalement pour libérer l'énergie emmagasinée, ce qui provoque la création d'une impulsion géante. Par contre, le verrouillage de modes passif exploite l'effet Kerr pour générer des impulsions brèves. Nous nous intéresserons, dans la suite de ce manuscrit, au verrouillage de modes passif.

### I.2.2. Technique de verrouillage de modes passif

Le verrouillage de modes passif permet la génération d'impulsions ultra-courtes. Il consiste à créer une dépendance entre les pertes et le déphasage non linéaire dans la cavité et la puissance transmise afin de favoriser les fortes puissances et bloquer les faibles. Généralement, il peut être initié par quatre méthodes :

- L'absorbant saturable
- La rotation non linéaire de la polarisation
- La boucle non-linéaire amplificatrice (NALM)
- Le miroir à boucle non linéaire (NOLM)

#### a) Absorbant saturable

L'absorbant saturable est typiquement un composant à semi-conducteur dont la transmission varie selon l'excitation lumineuse à laquelle il est soumis. Il provoque des pertes importantes

sur les signaux peu intenses alors qu'il devient transparent pour les signaux les plus intenses. Il est caractérisé par une intensité de saturation ( $I_s$ ) et un temps de réponse. Son principe de fonctionnement est illustré par la figure I.3 :

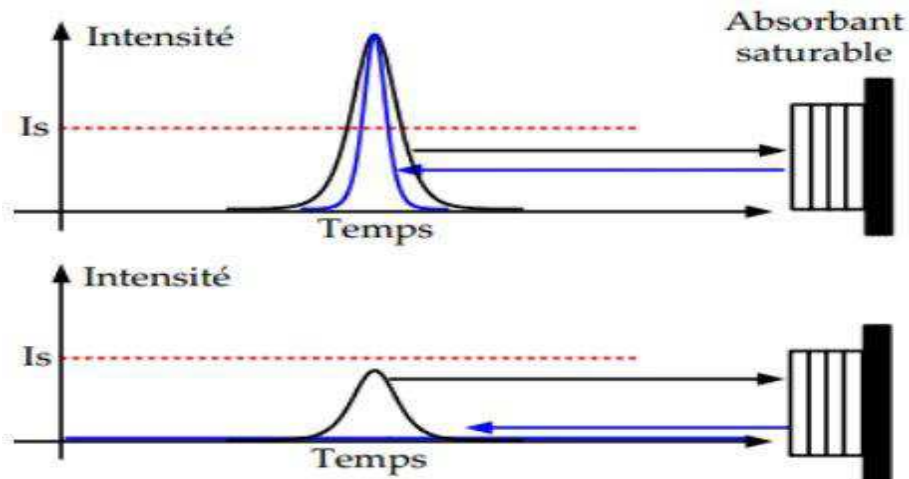


Figure I. 3 : Sélectivité en intensité d'un absorbant saturable [29]

Comme le montre la figure I.3, l'impulsion peut être réfléchie (avec une durée plus courte) si son intensité est au-dessus du seuil  $I_s$ . L'absorbant saturable permet donc, de supprimer les ailes de l'impulsion et de garder le centre d'impulsion tel qu'il est. Dans le cas où l'intensité d'impulsion incidente est située au-dessous de l'intensité de saturation, l'impulsion est totalement atténuée. Le fonctionnement d'un absorbant saturable est ainsi similaire au fonctionnement d'une porte optique non linéaire.

### b) Rotation non linéaire de la polarisation (RNLP)

Comme son nom l'indique, la rotation non linéaire de la polarisation est basée sur le changement de la polarisation de l'impulsion en jouant sur les effets non linéaires induits. L'idée d'utiliser cette technique dans le verrouillage de modes a été développée par Dahlstrom avec un laser Nd-verre en 1977 [30]. En 1992, Matsas et ses collègues ont démontré pour la première fois son efficacité. Ils ont mis en œuvre le premier laser verrouillé en phase par la RNLP [31]. Peu de temps après, Tamura et al. ont rapporté l'observation d'un train d'impulsions stables à une cadence de 42 MHz en verrouillant en phase le laser par ce mécanisme [32]. L'efficacité de cette technique a été confirmée théoriquement par plusieurs équipes de recherches [33-34].

Généralement, la technique RNLP consiste à mettre en place dans une cavité laser, deux contrôleurs de polarisation et un séparateur de polarisation pour manipuler l'état de

polarisation de l'impulsion. Ainsi, les fortes intensités qui se propagent dans le cœur monomode induisent un effet Kerr important sur des longueurs de fibre assez courtes. Cela conduit à une modification de l'état de la polarisation dépendant de l'intensité. Donc, si nous considérons une impulsion polarisée elliptiquement à l'entrée de la fibre, son état de polarisation à la sortie ne sera pas la même au centre de l'impulsion et dans les ailes de celle-ci. Si le contrôleur de polarisation est convenablement orienté, le polariseur laissera passer le centre de l'impulsion et bloquera les ailes. La figure I.4 schématise le principe de cette technique.

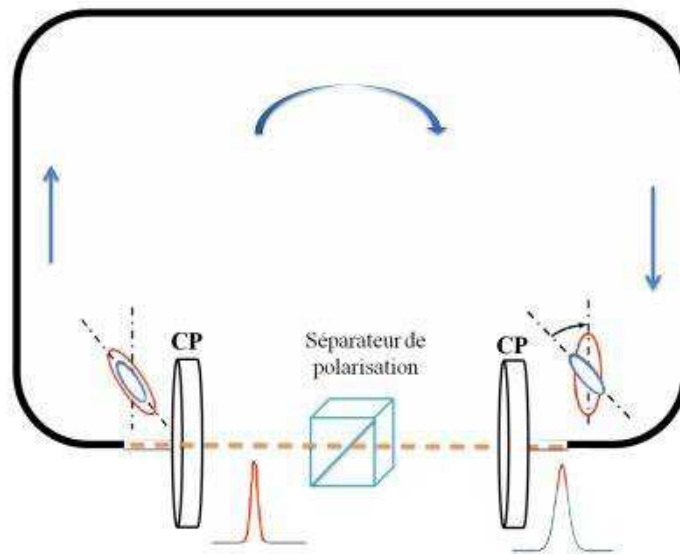


Figure I. 4 : Principe de la rotation non linéaire de la polarisation

### c) La boucle non linéaire amplificatrice (NALM)

La technique NALM (nonlinear amplifying loop mirror) est propre aux lasers à fibre en forme de huit. Elle est basée sur une dépendance entre la puissance incidente et les effets non linéaires. La boucle contient ainsi une fibre amplificatrice et permet d'avoir un effet d'absorbant saturable artificiel. Elle est schématisée par La figure I.5.

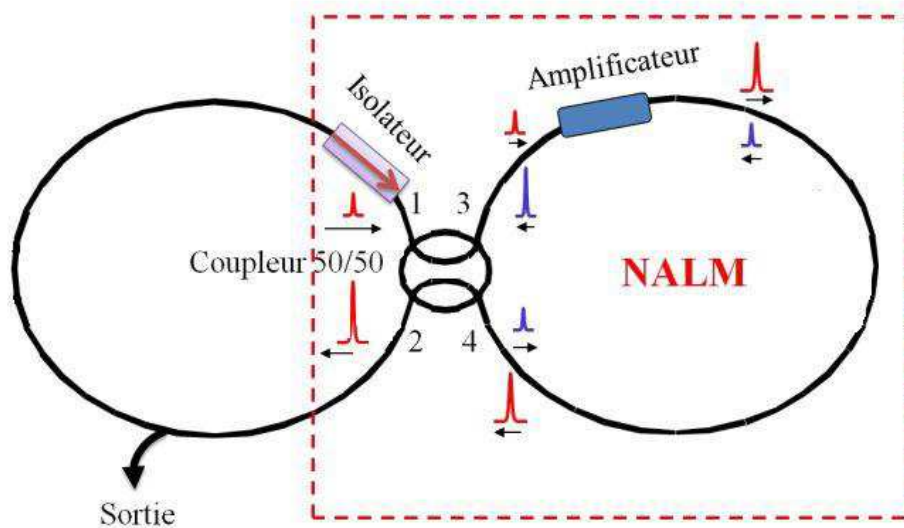


Figure I. 5 : Propagation d'un signal dans une boucle NALM

Le principe de cette technique peut être décrit comme suit : dès qu'une impulsion est injectée dans la boucle NALM, elle se divise en deux impulsions identiques par le coupleur central. Les deux impulsions circulent dans deux directions opposées. Vu que la boucle NALM est construite de façon asymétrique, alors, les deux copies ne subissent pas les mêmes effets. En effet, une première impulsion sera amplifiée par la fibre dopée puis subit des effets non linéaires ou dispersif (selon le type de fibre utilisée). Alors que l'autre impulsion subit des effets non linéaires ou dispersif puis sera amplifiée. Ces deux impulsions subissent ainsi des déphasages non linéaires différents. Les deux impulsions se recombinent à nouveau à la sortie de la boucle NALM. Les fortes puissances vont circuler dans la boucle unidirectionnelle alors que les faibles puissances vont être bloquées par l'isolateur.

#### d) Miroir à boucle non linéaire (NOLM)

Le verrouillage de modes dans la figure huit peut être aussi initié par la boucle non linéaire. La boucle exige un couplage central asymétrique. Ainsi, l'impulsion incidente est divisée en deux impulsions, ayant des intensités différentes, qui se propagent dans deux directions opposées (bleu et rouge). Ces impulsions subissent des phases non linéaires différentes et elles se recombinent à la sortie du coupleur. Par la suite, les fortes intensités seront transmises dans la boucle unidirectionnelle dans le sens horaire, alors que les faibles intensités seront bloquées par l'isolateur. La figure I.6 illustre ce mécanisme.



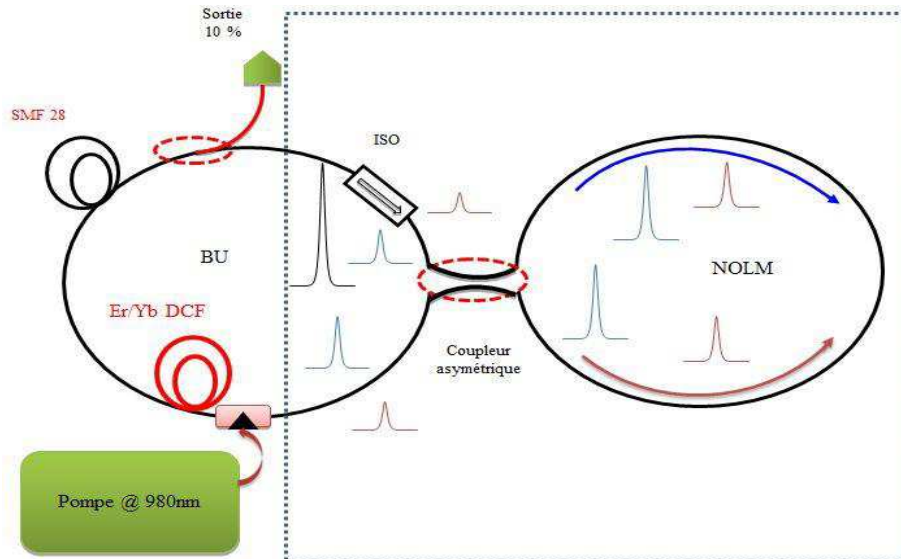


Figure I. 6 : Principe de la boucle NOLM

### I.3. Propagation d'impulsion dans une fibre optique

Les effets non linéaires et dispersifs sont utiles pour produire des impulsions brèves dans les lasers à fibre mais ils peuvent aussi avoir des effets limitatifs sur les performances des dispositifs optiques et plus particulièrement sur les caractéristiques de l'impulsion (puissance crête et l'énergie de l'impulsion). Généralement, nous pouvons classer ces effets selon leurs origines. Nous expliquons dans la partie suivante l'origine et l'influence de ces effets sur la propagation d'impulsion.

#### I.3.1. Dispersion chromatique

La dépendance entre l'indice de réfraction du milieu et la longueur d'onde est à l'origine de la dispersion chromatique. De ce fait, deux ondes de longueurs différentes se propagent à deux vitesses de groupes différentes. Dans une fibre optique, l'effet de la dispersion se traduit par l'étalement d'une impulsion courte au cours de sa propagation. L'influence de ce phénomène est exprimée mathématiquement par le développement de la constante de propagation  $\beta(\omega)$  en série de Taylor autour de la pulsation centrale  $\omega_0$ .

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1 (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_2 (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \beta_3 (\omega - \omega_0)^3 + \frac{1}{24} \beta_4 (\omega - \omega_0)^4 + \dots \quad (1.4)$$

Le premier terme  $\beta_0$  représente la constante de propagation à la fréquence  $\omega_0$ , le second terme  $\beta_1$  représente l'inverse de la vitesse de groupe ( $v_g$ ), le troisième terme  $\beta_2$  représente la variation de cette vitesse à la fréquence  $\omega_0$ . Le paramètre  $\beta_2$  est appelé coefficient de dispersion de vitesse de groupe (DVG), il traduit l'élargissement de l'impulsion lorsqu'elle se propage dans la fibre, et s'exprime en  $\text{ps}^2/\text{m}$  :

$$\beta_2 = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \left( \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \right) \quad (1.5)$$

Le coefficient D (exprimé en ps/nm/km) est souvent utilisé pour évaluer la dispersion de l'impulsion au cours de sa propagation dans le domaine des télécommunications optiques. Il est relié à  $\beta_2$  par la relation suivante :

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = \frac{-2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (1.6)$$

Le signe de la DVG est très important dans la propagation de l'impulsion dans la cavité laser. Lorsqu'une impulsion se propage dans un milieu caractérisé par  $\beta_2 > 0$  ( $D < 0$ ), les grandes longueurs d'onde se propagent plus rapidement que les courtes longueurs d'onde. L'impulsion se trouve ainsi dans un régime de "dispersion normale". En revanche, lorsque l'impulsion se propage dans un milieu caractérisé par  $\beta_2 < 0$  ( $D > 0$ ), les courtes longueurs d'onde se propagent plus vite que les grandes longueurs d'onde et l'impulsion se trouve ainsi dans un régime de "dispersion anormale".

### **I.3.2. Effets non linéaires**

L'effet Kerr, la diffusion Raman et l'effet Brillouin sont les principales sources du non linéarité dans les fibres optiques. Ils sont classés selon leurs origines physiques.

#### **a) Effet Kerr optique**

L'effet Kerr a lieu lorsque l'intensité de l'impulsion devient si importante qu'elle peut modifier l'indice de réfraction  $n$  du cœur de la fibre. Il est dû au changement de l'indice de réfraction du milieu lors de la propagation des impulsions lumineuses dans un matériau.

$$n = n_0 + n_2 |E|^2 = n_0 + n_2 I \quad (1.7)$$

Où  $n_0$  est l'indice de réfraction linéaire de la silice,  $n_2$  est l'indice de réfraction non-linéaire,  $E$  est l'amplitude du champ électrique et  $I$  est l'intensité du signal.

#### **✓ Auto-modulation de phase (SPM)**

Durant sa propagation dans la fibre, l'onde subit un déphasage non-linéaire. Ce phénomène est appelé l'auto-modulation de phase. En outre, cette dernière introduit une dépendance entre la phase et l'intensité de l'onde. Le déphasage non-linéaire est donné par la relation suivante :

$$\Delta\phi_{NL} = \frac{2\pi l}{\lambda} n_2 I, \quad (1.8)$$

où  $l$  et  $\lambda$  sont respectivement la longueur de la fibre et la longueur d'onde.

L'auto-modulation se traduit par l'apparition de nouvelles composantes spectrales, c'est-à-dire un élargissement du spectre.

#### ✓ **Modulation de phase croisée (XPM)**

C'est un effet qui implique deux canaux multiplexés en longueur d'onde voisins (ou bien d'états de polarisations orthogonaux). Les impulsions du second canal provoquent une phase non linéaire sur le premier canal : les fronts montants des impulsions du second canal créent un décalage fréquentiel négatif et les fronts descendants créent un décalage fréquentiel positif. Ces décalages fréquentiels sont caractérisés par un caractère aléatoire, car ils dépendent de l'information transmise sur le second canal. La dispersion chromatique convertira ces décalages en fluctuations temporelles à caractère aléatoire.

#### ✓ **Mélange à quatre ondes (FWM)**

C'est un phénomène non-linéaire du troisième ordre. Ce processus peut être décrit par l'annihilation de deux photons (dits de pompe) de fréquences  $\omega_1$  et  $\omega_2$  ( $\omega_1 = \omega_2$  dans le cas d'un processus dégénéré) et de la création de deux autres photons avec des fréquences  $\omega_3$  et  $\omega_4$  (ondes Stokes et onde anti-Stokes) qui sont symétriques par rapport à la pompe (figure I.7). Pour générer ces deux photons, la condition d'accord de phase doit être satisfaite. Cette condition s'écrit :

$$\Delta k = k_4 + k_3 - k_1 - k_2 = 0 \quad (1.9)$$

Avec

$$k_i = \frac{n_i \omega_i}{c}$$

où  $n_i$  est l'indice de réfraction du matériau utilisé à la pulsation  $\omega_i$ .

Notons que dans un tel processus, il y a la conservation de l'énergie et des moments.

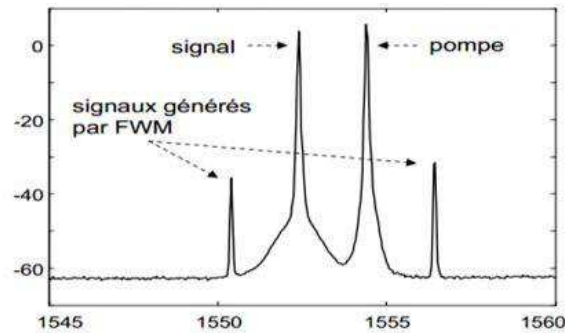


Figure I. 7 : Spectre de signal, de pompe et des deux nouvelles longueurs d'ondes créées par FWM [29]

### a) Effet Brillouin

C'est un phénomène qui résulte d'un couplage paramétrique entre une onde optique et une onde acoustique. Il a lieu lorsque la puissance de signal optique dépasse un certain seuil. Il engendre des ondes optiques décalées en fréquences par rapport à l'onde incidente.

### b) Diffusion de Raman

La diffusion Raman stimulée est un phénomène qui se produit lors de l'interaction de 3 ondes : une onde de pompe qui génère une onde décalée en fréquence et une onde d'excitation vibrationnelle dans le milieu. Nous détaillerons cet élément dans le quatrième chapitre.

## II. Etude des régimes impulsionnels dans les lasers à fibre

L'étude des solitons dissipatifs dans les lasers à verrouillage de modes révèle des dynamiques riches et complexes, en particulier pour les régimes multi-impulsionnels. En effet, en se basant sur l'étude des modèles numériques et expérimentaux, il a été rapporté l'observation d'un grand nombre de soliton [10,35]. En agissant sur certains paramètres comme la puissance de pompage, l'orientation des lames et le gain petit signal, les solitons obtenus peuvent s'organiser suivant différents états. Nous allons rapporter dans le paragraphe suivant les différents régimes multi impulsionnels obtenus dans les lasers à fibre en régime de verrouillage de modes ainsi que les facteurs qui interviennent dans la formation d'impulsions.

### II.1. Régime des états liés

Le régime d'état lié est établi lorsqu'il existe une relation de phase fixe entre les impulsions. Les impulsions peuvent être séparées avec un même délai ou bien par des délais différents.

Lorsque les impulsions sont liées en phase, des franges d'interférences apparaissent sur le spectre optique. Le temps de séparation  $\Delta\tau$  entre deux impulsions est donné en fonction de l'interfrange en fréquence  $\Delta\nu$ , par :

$$\Delta\tau = \frac{1}{\Delta\nu} \approx \frac{\lambda_0^2}{c\Delta\lambda} \quad (1.10)$$

où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde centrale du spectre.

Un exemple d'états liés est illustré par la figure I.8. Il montre une paire d'impulsions liées générées par un laser en forme de huit verrouillé en phase par la boucle non linéaire amplificatrice. Le temps de séparation est 10 ps. Les impulsions ont une durée égale à 750 fs et une énergie autour de 20 pJ.

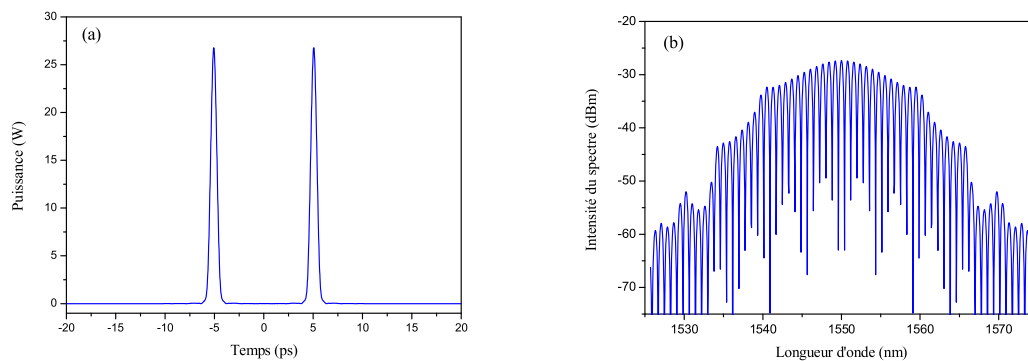


Figure I. 8 : Paires d'impulsions liées générées par une cavité en forme de huit (a) Trace temporelle. (b) Spectre correspondant [36]

L'observation des états liés dans les lasers à fibre verrouillés en phase a été rapportée par diverses études théoriques et expérimentales [37-38]. Malomed et al. ont démontré théoriquement que l'interaction de solitons peut mener à la formation de paires d'impulsions liées avec une séparation de temps fixe [39]. En se basant sur l'équation de Ginzburg Landau cubique, Akhmediev et al. ont montré la stabilité d'états liés avec une relation de phase égale à  $\pi/2$  [35,40]. L'observation des états liés est indépendante du régime de dispersion [41], ainsi que de la technique de verrouillage de modes [11].

## II.2. Analogie avec le cycle de l'eau : Pluie de soliton

### II.2.1. Description

La dynamique de la pluie de solitons est une illustration d'une auto-organisation d'un grand nombre de solitons. Elle est observée dans un laser à fibre fonctionnant en régime

intermédiaire entre le fonctionnement continu et le fonctionnement impulsif obtenu par le blocage de modes passif. S. Chouli et Ph. Grelu sont les premiers qui ont décrit ce comportement [42-43]. Cette dynamique se traduit par la coexistence d'un grand nombre de solitons et d'un fond quasi continu dans la cavité. Les solitons naissent à partir des fluctuations du fond continu, puis rejoignent la phase condensée avec une vitesse presque constante. Le processus est analogue à la formation de la pluie dans le cycle de l'eau. Il est schématisé par la figure I.9.

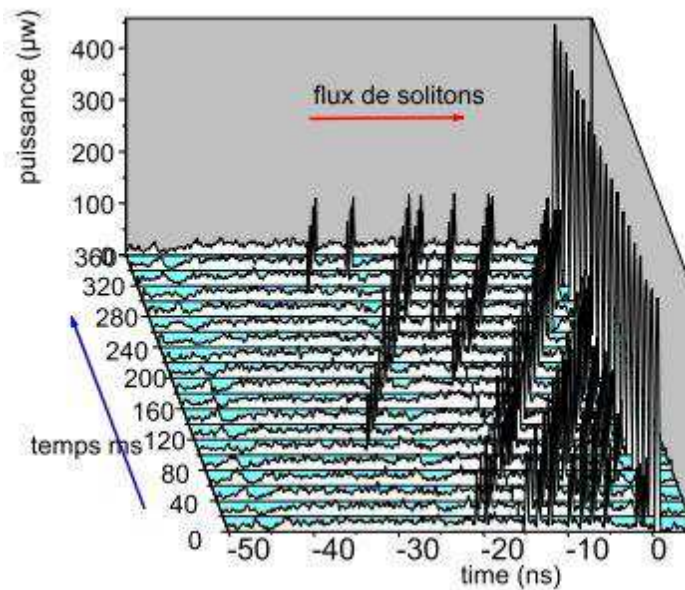


Figure I. 9 : Formation de la pluie de solitons [43]

### II.2.2. Dynamique de la pluie de solitons

L'appellation de ce régime comme une pluie de soliton vient de la ressemblance des cycles de formation. En effet, la dynamique de la pluie des solitons est obtenue suite à l'interaction entre 3 composants : les fluctuations du fond continu, les solitons individuels et la phase condensée. Elle est similaire au processus de formation de pluie qui se produit suite à l'interaction entre le nuage, la pluie et l'évaporation. Une comparaison entre ces deux processus est illustrée par la figure I.10.

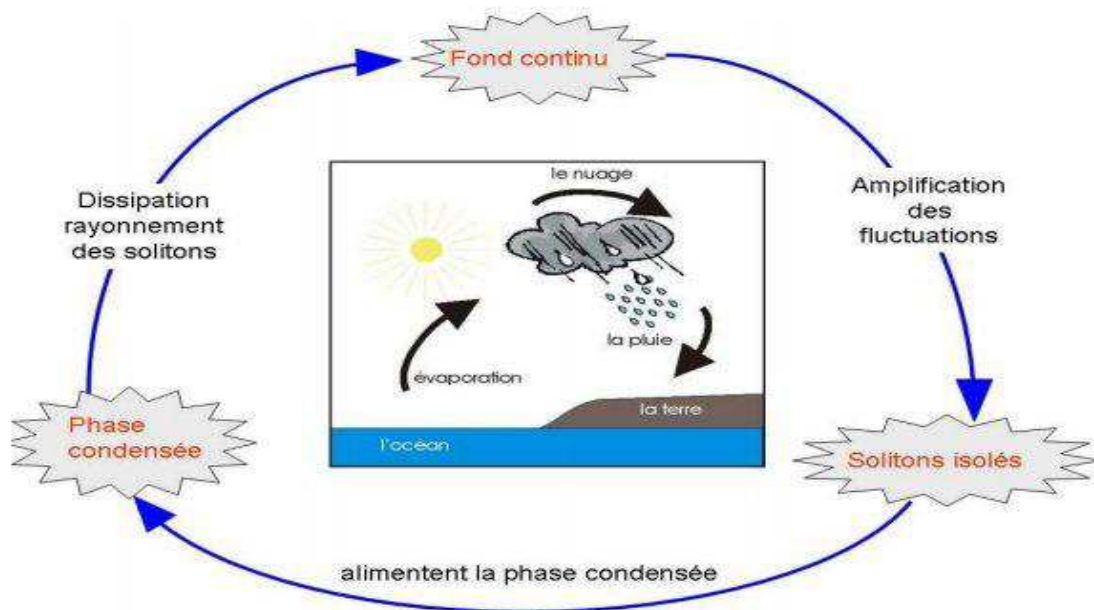


Figure I. 10 : Processus de la pluie des solitons [43]

Dans la dynamique de la pluie des solitons, l'amplification des fluctuations du fond continu favorise la formation des solitons individuels. Ces solitons alimentent à leur tour la phase condensée. Vu que la taille de la phase reste constante, alors, l'arrivée des nouveaux solitons sur la phase condensée impose une dissipation d'un nombre similaire de solitons et produit un réarrangement collectif des solitons à l'intérieur de la phase condensée.

### II.3. Analogie avec les états de matière

Récemment, l'équipe de F. Sanchez a montré une analogie entre l'évolution des différentes distributions de solitons et les états de matière. En effet, en s'appuyant sur l'étude expérimentale d'un laser, à fibre double gaine (en anneau et en forme de huit), et pour un réglage adéquat des contrôleurs de polarisation, il a été rapporté l'observation des évolutions particulière de solitons qui occupent une partie ou toute la cavité. Cette évolution rassemble à l'évolution de l'état de la matière. Ainsi, les principaux états rapportés sont gaz de soliton, liquide de soliton et cristal de soliton [10].

#### II.3.1. Gaz de soliton

Le régime gaz de soliton est caractérisé par une agitation très importante des solitons dans toute la largeur de la cavité. Ces mouvements sont dus aux différences de vitesses de groupes entre les impulsions qui résultent des différences de longueurs d'onde centrale et éventuellement des effets non-linéaires et dissipatifs [44]. La distribution temporelle d'un gaz de soliton est donnée par la figure I.11 (a).

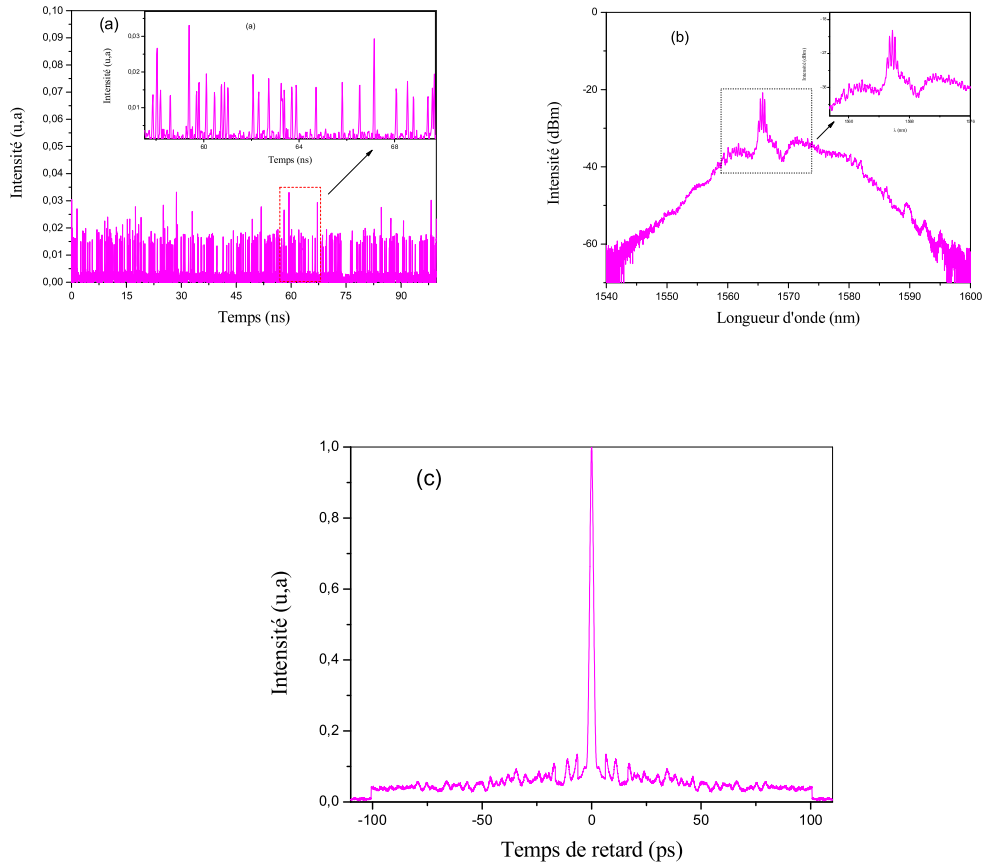


Figure I. 11 : (a) Trace temporelle d'un gaz de soliton, (b) Spectre optique correspondant, (c) Trace d'auto corrélation du gaz de solitons [45]

Les solitons générés n'ont aucune relation de phase, ce qui justifie que le spectre optique ne présente aucune modulation (figure I.11 (b)). Dans ce régime, les interactions entre les solitons sont faibles, de telle sorte, les impulsions sont libres et peuvent se déplacer dans toute la cavité et peuvent subir ainsi de nombreuses collisions. La trace d'autocorrélation, qui est illustrée par la figure I.11 (c), montre un pic de cohérence avec un piédestal qui est dû au mouvement des solitons.

### II.3.2. Liquide de soliton

Pour un réglage adéquat des contrôleurs de polarisation, le laser peut évoluer selon une distribution particulière, dite « liquide de soliton ». Ce régime est caractérisé par la formation d'un ensemble de solitons très proches et faiblement liés. Les solitons peuvent se déplacer à l'intérieur d'un bloc qui change d'un tour à un autre [10-11]. Les propriétés spectrales et temporelles de ce régime, à un instant  $t$ , sont illustrées dans la figure I.12.



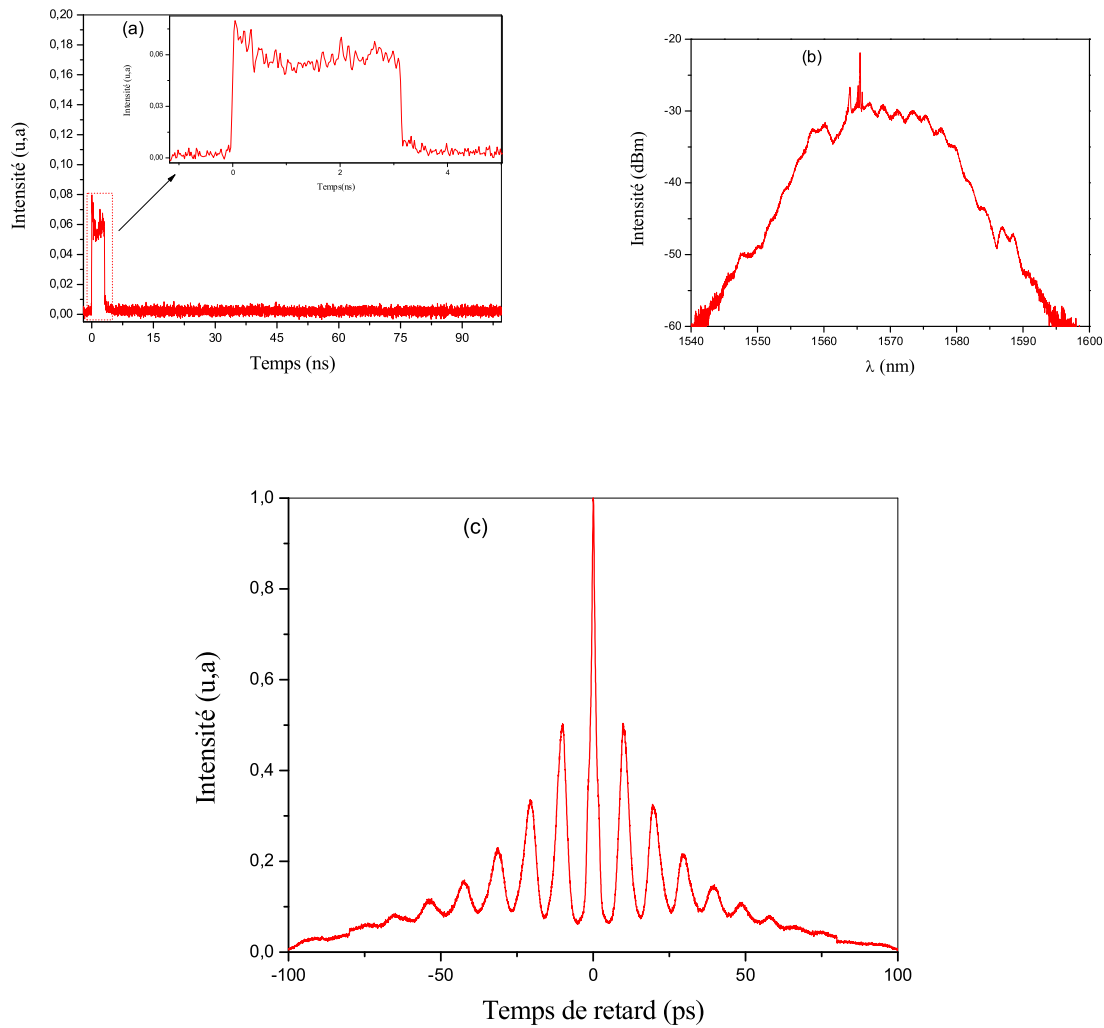


Figure I. 12 : (a) Trace temporelle d'un liquide de soliton, (b) Spectre optique d'un liquide de soliton, (c) Trace d'auto corrélation d'un liquide de soliton [45]

Le spectre optique (figure I.12(b)) est peu modulé, ce qui prouve que les solitons sont faiblement liés. La trace d'autocorrélation (figure I.12 (c)) montre l'apparition de pics quasi équidistants (environ 10 ps) et un piédestal qui révèle le mouvement relatif des solitons dans la phase condensée [10-11].

### II.3.3. Cristal de soliton

Pour un ajustement particulier des contrôleurs de polarisation, les solitons peuvent se réarranger en bloc stable. Ce bloc contient des centaines d'impulsions fortement liées et régulièrement espacées. La trace temporelle est un signal en créneau car l'oscilloscope est incapable de résoudre l'intérieur du bloc. Le spectre optique et la trace d'autocorrélation peuvent apporter des informations supplémentaires sur les caractéristiques de ce régime. En

effet, le spectre figure I.13 (b), est fortement modulé, avec une période de modulation ( $\Delta\lambda$ ) égale à 0.83 nm, ce qui correspond à temps de séparation entre les solitons  $\Delta\tau$  égal à 10 ps. La trace d'autocorrélation (figure I.13 (c)), montre qu'il existe 21 impulsions dans une fenêtre d'acquisition de 200 ps. Ces impulsions présentent presque les mêmes intensités et sont régulièrement espacés. L'observation dans la fenêtre d'acquisition de l'autocorrélateur permet aussi de déterminer le nombre total de solitons, contenu dans le bloc. Etant donné que la largeur du bloc est 6.6 ns (trace temporelle) et que le temps de séparation entre les solitons est 10 ps, alors nous pouvons déduire le nombre total de solitons (rapport entre la largeur du bloc et le temps de séparation entre les solitons) qui vaut 660 solitons.

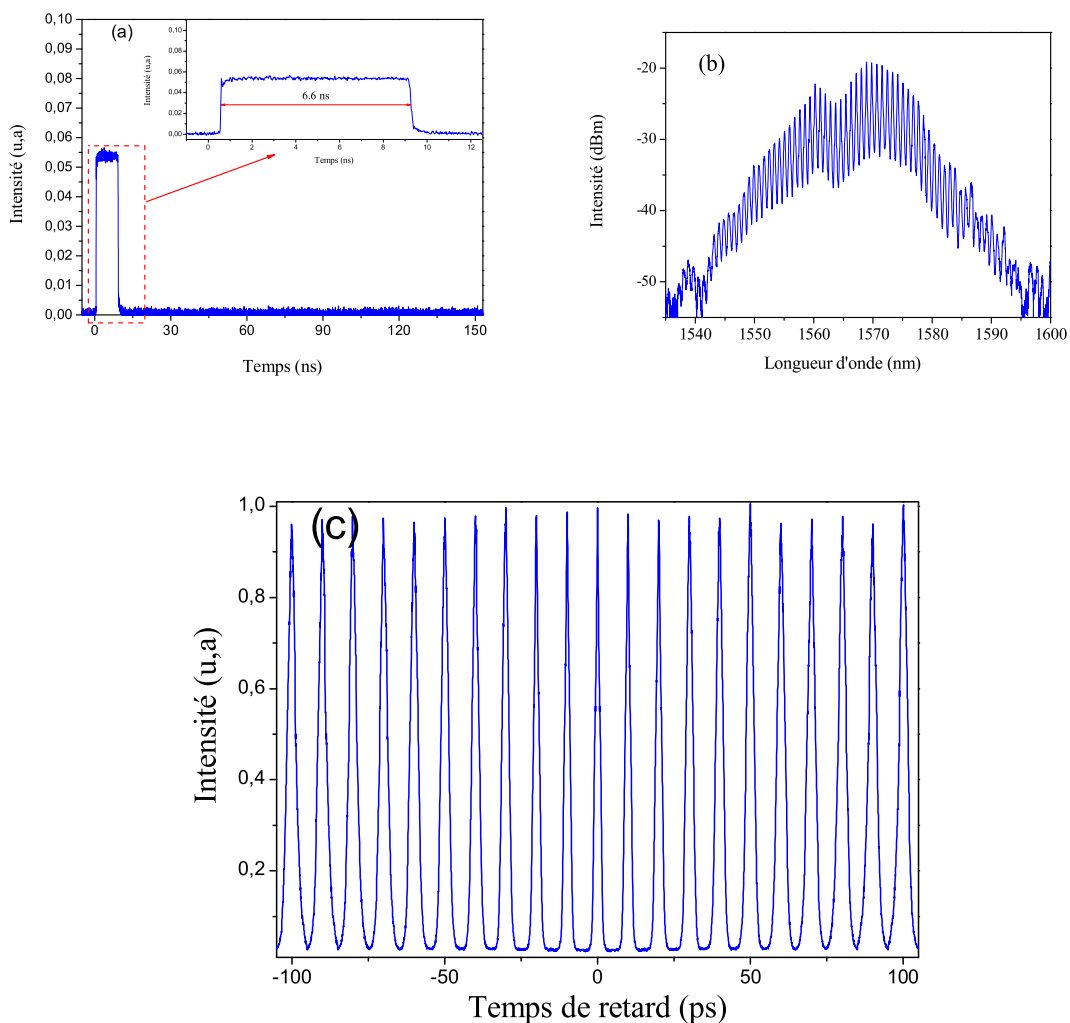


Figure I. 13 : (a) Trace temporelle d'un cristal de soliton, (b) Spectre optique d'un cristal de soliton, (c) Trace d'auto corrélation d'un cristal de soliton [45]

### III. Mécanisme de formation des impulsions et phénomène d'interactions

#### III.1. Choix du régime de dispersion

Le choix de la dispersion totale de la cavité est un facteur important qui a un impact significatif sur le régime impulsionnel final. Il permet de prédire les caractéristiques générales des impulsions générées et d'identifier les facteurs intervenant dans leurs formations. On distingue généralement deux régimes de dispersion : les régimes de dispersion anormale et de dispersion normale.

#### III.1.2. Régime de dispersion anormale

Il correspond au régime solitonique ( $\beta_2^{\text{totale}} < 0$ ) dans lequel le chirp généré par la GVD (négative) compense le chirp provoqué par la non linéarité (dans le cas d'une fibre en silice). Dans ce régime, les paramètres de solitons sont liés entre eux par les équations suivantes [46]:

$$Z_d = \frac{T_0^2}{\beta_2^2} : \text{longueur de dispersion} \quad (1.11)$$

$$Z_{nl} = \frac{1}{\gamma P_0} : \text{Longueur non linéaire} \quad (1.12)$$

$$Z_0 = \frac{\pi}{2} Z_d : \text{Période du soliton} \quad (1.13)$$

$$N^2 = \frac{Z_d}{Z_{nl}} : \text{Ordre du soliton} \quad (1.14)$$

$$P_0 = \sqrt{\frac{|\beta_2|}{\gamma T_0}} : \text{Puissance crête du soliton} \quad (1.15)$$

Où  $T_0$ ,  $\beta_2$ ,  $P_0$ ,  $\gamma$  sont respectivement la durée d'impulsion, la dispersion de vitesse de groupe, la puissance crête et le coefficient non linéaire.

La première remarque que nous pouvons tirer de ces équations, c'est que l'énergie de soliton est limitée. En effet, nous remarquons d'après l'équation (1.13) que la durée du soliton est limitée par la puissance crête. Or, cette dernière est fixée par la saturation de système de verrouillage de modes. De ce fait, si la puissance crête est suffisamment élevée, nous pouvons voir la création des nouvelles impulsions (effet « Peak Power limiting »). Par conséquent, ce régime favorise le régime multi impulsionnel. L'énergie du soliton reste limitée à 0.1 nJ par le théorème aire soliton et aussi à cause de la présence des bandes de Kelly [47]. Le soliton en se déformant périodiquement émet des ondes dispersives à toutes les fréquences. Pour

certaines fréquences bien précises, ces ondes dispersives reviennent en phase (phase-matching) avec le soliton à chaque période, faisant en sorte qu'elles vont atteindre des niveaux de puissance assez élevés. Le spectre du signal contient le spectre du soliton combiné à une série de raies spectrales très étroites localisées symétriquement de chaque côté de celui-ci [48-49]. Ce phénomène a été observé expérimentalement pour la première fois dans un laser à fibre solitonique [50-51]. Ces raies sont situées aux fréquences suivantes (équation 1.14) et portent le nom de résonances de Kelly :

$$f_m = f_p \pm \sqrt{\frac{m}{\pi|\beta_2| - \frac{1}{4\tau^2\pi^2}}} \quad (1.16)$$

où  $m$  est un entier positif,  $f_p$  et  $\tau$  sont la fréquence et la durée du soliton et  $\beta_2$  la dispersion totale d'ordre 2. La différence entre la phase du soliton et celle des ondes dispersives sur une période du système est supposé un multiple de  $2\pi$  radians [52].

### III.1.2. Régime de dispersion normale

Dans le régime de dispersion normale, le chirp généré par la dispersion de vitesse de groupe (GVD) a le même le signe que celui généré par la non linéarité (dans le cas de l'équation de Schrödinger non linéaire NLSE). De ce fait, nous ne pouvons pas avoir des solutions stables puisque ces derniers effets ne peuvent pas se compenser. Dans certaines situations, il est cependant possible d'obtenir des solutions localisées dans le régime de dispersion normale. La présence des systèmes de verrouillage de modes (comme RNLP) et la gestion de la dispersion peuvent stabiliser l'impulsion. Le premier facteur provoque une auto modulation de l'amplitude de l'impulsion qui se manifeste par un terme non linéaire supplémentaire qui peut s'ajouter à l'équation NLSE. Aussi, lorsque l'impulsion se propage dans un milieu de dispersion normale, elle sera grandement chirpée, et le contenu en fréquence de ses ailes sera très éloigné de la fréquence porteuse. Par conséquent, ses ailes subissent des pertes importantes en raison de la largeur spectrale limitée du milieu à gain. Cette situation a pour effet de diminuer la durée de l'impulsion et peut ainsi contribuer à maintenir une solution localisée [53-54]. Pour le deuxième facteur, c'est comme dans le cas des lignes de télécommunications qui opèrent en régime de dispersion globale nulle et même en dispersion globale normale. Ils présentent une solution localisée de type soliton même en l'absence de gain non linéaire [55-56].

Dans ce régime, la durée et l'énergie d'impulsion n'obéissent pas à la contrainte solitonique (théorème air soliton). De ce fait, la durée d'impulsion n'est pas imposée par la puissance

crête comme stipulé par l'équation 1.13. Le facteur qui peut limiter la durée d'impulsion est la largeur spectrale du milieu du gain. En effet, au cours de sa propagation, si la largeur spectrale de l'impulsion est comparable à celle du milieu du gain, l'impulsion peut subir des pertes importantes, ce qui empêche l'impulsion de devenir trop étroite car sa durée varie inversement avec sa largeur spectrale [57]. L'apport du régime de dispersion normale se situe dans la génération des impulsions énergétiques. En effet, il a été démontré théoriquement et expérimentalement l'observation d'impulsions d'énergie autour de 60 nJ [58-60].

### **III.2. Facteurs intervenant dans la formation de solitons dissipatifs**

La formation des solitons dissipatifs nécessite l'intervention d'une source extérieure qui est responsable de l'apport de l'énergie (pompage). Cette source agit considérablement sur l'existence et la stabilité des solitons. La variation de flux extérieur (taux de pompage) peut favoriser ou défavoriser la génération de soliton comme elle peut donner naissance à d'autres effets. Nous présenterons ci-dessous quelques facteurs qui interviennent dans la formation des impulsions dans le cas dissipatif.

#### **III.2.1. Quantification d'énergie**

La quantification de l'énergie est une propriété du régime de dispersion anormale. Dans ce cas, l'énergie de l'impulsion est quantifiée et obéit au théorème Aire-soliton [46]. Par exemple, pour un soliton NLSE (solution de l'équation non linéaire de Schrödinger), l'énergie d'un soliton est :

$$E = \frac{2|D|}{\gamma\tau} \quad (1.17)$$

où  $D$  est le coefficient de dispersion,  $\gamma$  est le coefficient non linéaire et  $\tau$  est la durée d'impulsion.

De ce fait, lorsque le gain augmente dans la cavité (grâce à l'apport extérieur de l'énergie) et vu que l'énergie d'un soliton est quantifiée, l'énergie supplémentaire apportée ne peut pas se rajouter à l'énergie du soliton, donc elle se disperse dans la cavité. En raison du gain non linéaire, un second soliton se forme. Ainsi, nous pouvons observer un régime de plusieurs solitons qui se propagent dans la cavité en se répartissant l'énergie disponible.

### **III.2.2. Filtrage spectral**

En régime de dispersion normale, les effets non linéaires se combinent à la dispersion en causant un étalement temporel plus prononcé [61], ce qui rend impossible le maintien de solution sous forme d'impulsion. De ce fait, il est essentiel d'avoir recours à certains mécanismes dissipatifs (avec pertes d'énergie) pour maintenir la forme et ainsi permettre la survie d'une impulsion voyageant dans un laser opéré dans un tel régime. Le mécanisme le plus efficace est l'utilisation d'un filtre spectral. Lorsqu'une impulsion rencontre un milieu dispersif, ses composantes spectrales s'étalent temporellement vu que leurs vitesses de groupe sont différentes. Si ce milieu dispersif possède une grande dispersion, la forme temporelle de l'impulsion imitera son spectre, car les différentes composantes spectrales seront suffisamment étalées temporellement pour ne pas interférer entre elles. Ainsi, si on place un filtre spectral dans ces conditions, celui-ci agira aussi comme filtre temporel, en atténuant les extrémités de l'impulsion

Le milieu de gain dans la cavité laser agit comme un filtre spectral. D'ailleurs, beaucoup d'études expérimentales et théoriques ont montré l'existence de solutions stables en utilisant seulement le filtrage par le gain dans un tel laser [62-66]. A titre d'exemple, G. Bale et ses collaborateurs ont utilisé l'équation de Ginzburg Landau quintique et un filtre spectrale artificiel pour établir une dépendance entre le comportement impulsif du laser et le filtrage spectral du gain [62]. A. Haboucha a rapporté également que le filtrage spectral des pertes (ou du gain) provoque le fonctionnement multi impulsif du laser. Pour cela, il a confirmé que le contrôle des pertes spectrales revient à contrôler la largeur de la bande du gain. Ainsi, si ces deux facteurs (pertes spectrale et largeur de la bande du gain) sont équivalents, le laser ne peut produire qu'une seule impulsion même en présence d'un fort pompage (dans ce cas c'est l'énergie d'impulsion qui augmente proportionnellement avec la pompe) [66].

### **III.2.4. Division d'impulsion (pulse splitting)**

L'effet de la division d'impulsion a lieu lorsque sa durée atteint une valeur critique (à cause de la limite de la bande du gain). Elle se divise donc, en deux autres impulsions ayant des durées plus larges. La durée peut être aussi fixée par la saturation du mécanisme de verrouillage de modes (en régime de dispersion anormale). En effet, l'équation (1.15) stipule que le produit de l'amplitude et de la largeur de l'impulsion est fixé par la moyenne de la dispersion et des non-linéarités dans la cavité.

Cet effet joue un rôle important dans le régime multi soliton puisqu'il permet de produire plusieurs impulsions à partir d'une seule. L'effet a été observé expérimentalement [67] et démontré théoriquement par A. Komarov et ses collaborateurs [68]. Dans cette dernière référence, les auteurs ont montré que le régime multi soliton et le phénomène de fractionnement d'impulsion s'établissent si le rapport de l'indice de réfraction non linéaire et les pertes non linéaires augmente proportionnellement avec l'intensité incidente. Ils ont montré également que l'impulsion se divise en deux lorsque son énergie atteint une valeur limite.

L'effet « Peak power limiting » a aussi un comportement similaire à celui de la division d'impulsion (les deux effets varient inversement proportionnel selon la théorie Aire soliton, voir équation 1.13). Ainsi, lorsque l'impulsion atteint une puissance crête maximale (fixée par la saturation des systèmes de verrouillage de modes), elle se divise en deux autres impulsions [69].

### **III.2.5. L'effet de la composante continue**

La composante continue joue un rôle important dans la formation du régime harmonique. Nous détaillons cet effet dans le paragraphe III.3.2.

### **III.3. Interactions entre les impulsions**

La présence des solitons dans une cavité laser verrouillée en phase et leurs mouvements relatifs peuvent induire différentes interactions. Ces dernières dépendent de l'énergie et de la durée de soliton, le temps de séparation entre les solitons et l'état des solitons (s'ils sont liés ou non). Ainsi, nous pouvons distinguer trois situations d'interactions : les solitons sont aléatoirement distribués dans la cavité, ou ils sont uniformément distribués (régime harmonique) ou ils sont liés.

#### **III.3.1. Cas d'une distribution aléatoire (gaz de soliton)**

Lorsque les impulsions sont aléatoirement distribuées dans la cavité, elles possèdent des vitesses de groupes différentes et peuvent entrer ainsi en collisions entre elles. Certaines impulsions s'annihilent puis se reforment à partir du bruit présent dans la cavité. D'autres impulsions peuvent s'additionner. Le manque de structure dans ce comportement le rend très difficile à analyser. De plus, il ne présente aucun intérêt du point de vue pratique car on ne peut pas le contrôler et l'exploiter. En pratique, il est préférable d'éviter ce régime lorsque le laser opère en régime impulsionnel.

### III.3.2. Cas d'un régime harmonique

Dans le régime harmonique, les 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, Grudin 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 [70]. Ils ont rapporté que chaque impulsion génère un effet acousto-optique qui modifie localement l'indice de réfraction et peut repousser les autres impulsions. La répulsion entre les impulsions mène inévitablement à une situation d'équilibre pour laquelle les impulsions sont uniformément distribuées dans la cavité [71]. En outre, l'épuisement et le rétablissement du milieu de gain peut agir sur le phénomène d'interaction dans ce régime harmonique. En effet, en passant par ce milieu, 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 [72].

Récemment, l'équipe de Zhao a montré expérimentalement, que la formation du régime harmonique est accompagnée d'une composante continue qui coexiste avec les impulsions. Sous l'influence de cette composante, les solitons peuvent bouger le long de la cavité. Ainsi, il a été rapporté que la composante continue peut induire des forces de répulsions entre les solitons qui peuvent, suite à ces interactions, donner lieu à un état d'équilibre stable [73]. Peu de temps après, A. Komarov et al. ont montré théoriquement que la présence d'une composante continue dans un régime harmonique peut contrôler l'amplitude et le signe des interactions entre les solitons. En effet, pour des paramètres bien précis, la force répulsive générée diminue si la distance entre les impulsions augmente, ce qui permet de créer un régime harmonique [74]. Dans un contexte plus proche, A. Niang et ses collaborateurs ont montré qu'il est possible de forcer un laser à fonctionner en régime harmonique par l'injection d'une composante continue externe. En effet, en partant de certains cristaux de solitons (comme signal initial) et en utilisant un laser auxiliaire (pour produire le signal continu externe (CW)), ils font balayer la longueur d'onde externe sur le spectre optique principal (qui correspond aux cristaux de solitons). Sous l'effet de cette composante, les impulsions se détachent progressivement d'un paquet au profit du paquet voisin. Dès que la longueur d'onde



externe s'approche du centre de spectre, les impulsions se réarrangent en une distribution régulière pour donner lieu à un régime harmonique [12].

### **III.3.3. Cas d'un régime états liés**

Dans ce régime, les interactions sont généralement des interactions à courtes portées, ou encore des interactions cohérentes (distance entre les solitons inférieure à 100 ps). Elles peuvent se produire directement entre deux solitons liés ou entre un groupe de solitons liés (cristal de solitons ou réseaux d'états liés). Ce comportement se déroule principalement via les ailes des solitons ou via leurs ondes dispersives. En fait, différentes études théoriques et expérimentales ont analysé ces comportements [75-80]. Dans la référence [76], Gordon a étudié théoriquement l'interaction entre deux solitons voisins qui se propagent dans une fibre optique. Il a montré que les solitons exercent sur leurs voisins proches une force (attraction ou répulsion) qui dépend de la différence de phase entre les solitons. L'amplitude de cette force diminue exponentiellement en fonction de la distance de séparation. Peu de temps après, Mitschike et Mollenauer ont présenté une étude expérimentale qui a validé l'approche théorique de Gordon [77]. Dans les références [78-79], et en résolvant l'équation de Ginzburg Landau, Malomed a montré que l'interaction entre les solitons voisins via leurs ailes peut mener à la formation d'un groupe de solitons liés dont la séparation est fixe. Par la suite, Akhmediev et al. ont montré que la stabilité de ces solitons liés exige une différence de phase égale à  $\pm\frac{\pi}{2}$ . Dans ce cas, le temps de séparation est faible, il est autour de 2.7 ps pour des impulsions de durée de 540 fs. En revanche, si ce temps est important, la formation des impulsions s'établit suite à des interactions entre les soliton via les ondes dispersives [80].

## **Conclusion**

Nous avons présenté dans ce chapitre une étude bibliographique sur les lasers à fibre verrouillés en phase. Nous avons ainsi expliqué le principe de génération des impulsions ultracourtes. Par la suite, nous avons rapporté les différents régimes multi impulsionnels obtenus ainsi que les facteurs qui interviennent dans cette évolution. La dernière partie de ce chapitre a été consacré aux phénomènes d'interactions. Nous avons noté enfin la richesse et la complexité de la dynamique impulsionsnelle. Cette dernière reflète une variété de comportements liés aux différents effets linéaires, non linéaires et dissipatifs. Un modèle numérique semble nécessaire pour modéliser tous ces comportements et analyser l'impact des différents effets. 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 en forme de huit.

Le modèle vise à étudier la génération de solitons dissipatifs dans ce laser et de discuter l'impact de certains paramètres dispersifs, non linéaires et dissipatifs.

**Première partie : Etude numérique d'un laser à fibre  
microstructurée en forme de huit**

## **Chapitre 2 : Modélisation du laser à fibre sous forme de huit**

## **Introduction**

La compréhension de la dynamique impulsionnelle du laser à fibre passe par l'élaboration d'un modèle numérique qui permet de prédire son fonctionnement. Le modèle vise à étudier la configuration et les paramètres adéquats afin d'optimiser le fonctionnement de la cavité, ce qui permet de faciliter la mise en place d'un montage expérimental performant. Nous présenterons dans ce chapitre une modélisation complète de la propagation d'impulsions dans un laser à fibre microstructurée en forme de huit. Nous commencerons par présenter les différentes approches numériques et théoriques qui peuvent être utilisées pour analyser le fonctionnement impulsionnel. Nous détaillerons par la suite le modèle proposé qui est basé sur la résolution par la méthode de Fourier à pas fractionnaire de l'équation non linéaire de Schrödinger modifiée. Nous décrirons enfin certaines caractéristiques des fibres optiques de nouvelles générations. En particulier, nous mettrons l'accent sur les propriétés intrinsèques de la fibre microstructurée.

### **I. Modèles théoriques**

La modélisation numérique du dispositif expérimental permet d'identifier et de comprendre l'ensemble des paramètres intervenant dans le fonctionnement du laser. Elle permet de réaliser rapidement des expérimentations numériques testant un ensemble de configurations. Elle permet aussi d'optimiser l'architecture du laser. Le modèle permet de répondre aux questions aussi simples mais néanmoins fondamentales telles que : quelle est l'influence de la longueur de la fibre sur la géométrie de pompage ? Quelle est l'influence de la position des éléments dans la cavité ? Où doit s'effectuer le couplage de sortie de manière à obtenir les performances optiques optimales ? Le but de cette modélisation est d'évaluer l'influence des paramètres physiques tels que les orientations des contrôleurs de polarisation, le gain de la fibre ou encore la largeur du filtre spectral utilisé. De plus, un tel modèle permet d'optimiser un régime de fonctionnement en balayant automatiquement un espace des paramètres. Généralement, pour les cavités lasers verrouillées en phase, l'équation de Ginzburg-Landau complexe, l'équation maîtresse de Haus ou l'équation non linéaire de Schrödinger sont les modèles les plus populaires. Le choix d'un tel modèle doit tenir compte de l'architecture du laser à modéliser et du temps de calcul.

#### **I.1. Equation de Ginzburg Landau complexe**

Proposée par les physiciens soviétiques V.L. Ginzburg et L.D. Landau en 1950, l'équation de Ginzburg Landau a été étudiée initialement dans le domaine de plasma [81]. Elle est applicable

aux systèmes non conservatifs qui échangent l'énergie avec des sources externes. Par la suite, elle a été appliquée dans le domaine de l'optique par Bélanger qui a introduit la solution impulsionnelle [82]. Elle constitue un modèle analytique très répondu pour la description des lasers impulsionnels [83]. En effet, beaucoup d'auteurs ont étudié cette équation en terme de stabilité et d'existence des solutions impulsionnelles [84-85] que ce soit dans les lasers à fibre dopée erbium [86] ou dans les lasers double gain dopée à l'ytterbium [87]. Ils ont montré ainsi une très bonne correspondance par rapport aux résultats expérimentaux.

L'équation CGL (Ginzburg Landau complexe cubique) a été modifiée par l'ajout d'un terme quintique car les solitons obtenus par l'équation CGL ne sont pas stables en régime de dispersion normale. Par conséquent, l'équation CGL est appelé équation de Ginzburg-Landau complexe quintique. Elle est donnée par l'expression suivante :

$$\psi_z - i\frac{D}{2}\psi_{tt} - i|\psi|^2\psi - iv|\psi|^4\psi = \delta\psi + \beta\psi_{tt} + \varepsilon|\psi|^2\psi + \mu|\psi|^4\psi \quad (2.1)$$

où  $\psi$  est l'enveloppe complexe du champ,  $v$  le terme de saturation de la non linéarité de type Kerr,  $\delta$  représente le bilan entre le gain et les pertes linéaires,  $\varepsilon$  représente le gain non linéaire,  $\beta$ ,  $\mu$  sont les coefficients de filtrage et de saturation de gain non linéaire (si négatif). Le coefficient  $D$  indique le type de dispersion, si  $D= +1$ , alors la dispersion est anormale, par contre si  $D= -1$ , la dispersion est alors normale. Dans cette équation, les termes à gauche représentent les termes conservatifs, alors que les termes à droite regroupent les termes dissipatifs.

## 1.2. Equation maitresse de Hauss

Suite à diverses propositions et discussions autour des approches analytiques sur les lasers à fibre verrouillés en phase [88-90] et en se basant sur l'approche de Siegman, Hauss a développé la première étude analytique du laser à fibre verrouillé en phase par un absorbant saturable [91-93]. Il s'agit d'une description analytique d'un laser à fibre en forme d'anneau qui comporte un milieu à gain, des pertes, un absorbant saturable rapide et de la dispersion de la vitesse de groupe. Le système peut être considéré comme une succession de composants qui agissent séparément sur le champ. Sur un tour de cavité, l'hypothèse permet l'addition de tous ces effets. Ainsi, l'équation obtenue est appelée l'équation maitresse de Hauss, elle s'écrit comme suit :

$$[g - 1 - i\psi] F + \left[ \frac{g}{\Omega_g^2} + iD \right] \frac{d^2 F}{dt^2} + (\gamma - i\delta) |F|^2 F = 0 \quad (2.2)$$

où  $g$  et  $l$  sont le gain et les pertes,  $\psi$  est le déphasage linéaire sur un tour,  $\Omega_g$  est la largeur spectrale du gain,  $D$  est le paramètre de dispersion,  $\gamma|F|^2$  correspond à l'auto-modulation de phase engendré par le milieu Kerr.

En fait, cette équation n'est autre que celle qui caractérise les solutions stationnaires de l'équation CGL cubique avec des notations différentes. Ses solutions ont la forme suivante [93-94].

$$E = A \operatorname{sech}\left(\frac{t}{\tau}\right) \exp\left(iB \operatorname{sech}\left(\frac{t}{\tau}\right)\right) \quad (2.3)$$

avec  $A$  est l'amplitude,  $\tau$  la largeur de l'impulsion normalisée et  $B$  le paramètre de chirp de l'impulsion. Les paramètres  $\tau$ ,  $A$ ,  $B$  dépendent des autres paramètres de la cavité ( $l$ ,  $g$ ,  $\Omega_g$ ,  $\psi$  et  $\gamma$ ). La durée de l'impulsion  $\tau$  dépend de la dispersion de vitesse de groupe (GVD), de l'auto modulation de phase (SPM) et de la modulation d'amplitude dans la cavité. L'étude de ce modèle a montré qu'il est possible d'obtenir des solutions dans le régime de dispersion normale et anormale. Dans le régime de dispersion anormale, la durée d'impulsion est contrôlée par la SPM et la GVD. Sa compression est possible par l'ajout de la SPM jusqu'à un certain point ou le système devient instable. Par contre dans le régime de dispersion normale, la GVD et la SPM influent fortement sur la durée des impulsions. Les impulsions sont dans ce cas fortement chirpées par la SPM puis raccourcis par la largeur spectrale du gain qui agit comme un filtre [93].

### I.3. Equation de Schrödinger non linéaire modifiée

#### I.3.1. Modèle scalaire

Proposé par le physicien autrichien Erwin Schrödinger en 1925, l'équation non linéaire de Schrödinger constitue un outil idéal pour l'étude de la propagation des impulsions lumineuses dans une fibre optique. Dans son modèle simplifié, elle tient compte des effets non linéaires et dispersifs. Elle prend la forme [94] :

$$\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{j}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} = j\gamma|U|^2U \quad (2.4)$$

avec  $U$  est l'enveloppe complexe de l'impulsion,  $z$  est la distance de propagation,  $\tau$  est le temps général,  $\beta_2$  est le coefficient de dispersion et  $\gamma$  est le coefficient non linéaire de la fibre optique, il est donné par l'expression suivante :

$$\gamma = \frac{\omega_0 n_2}{cA_{eff}} = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}} \quad (2.5)$$

où  $A_{\text{eff}}$  est l'aire effective du mode optique,  $c$  est la vitesse de la lumière,  $n_2$  est l'indice de réfraction non linéaire et  $\lambda$  est la longueur d'onde.

Pour qualifier le milieu de propagation de l'impulsion, deux coefficients sont définis,  $L_d = \frac{\tau}{|\beta_2|}$  et  $L_{nl} = \frac{1}{\gamma P_0}$ . Ils représentent les distances de propagation au bout desquelles 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 :

$$\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{j}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} = 0 \quad (2.6)$$

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

$$\frac{\partial U}{\partial z} = j\gamma |U|^2 U \quad (2.7)$$

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

$$\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{j}{2} \left( j \frac{g}{\omega_g^2} + \beta_2 \right) \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + 0.5 (g - \alpha) U = j\gamma |U|^2 U \quad (2.8)$$

avec  $U$  est l'enveloppe complexe de l'impulsion,  $z$  est la distance de propagation,  $\tau$  est le temps général,  $\beta_2$  est le coefficient de dispersion et  $\gamma$  est le coefficient non linéaire de la fibre optique,  $\alpha$  représente les pertes dans la fibre optique,  $\omega_g$  est la largeur de la bande du gain et  $g$  est le gain de la fibre. Il est donné par l'expression suivante :

$$g = \frac{g_0}{1 + \frac{E_p}{E_{sat}}} \quad (2.9)$$

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 :

$$E_p = \int_{-\frac{T_R}{2}}^{\frac{T_R}{2}} |U|^2 dt \quad (2.10)$$

avec  $T_R$  le temps aller-retour d'une impulsion dans la cavité.



### I.3.2. Modèle vectoriel

Le modèle vectoriel de l'équation non linéaire de Schrödinger est dû à la présence de la biréfringence dans la fibre optique.

- **Biréfringence**

La biréfringence  $B$  est la différence d'indice de réfraction entre les deux axes neutres de la propagation. Elle est exprimée comme suit :

$$B = (n_x - n_y) \quad (2.11)$$

avec  $n_x$  est l'indice neutre selon l'axe ( $ox$ ) et  $n_y$  est l'indice neutre selon l'axe ( $oy$ ). La biréfringence est due à l'asymétrie de la section du guide où le signal est confiné [95]. Les imperfections de géométrie ou de composition de la fibre sont l'origine de cette asymétrie. Ainsi, ces effets peuvent donner naissance à deux modes de polarisation distincts suivant des axes neutres qui se propagent à des vitesses différentes. L'orientation des axes neutres peut être préservée (couplage faible entre les modes : cas des fibres à maintien de polarisation) ou aléatoire tout le long de la fibre (couplage fort). La différence entre les vitesses des modes de polarisations peut induire un délai à la sortie. Ce phénomène est appelé dispersion des modes de polarisation [96]. Le délai peut être mesuré par l'expression suivante :

$$\Delta T = (\beta_{1y} - \beta_{1x}) \quad (2.12)$$

où  $\beta_{1y}$  et  $\beta_{1x}$  sont l'inverse des vitesses de groupe des composants  $x$  et  $y$ . En fait, ces deux paramètres caractérisent la dispersion de modes de polarisation. L'équation n'est valable que dans un couplage faible. Dans le cas contraire, elle est en fonction de «  $L^{1/2}$  ». La figure II.1 illustre la dispersion de la polarisation.



Figure II. 1 : Schéma du principe de dispersion des modes de polarisation

D'une manière générale, le champ dans le model vectoriel s'écrit comme suit:

$$\overrightarrow{U(z, t)} = \frac{1}{2} [ U_x(z, t) \overrightarrow{U}_x + U_y(z, t) \overrightarrow{U}_y ] \exp(-i\omega_0 t) + c.c \quad (2.13)$$

La propagation dans une fibre bérinfringente peut être caractérisée par deux paramètres : le déphasage  $\Delta\Phi$  et la longueur de battement  $L_b$ . Le premier paramètre décrit l'accumulation de phase entre les deux modes de polarisation selon les deux axes. Il prend la forme :

$$\Delta\Phi = 2\pi(n_x - n_y) \frac{L}{\lambda} \quad (2.14)$$

Le longueur de battement exprime la distance au bout de laquelle la lumière revient à sa polarisation initiale. Il est donné par l'expression suivante:

$$L_b = \frac{2\pi}{|n_x - n_y|} \quad (2.15)$$

Le terme  $L_b$  est un paramètre indicatif du type de la fibre. En effet si  $L_b$  est supérieur à 5 cm [43], la fibre est faiblement biréfringent, et elle est fortement biréfringent dans le cas inverse. La figure II.2 illustre l'évolution de l'état de polarisation sur une période  $L_b$ .

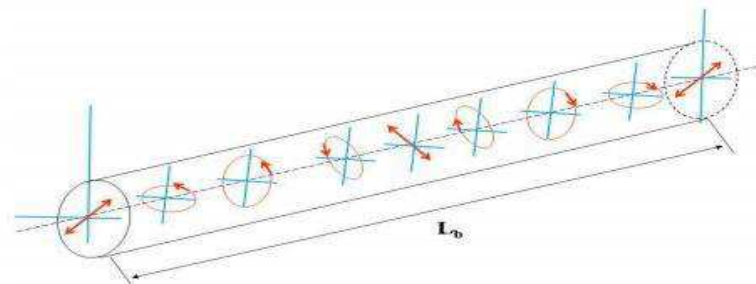


Figure II. 2 : Evolution de l'état de polarisation de la lumière le long de la fibre biréfringente [43]

#### ▪ Equations de Schrödinger non linéaires couplées

La propagation d'impulsion dans une fibre biréfringente peut être modélisée par les équations non linéaires de Schrödinger modifiées couplées [94]:

$$\begin{cases} i \frac{du}{dz} - Ku - \frac{\beta_2}{2} \frac{d^2u}{dt^2} + \gamma (u|u|^2 + Au|v|^2 + Bv^2 u^*) = igu + ip \frac{d^2u}{dt^2} & (2.16) \\ i \frac{dv}{dz} + Kv - \frac{\beta_2}{2} \frac{d^2v}{dt^2} + \gamma (v|v|^2 + Av|u|^2 + Bu^2 v^*) = igv + ip \frac{d^2v}{dt^2} & (2.17) \end{cases}$$

où  $u$  et  $v$  sont les enveloppes lentement variables selon les axes rapides et lents ( $ox, oy$ ). Les valeurs des coefficients  $A$  et  $B$  sont fixées par la nature du matériau, dans notre cas  $A=2/3$  et

$B=1/3$  (silice loin des résonances) ,  $g$  est le gain linéaire (en  $m^{-1}$ ) et  $\rho$  est la largeur spectrale du gain ( $\rho = g/\omega_g^2$ ) et  $K$  est le paramètre de biréfringence (en  $m^{-1}$ ) relié aux indices de réfraction selon les axes (ox) et (oy) par la relation  $K= (\beta_{0y} - \beta_{0x})/2 = \pi(n_x - n_y)/\lambda$ . Les deux composants voyagent à des vitesses de groupes différentes, ce qui peut engendrer un élargissement ou dédoublement de l'impulsion.

## II. Techniques numériques de résolution

### II.1. Méthode des différences finies

La méthode des différences finies est une technique utilisée pour rechercher 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  $F = F_{i,j}$ . La discrétisation peut être réalisée par les formules de Taylor, notamment la méthode « Taylor-Young », grâce à sa simplicité. Ainsi, les équations de propagation non linéaires peuvent prendre la forme suivante.

$$\frac{dF}{dz} = \varphi(z) \quad (2.18)$$

où  $\varphi(z)$  peut être 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 :

$$\frac{d^2F_{i,j}}{dz^2} = \frac{-F_{i+2,j} + 16F_{i+1,j} - 30F_{i,j} + 16F_{i-1,j} - F_{i-2,j}}{12\delta z^2} \quad (2.19)$$

où  $\delta z$  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.

### II.2. Méthode de Runge Kutta

Proposée par Carl Runge et Martin Wilhelm Kutta en 1901, la méthode Runge Kutta regroupe les techniques d'analyse numérique permettant l'approximation des solutions d'une équation différentielle. Elle est basée sur des itérations. Par conséquent, la solution (i+1) doit se calculer en se référant à la solution (i). En fait, cette méthode a été inspiré des méthodes de Taylor et de d'Euler et elle a permis ainsi de dépasser certaines limites. Le problème de la

méthode de Taylor est que le processus de calcul est très lourd. En effet, il faut calculer les fonctions  $y^{(m)}(t)$  à la main à travers les dérivées de l'équation de base  $y' = f(t, y(t))$ . De ce fait, si la fonction  $f$  change, il faut recommencer le calcul des fonctions  $y^{(m)}$ , ce qui n'est pas pratique. L'apport de la méthode Runge Kutta est qu'elle permet de remplacer l'évaluation analytique des ordres  $y^{(m)}$  ( $m > 1$ ) par des dérivées numériques obtenues en évaluant la fonction à différents endroits.

La méthode Runge Kutta peut être développée selon différents ordres en fonction de la nature de l'équation différentielle. Dans le premier et le deuxième ordre, la méthode est équivalente à la méthode d'Euler. Cependant, la méthode Runge Kutta d'ordre 4 est la plus utilisée surtout dans l'optique non linéaire. En effet, pour un problème de type :  $y' = f(t, y)$ ,  $y(t_0) = y_0$ , elle peut être donnée par la forme suivante :

$$y_{n+1} = y_n + \frac{h}{6} (k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4) \quad (2.20)$$

où,

$$k_1 = f(t_n, y_n) \quad (2.21)$$

$$k_2 = f\left(t_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{h}{6}k_1\right) \quad (2.22)$$

$$k_3 = f\left(t_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{h}{6}k_2\right) \quad (2.23)$$

$$k_4 = f(t_n + h, y_n + hk_3) \quad (2.24)$$

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 :

- ✓  $k_1$  est la pente au début de l'intervalle.
- ✓  $k_2$  est la pente au milieu de l'intervalle.
- ✓  $k_3$  est la pente au milieu de l'intervalle, obtenue en calculant  $k_2$ .
- ✓  $k_4$  est la pente à la fin de l'intervalle.

En résumé, La méthode Runge Kutta tire les avantages des méthodes de Taylor tout en gardant la simplicité d'exécution de la méthode d'Euler.

### II.3. Méthode de Fourier à pas fractionnaires

La méthode de Fourier représente l'une des méthodes les plus utilisées dans la résolution des modèles non linéaires. Elle a été utilisée pour la première fois par Hasegawa en 1973 [97] puis est devenue très populaire [98-99]. La méthode est basée sur des transformées de Fourier rapide (FFT) et consiste à décomposer l'équation de Schrödinger sous la forme d'une partie linéaire et d'une partie non linéaire :

$$\frac{\partial U}{\partial z} = (\widehat{D} + \widehat{N}) U \quad (2.25)$$

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

$$\widehat{D} = \frac{j}{2} \left( j \frac{g}{w_g^2} + \beta 2 \right) \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} - 0.5 \alpha \quad (2.26)$$

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

$$\widehat{N} = j\gamma |U|^2 + 0.5 g \quad (2.27)$$

La méthode SSFM (Split Step Fourier Method) suppose que les effets dispersifs et les effets non linéaires agissent indépendamment l'un de l'autre. Ainsi, si nous supposons que la propagation d'impulsion entre  $z$  et  $z+h$  est effectuée en deux étapes, alors, nous pouvons négliger la dispersion ( $\widehat{D}=0$ ) dans le premier pas (qui correspond à  $z + \frac{h}{2}$ ) et négliger la non-linéarité dans le second pas ( $\widehat{N}=0$ ). La méthode SSFM consiste à découper l'espace en  $n$  pas puis de créer une boucle qui avance d'un pas spatial, puis elle applique l'opérateur  $N$  dans l'espace du temps. Ensuite, une transformée de Fourier est effectuée. Enfin, la boucle applique l'opérateur  $\widehat{D}$  dans l'espace fréquentiel. La méthode SSFM donne une solution approximative pour l'équation de Schrödinger non linéaire. Elle peut être exprimée comme suit :

$$U(z + h, t) = (\exp [h(\widehat{D} + \widehat{N})]) U(z, t) \quad (2.28)$$

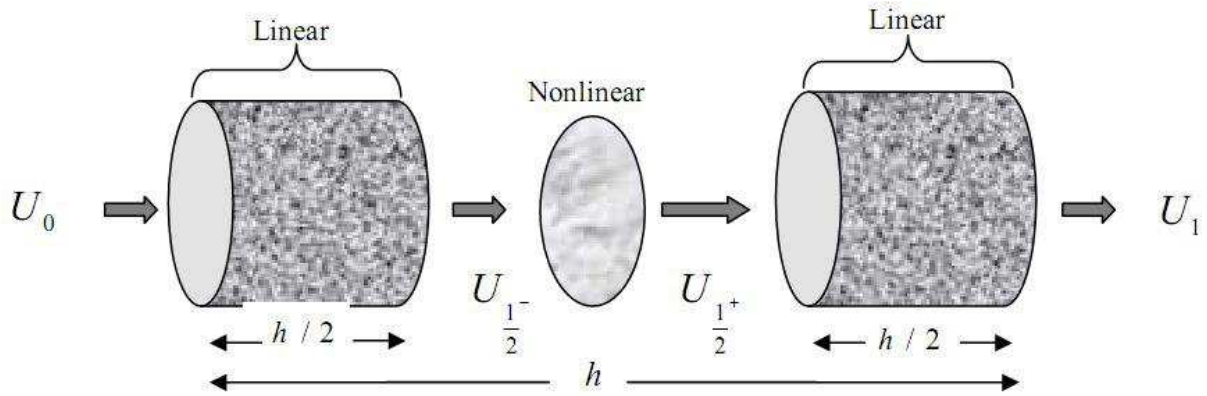


Figure II. 3 : Principe de la méthode SSFM [100]

Comme le montre la figure II.3, l'effet Kerr et l'effet de la dispersion ne s'appliquent pas simultanément, mais l'un après l'autre. Nous remarquons aussi, que l'effet Kerr est exécuté avant l'effet de la dispersion. Cependant, nous pouvons changer l'ordre d'exécution sans modifier le résultat final.

Pour notre modélisation, nous avons choisi la méthode de Fourier à pas fractionnaire grâce à sa rapidité d'exécution et son faible taux d'erreur par rapport à la méthode Runge Kutta [101-102].

### III. Modélisation du laser à fibre microstructurée sous forme de huit

#### III.1. Nouvelles générations de fibres optiques

La nouvelle génération des fibres optiques, particulièrement les fibres double gaine et les fibres microstructurées, a révolutionné la technologie laser à fibre en offrant ainsi une bonne gestion des effets non linéaires et une capacité de supporter un fort pompage. Cette famille rend aujourd'hui les lasers à fibre des systèmes très compacts qui peuvent ainsi couvrir une large gamme d'applications. Dans cette contribution, nous nous proposons d'étudier numériquement le comportement spectral et temporel des solitons dissipatifs dans des cavités laser en forme de huit. En particulier, nous allons développer un algorithme numérique permettant d'établir l'impact des propriétés de la fibre microstructurée sur le fonctionnement impulsionnel du laser.

##### III.1.1. Fibre double gaine

Le milieu amplificateur du laser à fibre est constitué d'une fibre dopée aux ions terres rares. Ces derniers sont incorporés dans le cœur de la fibre. La particularité du laser à fibre réside dans l'effet de guidage du mode laser dans le cœur monomode de la fibre optique, ce qui

permet l'élimination des effets de diffraction. De ce fait, les propriétés transverses du mode laser sont déterminés par la fibre et non pas la cavité. L'utilisation des fibres dopées dans les cavités lasers est peu efficace à cause de la difficulté de couplage d'une grande puissance pompe dans le cœur de la fibre dopée, ce qui limite la puissance de sortie à quelques dizaines de milliwatts. De ce fait, il n'a été pas possible pendant longtemps d'injecter des fortes puissances de pompage et de maintenir une propagation monomode en même temps.

Le développement de la fibre double gaine a permis de dépasser ces limites. En effet, grâce à sa géométrie, cette structure peut supporter des fortes puissances de pompage en réalisant ainsi des sources lasers très puissantes. L'architecture de la fibre double gaine est illustrée par la figure II. 4. Elle est composée d'un cœur actif monomode d'indice de réfraction  $n_c$  dans lequel le signal est confiné. La pompe se propage dans une première gaine (ou gaine interne) multimode en silice pure dont l'indice de réfraction est  $n_{gi}$ . Cette gaine agit à la fois comme un guide d'onde pour la pompe et comme une gaine pour le cœur dopé monomode. Les diamètres typiques du cœur ( $d_c$ ) et de la gaine interne ( $d_{gi}$ ) sont  $d_c = 6-10 \mu\text{m}$  et  $d_{gi} : 60-300 \mu\text{m}$ .

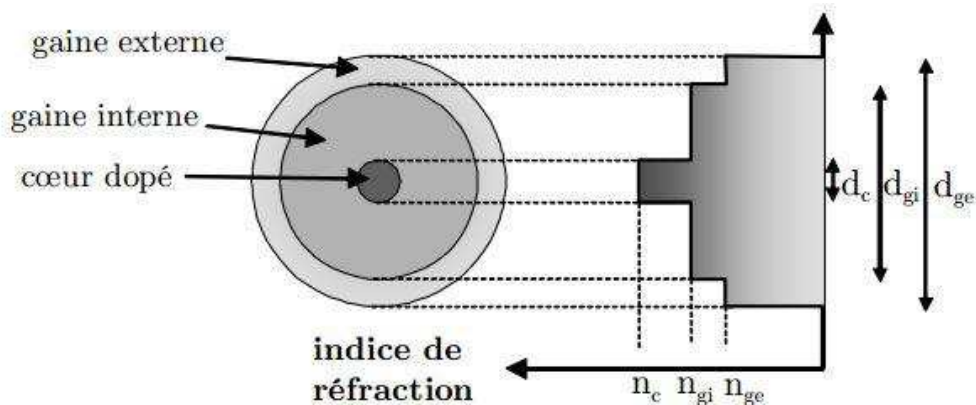


Figure II. 4 : Structure d'une fibre double gaine [103]

La propagation multimode de la pompe est effectuée dans la première gaine. Cette dernière est entourée d'une gaine externe dont l'indice de réfraction est  $n_{ge} < n_{gi}$  afin de confiner la pompe dans la première gaine. Ainsi, la pompe est graduellement absorbée par le cœur dopé, ce qui permet d'avoir une inversion de population. A ce niveau, les photons émis par les ions de terres rares sont confinés dans le cœur où la propagation est monomode.

Le couplage entre la pompe et le cœur a un impact considérable dans le processus de l'amplification. En effet, plus ce couplage est grand, plus l'amplification est importante. En fait, ce couplage est relié principalement à la forme de la gaine. Cette dernière peut prendre

une forme circulaire, hexagonale et rectangulaire. L'inconvénient de la forme circulaire est que le rendement d'absorption de la pompe est faible. En effet, seuls les rayons méridionaux injectés dans la fibre selon des angles bien précis peuvent être absorbés par le cœur. Les modes d'ordre supérieur de la gaine forment des rayons dits hélicoïdaux qui ressortent de la fibre sans passer par le cœur même pour des longueurs importantes de fibre. Ils ne sont pas donc absorbés par les ions de terre rares du cœur [104]. La forme rectangulaire présente beaucoup d'avantages. Elle a permis d'améliorer le rendement d'absorption de la pompe qui passe à 85 % [105-106]. Cette forme est plus adaptée au pompage par les diodes laser. En plus, dans ce type de fibre (avec géométrie rectangulaire), les modes hélicoïdaux n'existent pas et donc tous les rayons sont susceptibles d'être absorbés par le cœur. Notons aussi que la forme hexagonale présente pratiquement les mêmes performances que celle à géométrie rectangulaire.

### III.1.2. Fibre large mode

Le développement de fibres à double gaine a permis d'améliorer le processus de pompage et d'obtenir des sources lasers très puissantes. Typiquement, le cœur monomode a un diamètre de quelques micromètres (généralement de 3 à 8  $\mu\text{m}$ ). Il permet de guider le signal monomode et il est entouré d'une première gaine qui joue le rôle d'un cœur multimode pour la pompe. L'amélioration de l'énergie produite dans les fibres est encore possible en diminuant les effets non linéaires ( $\gamma = 2\pi n_2 / \lambda A_{\text{eff}}$ ). Ceci revient à augmenter le diamètre du cœur. Deux solutions peuvent être envisagées. La première solution consiste à exploiter le mode fondamental des fibres multimodes. Cette solution peut être efficace dans le sens où la fabrication de ce type de fibres ne pose pas de problèmes. Cependant, le fonctionnement monomode n'est pas garanti et ainsi l'injection du signal à amplifier doit être effectuée avec un contrôle très précis. La deuxième solution consiste à fabriquer des fibres ayant un diamètre de cœur important. Cette famille s'appelle fibres à large aire modale. Elle se caractérise principalement par une faible ouverture numérique et une large aire modale [107]. En effet, pour garantir une propagation monomode, la fréquence réduite ( $V$ ) doit être inférieure à 2.405. Elle peut être exprimée comme suit :

$$\left\{ \begin{array}{l} V = \frac{2\pi}{\lambda} a \text{ON} \\ \text{ON} = \sqrt{n_{\text{cœur}}^2 - n_{\text{gaine}}^2} \end{array} \right. \quad (2.29)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} V = \frac{2\pi}{\lambda} a \text{ON} \\ \text{ON} = \sqrt{n_{\text{cœur}}^2 - n_{\text{gaine}}^2} \end{array} \right. \quad (2.30)$$



où  $a$  est le rayon du cœur et  $ON$  est l'ouverture numérique. D'après les deux équations 2.29 et 2.30, pour maintenir une propagation monomode, l'augmentation de l'aire modale (ceci revient à augmenter le paramètre  $a$ ) exige la diminution de l'ouverture numérique, ce qui revient à réduire la différence entre l'indice de cœur et l'indice de la gaine.

### III.1.3. Fibre microstructurée

Les fibres microstructurées air/silice constituent une nouvelle classe de fibre optique. Elles ont une structure géométrique différente de celle des fibres conventionnelles. Des canaux d'air parcourent toute la longueur et permettent ainsi de modifier l'indice global d'une partie de la fibre et de guider la lumière au centre de l'arrangement. Ainsi, cette architecture assure un bon confinement du signal lumineux et un contrôle précis de la dispersion et de la nonlinéarité [108-110]. Une coupe transversale de cette fibre est illustrée par la figure II.5.

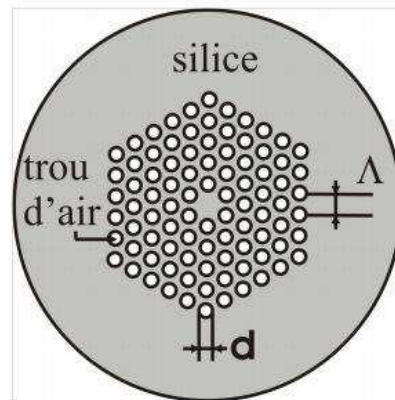


Figure II. 5 : Coupe transversale d'une fibre microstructurée [111]

Le profil d'une fibre microstructurée est caractérisé par le diamètre des trous «  $d$  » et la distance inter-trous «  $\Lambda$  ». Ces paramètres agissent fortement sur le changement de l'indice de refraction global de la FMAS (Fibre Microstructurée Air Silice), ce qui permet de bien contrôler la dispersion et la non linéarité.

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 [112] alors que la deuxième famille regroupe les fibres microstructurées à cœur creu guidant par bandes interdites photoniques [113].

Grâce à leur structure particulière, les fibres microstructurées permettent de confiner le mode fondamental sur de très petits diamètres, ce qui permet d'avoir un coefficient non linéaire très

élevé. En plus, elles permettent de gérer la dispersion chromatique sur une large bande de fréquence. Nous détaillerons ces propriétés dans le paragraphe suivant.

#### ✓ Coefficient non linéaire élevé

Les fibres microstructurées se caractérisent par un coefficient non linéaire contrôlable, il peut être jusqu'à 50 fois plus grand que celui d'une fibre monomode (autour de  $50 \text{ W}^{-1} \cdot \text{Km}^{-1}$ ). La gaine de ces fibres contient une proportion d'air contrôlable. Ainsi, en choisissant la proportion adéquate, il est possible d'augmenter fortement le contraste d'indice entre le cœur et la gaine, ce qui permet de réduire l'aire effective du mode guidé, et d'avoir un coefficient non linéaire élevé. Rappelons que ce coefficient peut s'écrire comme suit :

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{\text{eff}}} \quad (2.31)$$

où  $n_2$  correspond à l'indice de réfraction non linéaire du matériau,  $A_{\text{eff}}$  est l'aire effective du mode se propageant dans le guide et  $\lambda$  est la longueur d'onde.

#### ✓ Dispersion chromatique ajustable

La gaine des fibres microstructurées apporte un degré de liberté supplémentaire vis-à-vis des fibres conventionnelles à saut d'indice. En effet, plusieurs études ont montré la possibilité de modifier la dispersion chromatique tout en agissant sur les paramètres opto-géométriques «  $d$  » et «  $\Lambda$  » de la fibre microstructurée air/silice. Cette propriété a permis donc, d'améliorer le guidage de la lumière dans la FMAS [108].

#### ✓ Propagation « infiniment monomode »

Il a été démontré qu'un choix judicieux des paramètres  $d$  et  $\Lambda$  peut garantir une propagation monomode sur une large fenêtre spectrale. En effet, pour assurer une propagation monomode dans une fibre conventionnelle, la fréquence normalisée ( $V_{\text{eff}} = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{(n_{\text{cœur}}^2 - n_{\text{eff\_gaine}}^2)}$ ) doit être inférieure à 2.405. Cette condition n'est vérifiée que lorsque la longueur d'onde est inférieure à une longueur d'onde de coupure ( $\lambda < \lambda_c$ ). En revanche, pour une fibre microstructurée, la fréquence normalisée est donnée par l'équation 2.32

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{(n_{\text{cœur}}^2 - n_{\text{eff\_gaine}}^2)} \quad (2.32)$$

Dans cette équation, l'indice de la gaine est remplacé par l'indice effectif de la gaine qui représente l'indice effectif du mode le plus bas se propageant dans la gaine. Ce dernier paramètre présente une dépendance spectrale qui peut contrebalancer la dépendance en longueur d'onde du dénominateur de l'équation 2.32 et ainsi maintenir la fréquence normalisée toujours inférieure à 2.405. Cette propriété permet d'avoir une propagation monomode sur une large fenêtre spectrale [109-110].

### III.2. Dispositif étudié

Nous nous proposons dans cette partie de modéliser le fonctionnement impulsionnel du laser. La particularité de cette étude réside dans les apports significatifs des propriétés de la fibre microstructurée notamment dans la gestion de la dispersion et de la non linéarité. En effet, nous montrerons dans la suite que ces propriétés agissent fortement sur l'évolution des impulsions. La cavité mise en jeu est constituée d'une boucle amplificatrice non linéaire (NALM) et d'une boucle à propagation unidirectionnelle (UR). La boucle amplificatrice non linéaire est constituée d'une fibre dopée à l'erbium (EDFA), une fibre microstructurée (MOF) et deux portions de fibres monomodes (SMF) alors que la boucle unidirectionnelle est constituée d'une fibre à dispersion décalée (DSF). Cette dernière fibre sert à compenser la dispersion totale de la cavité.

Le choix du coefficient du coupleur central est très important puisqu'il permet d'agir sur la technique de verrouillage de modes. C'est pour cette raison que nous traiterons dans la suite deux situations de couplage : couplage symétrique et couplage asymétrique. Le schéma de la cavité est donné par la figure II.6.

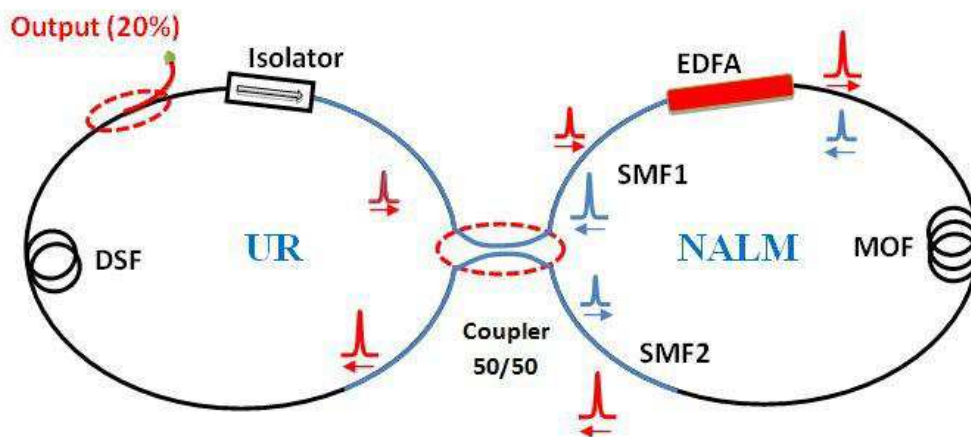


Figure II. 6 : Schéma du laser à fibre sous forme de huit

Le milieu amplificateur est constitué d'une fibre dopée à l'erbium. Il permet d'amplifier le signal lumineux situé dans la fenêtre optique autour de 1550 nm. Nous avons modélisé ce milieu de gain par une forme non linéaire comme l'expression non linéaire suivante:

$$g = \frac{g_0}{1 + \frac{E_p}{E_{sat}}} \quad (2.33)$$

Avec  $g_0$  le gain petit signal,  $E_{sat}$  énergie de saturation et  $E_p$  l'énergie de l'impulsion.

La largeur de la bande du gain de la fibre dopée erbium est fixé à  $\omega_g = 15.7 \text{ ps}^{-1}$

avec  $\omega_g = 2\pi\Delta\nu$

où  $\Delta\nu = \frac{c \Delta\lambda}{n \lambda^2}$

et  $v = \frac{c}{n\lambda}$  : (c est la vitesse de la lumière dans le vide , et n est l'indice de milieu)

Ainsi, pour  $\omega_g = 15.7 \text{ ps}^{-1}$  (valeur utilisée dans la simulation), on a  $\Delta\lambda = 28.5 \text{ nm}$

### III .3.Technique de verrouillage de modes utilisée dans la cavité

Le verrouillage de modes dans notre cavité est déclenché par la boucle non linéaire amplificatrice. Le principe de cette technique est basé sur l'effet Kerr optique conduisant au déphasage non linéaire. De ce fait, l'impulsion qui entre dans la boucle NALM va se diviser en deux via le coupleur central. Les deux impulsions circulent dans des directions opposées. Vu que la boucle NALM est construite de façon asymétrique, les deux ondes acquièrent des phases non-linéaires différentes. Selon leurs intensités, elles peuvent arriver en phase ou en opposition de phase pour se recombiner à nouveau à la sortie de la boucle NALM. Les fortes puissances vont circuler dans la boucle unidirectionnelle alors que les faibles puissances vont être bloquées par l'isolateur.

### III .4. Algorithme de fonctionnement

La modélisation du laser exige que la cavité soit modélisée comme une séquence de différents éléments ayant des caractéristiques spécifiques. En effet, nous traitons chaque élément séparément et nous prenons la solution obtenue après propagation dans l'élément considéré comme la condition initiale pour le prochain. La cavité est décomposée en deux boucles : la boucle NALM et la boucle unidirectionnelle (UR) où nous avons inséré un isolateur afin de garantir cette propagation unidirectionnelle.

Pour étudier les différents régimes impulsions dans cette cavité, nous allons garder la même configuration, nous changeons juste certaines conditions initiales telles que le couplage central, le couplage de sortie et les caractéristiques des fibres optiques. Ainsi, la propagation d'impulsion dans la cavité peut être modélisée par l'organigramme de la figure II.7.

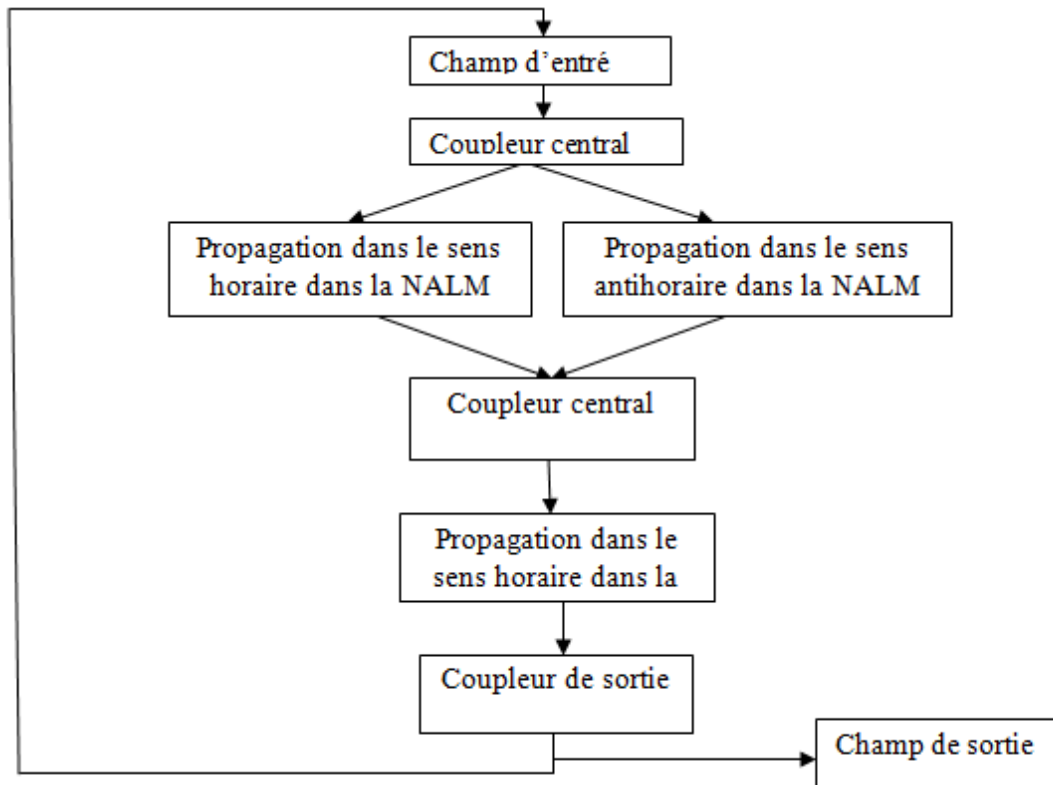


Figure II. 7 : Algorithme de programmation

Comme le montre l'organigramme II.7, après chaque tour de cavité, une partie du signal est récupérée à la sortie alors que le reste est ensuite utilisé comme nouvelle entrée pour la NALM. Cette procédure itérative est répétée jusqu'à ce qu'un état d'équilibre soit atteint. Pour modéliser la propagation d'impulsions dans la cavité laser, nous avons fait appel à l'équation non linéaire de Schrödinger modifiée dans sa forme scalaire. Cette équation permet de modéliser un système dissipatif puisqu'elle tient compte de la saturation du gain. Le seul inconvénient est que le temps de calcul est très long. C'est pour cette raison que nous sommes limités dans nos simulations à des fenêtres temporelles réduites (quelques centaines de picosecondes). Pour résoudre cette équation, nous avons utilisé la méthode de Fourier à pas fractionnaire. L'apport de cette méthode réside dans sa simplicité et son faible taux d'erreurs par rapport à d'autres méthodes [101-102]. Notons enfin que ce modèle (ENLSE et

SSFM) a été validé durant notre projet de mastère sur une configuration linéaire qui fonctionne en régime impulsionnel déclenché par un absorbant saturable.

### III.5. Développement du code

Comme évoqué précédemment, notre code (code développé avec Matlab) est basé sur la résolution de l'équation non linéaire modifiée de Schrödinger par la méthode de Fourier à pas fractionnaire. Le code permet de tenir compte des effets dispersifs et non linéaires des fibres ainsi que de la saturation du gain. La simulation commence par l'injection en entrée de fibre (à partir de la boucle unidirectionnelle) d'une impulsion sécante hyperbolique de la forme :

$$E_{in} = \sqrt{P_0} \operatorname{sech} \left( \frac{t}{t_0} \right) \quad (2.34)$$

Où  $P_0$  est la puissance crête, alors que  $t_0$  est la largeur à mi-hauteur de l'impulsion. Ainsi, la traversée de chaque élément optique est simulée par une modification du champ associé à l'impulsion circulant dans la cavité tout en respectant la fonction optique de la fibre (amplification, dispersion ou non linéarité). Le choix de l'injection d'une sécante hyperbolique est justifié par le fait que dans la réalité, les perturbations extérieures provoquent des pics d'intensité. Ces pics sont ensuite guidés dans la cavité et initient le démarrage impulsionnel du laser. Ainsi, pour des questions de temps de calcul et de complexité d'implémentation, nous avons évité d'injecter un bruit blanc dans la cavité. En effet, le bruit blanc présente toutes les fréquences et s'étend sur toute la largeur de la fenêtre temporelle de la cavité. L'utilisation de la "Split Step Fourier" serait alors inappropriée. La modélisation du passage de l'impulsion dans la fibre est faite par la technique SSFM. Par conséquent, la fibre est découpée en plusieurs tranches. Dans chaque tranche, on va successivement prendre en compte les effets ayant lieu dans le domaine temporel (rotation non linéaire de polarisation, auto modulation de phase) et dans le domaine fréquentiel (gain, dispersion du deuxième et troisième ordre).

Lors de toutes les simulations, le code converge relativement rapidement vers un état stable. Typiquement, il faut quelques centaines de tours dans la cavité numérisée afin d'obtenir un état stable. Le temps de simulation pour obtenir un état stable est alors de quelques dizaines de minutes. Nous considérons un état stable lorsque la puissance de sortie du laser est stable, lorsque le profil temporel de l'enveloppe du champ dans la cavité ne se modifie plus et, lorsque le spectre optique est lui aussi invariant sur plusieurs tours consécutifs.

## **Conclusion**

Dans ce chapitre, nous avons présenté les techniques numériques de modélisation du laser ainsi que son principe de fonctionnement. Nous avons discuté également l'apport de la fibre microstructurée pour le régime impulsionnel. Ensuite, nous avons détaillé le modèle numérique et la méthode analytique qui permettent de modéliser la propagation d'impulsion dans un laser à fibre microstructurée en forme de huit. Le modèle numérique adopté donne la possibilité d'avoir un fonctionnement proche du cas réel puisqu'il tient compte des effets linéaires, non linéaires et dissipatifs. La méthode « Split Step Fourier method » offre largement d'efficacité et de simplicité pour la résolution de l'équation « ENLSE ». Enfin, nous avons présenté certaines conditions initiales de simulations. Par ailleurs, ce code développé sera utilisé pour étudier la dynamique impulsionnelle du laser et détailler l'impact de certains effets non linéaires et dissipatifs sur la formation d'impulsions. Ces résultats feront l'objet du chapitre suivant.

## **Chapitre 3 : Dynamique impulsionnelle d'un laser à fibre microstructurée en forme de huit**



## **Introduction**

La dynamique riche et complexe des lasers à fibre à blocage de mode offre une bonne opportunité pour étudier les différents régimes impulsionnels et surtout le régime multi soliton. Cette dynamique peut être améliorée par une bonne gestion de l'équilibre dissipatif. Récemment, le développement de nouvelles générations de fibres optiques a permis de dépasser beaucoup de limitations dans le fonctionnement du laser et ainsi d'optimiser son efficacité. En particulier, la fibre microstructurée a suscité beaucoup d'intérêts à cause de ses propriétés intrinsèques. Elle offre un bon contrôle de la dispersion et la non linéarité, ce qui permet d'agir sur l'évolution des solitons dissipatifs.

Par ailleurs, les solitons générés peuvent s'organiser selon différentes distributions. Ils peuvent être aléatoirement ou uniformément distribués dans une partie ou la totalité de la cavité. Ils peuvent aussi se propager en doublets, en triplets ou en paquets. Ces comportements collectifs peuvent mener à différentes interactions entre les solitons, ce qui conduit à la naissance d'autres phénomènes comme l'hystérésis, la multi stabilité et la saturation. Nous nous proposons d'étudier ces comportements dans un laser à fibre microstructurée en forme de huit. Nous nous intéresserons dans la suite à l'influence des effets non linéaires et dissipatifs sur la formation des solitons. Nous mettrons ainsi l'accent sur l'impact des propriétés de la fibre microstructurée sur le régime impulsionnel. La dernière partie sera consacrée à l'étude d'un nouveau concept d'impulsion « les impulsions rectangulaires ».

### **I. Comportements des solitons dans un laser à fibre microstructurée en forme de huit**

Le verrouillage de modes dans la cavité est initié par la boucle non linéaire amplificatrice (NALM). Cette boucle joue le rôle d'un absorbant saturable artificiel. Elle est constituée d'une fibre dopée erbium et d'une fibre microstructurée et permet ainsi d'avoir des déphasages non linéaires différents pour les deux signaux qui circulent dans la NALM. L'ampleur de ce déphasage agit considérablement sur l'efficacité de verrouillage de modes. Ceci nous amène au choix du coupleur central qui s'avère très important dans ce cas. De ce fait, nous allons étudier la cavité dans les deux situations : avec un coupleur symétrique et avec un coupleur asymétrique.

## I.1. Etude des solitons dissipatifs avec un coupleur central symétrique

### I.1.1. Eléments d'analyse

Le dispositif optique est présenté par la figure III. 1. Le milieu amplificateur est constitué d'une fibre dopée à l'erbium. Deux fibres monomodes (SMF) sont utilisées à l'entrée de la boucle NALM conduisant à une longueur totale de 4 m. L'isolateur optique permet d'assurer une propagation unidirectionnelle. L'élément clé dans cette configuration est la fibre microstructurée. Ses propriétés apportent un bon contrôle de la non linéarité et de la dispersion, ce qui agit indirectement sur l'évolution des impulsions dans la cavité. La fibre à dispersion décalée (DSF) est utilisée dans la boucle unidirectionnelle afin de compenser la dispersion totale de la cavité. Pour le couplage de sortie, nous avons utilisé un coupleur 20/80 qui permet d'extraire 20 % du signal et de réinjecter 80 % dans la cavité. En fait, le choix du coefficient de coupleur de sortie agit comme des pertes localisées et permet ainsi de contrôler la puissance de sortie.

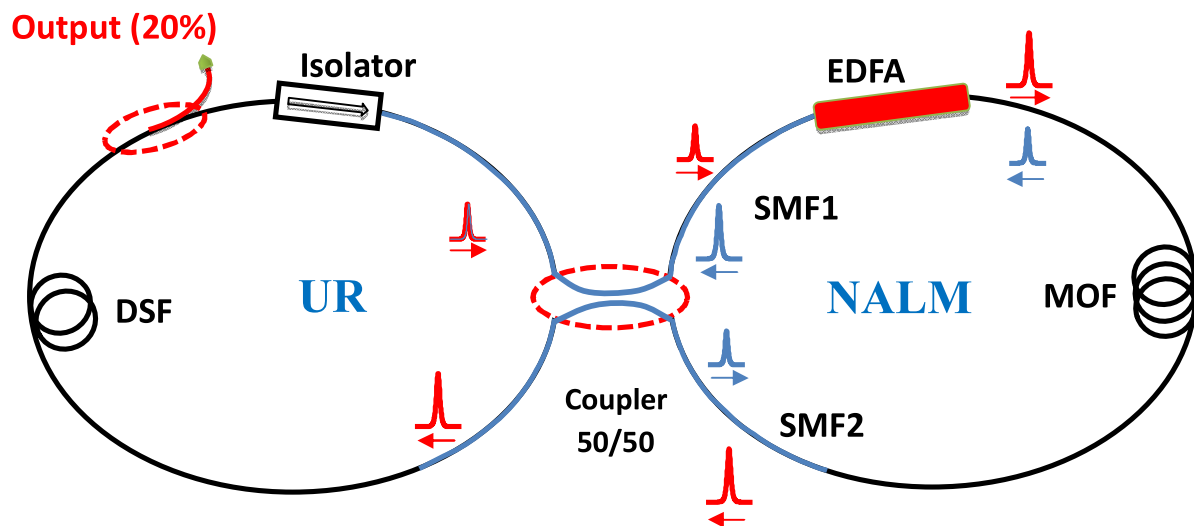


Figure III.1. : Schéma du laser

La cavité peut générer des impulsions ultra courtes indépendamment du régime de dispersion. Ainsi, nous avons choisi le régime de dispersion normale puisqu'il permet de générer des impulsions plus énergétiques [58-60]. La dispersion totale de cavité est  $\beta_2^{\text{totale}} * L = 0.04 \text{ ps}^2$ . L'intervalle spectral libre (ISL) de la cavité est égal à 7.3 MHz, ce qui correspond à un temps de parcours de la cavité de  $T = 136.6 \text{ ns}$ . Les autres paramètres de la cavité sont donnés dans le tableau III.1.

Tableau III. 1 : Paramètres de simulation

Propriété	SMF <sub>1,2</sub>	DSF	FMAS	EDFA
L(m)	2	2	20	15
$\alpha$ (dB/km)	0.2	0.2	0.2	0.5
$\gamma$ (W <sup>-1</sup> .km <sup>-1</sup> )	1.25	1.25	5.3	2.35
$\beta_2$ (ps <sup>2</sup> /km)	-21.6	127.5	-20.5	19.11

### I.1.2. Comportements observés

Dans cette partie, nous présentons l'observation des impulsions distribuées régulièrement et aléatoirement dans la cavité. En se basant sur les paramètres précédents, le laser passe d'abord par un régime mono-impulsionnel avant d'atteindre le régime multi-impulsionnel pour des gains petit signal relativement élevés. Toutes les simulations dans cette partie prennent comme entrée une impulsion sécante hyperbolique de largeur à mi-hauteur FWHM= 5 ps et de puissance crête  $P_0 = 1$  W.

#### ➤ Régime solitons liés

En partant d'un régime mono impulsionnel et en augmentant le gain petit signal à  $g_0 = 1.5$  m<sup>-1</sup>, le laser peut générer une paire d'impulsions liées de largeur mi-hauteur 1 ps et d'énergie 1.33 pJ. La période de modulation est 0.001 nm, ce qui donne un temps de séparation  $\Delta\tau = 9.24$  ps. Les figures III.2 (a) et III.2 (b) illustrent la trace temporelle et le spectre optique pour  $g_0 = 1.5$  m<sup>-1</sup>.

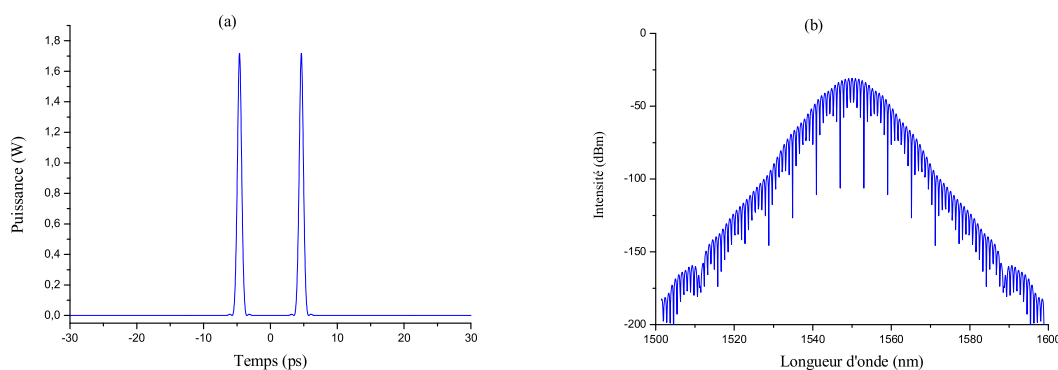


Figure III. 2 : (a) Trace temporelle pour  $g_0 = 1.5$  m<sup>-1</sup>, (b) Spectre optique moyen pour  $g_0 = 1.5$  m<sup>-1</sup>

Comme la montre la figure III.2.b, le spectre correspondant à la sortie pour  $g_0 = 1.5$  m<sup>-1</sup> est modulé, ce qui prouve la cohérence entre les deux impulsions. Nous continuons à augmenter le gain petit signal jusqu'à  $g_0 = 2$  m<sup>-1</sup> tout en conservant les paramètres précédents, nous

remarquons l'apparition d'une nouvelle impulsion qui garde la cohérence avec l'autre paire d'impulsion. Ainsi, les trois impulsions générées ont un espacement régulier  $\Delta\tau = 6.42$  ps et une largeur mi-hauteur FWHM = 1 ps. La trace temporelle et le spectre sont données par les figures III.3(a) et III.3 (b).

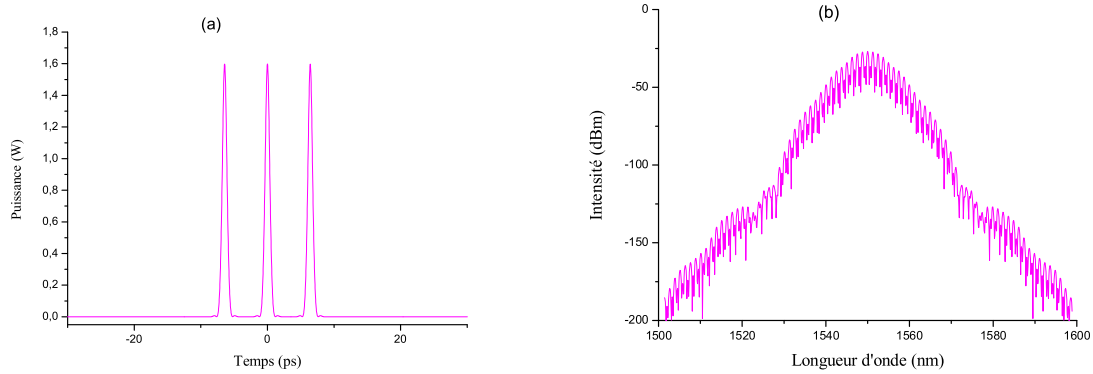


Figure III. 3 : (a) Trace temporelle pour  $g_0 = 2 \text{ m}^{-1}$ , (b) Spectre optique moyen

#### ➤ Etats aléatoires des solitons

Sans modifier les paramètres de la cavité, nous continuons à augmenter le gain petit signal. Pour  $g_0 = 2.8 \text{ m}^{-1}$ , nous observons l'apparition d'une autre impulsion qui déstabilise la distribution des impulsions. Ainsi, le régime final perd sa cohérence et nous observons différents temps de séparation entre les impulsions (4.2 ps, 4.5 ps). La figure III.4 montre la trace temporelle pour  $g_0 = 2.8 \text{ m}^{-1}$ .

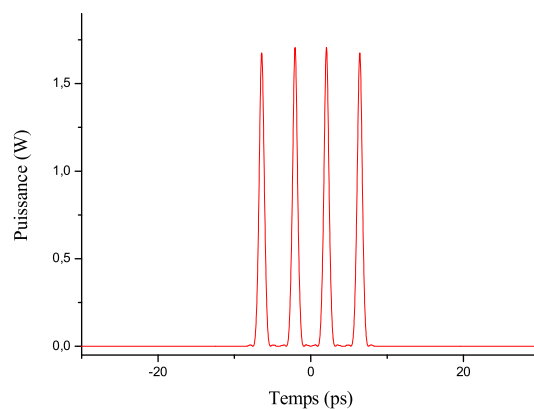


Figure III. 4 : Evolution du signal pour  $g_0 = 2.8 \text{ m}^{-1}$

### I.1.3. Influence du gain petit signal sur l'évolution d'impulsions

Nous résumons dans cet élément les résultats précédents qui concernent l'impact du gain petit signal sur la génération d'impulsions. En effet, notre modèle numérique prévoit une augmentation successive des impulsions en augmentant le gain petit signal. La figure III.5 résume cette évolution.

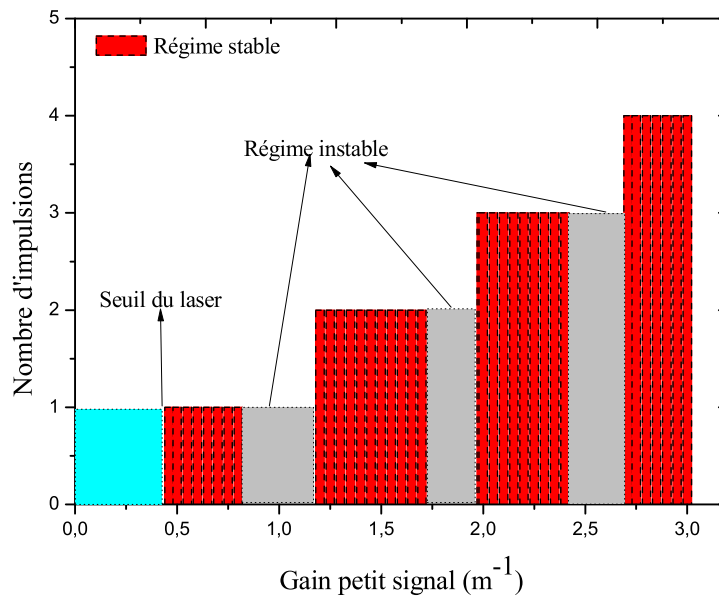


Figure III. 5 : Evolution du nombre d'impulsions en fonction du gain petit signal

En regardant la courbe III.5, nous pouvons noter la présence de 3 zones: une zone instable, une zone située au-dessous du seuil du laser, et la dernière concerne le régime stable. Le seuil du laser est obtenu pour  $g_0 = 0.44 \text{ m}^{-1}$ . De ce fait, avant cette valeur, le gain libéré ne compense pas les pertes, ce qui explique la forte atténuation de signal d'entrée après quelques tours. La région instable se situe dans les zones de transitions des régimes multi-impulsionnels. Dans cette région, le laser se trouve dans un état loin de l'équilibre dissipatif. Pour le régime stable, chaque état est dû à un équilibre entre les effets non linéaires, linéaires et dissipatifs. La transition entre chaque deux états impulsionnels est due à l'énergie apportée qui fournit un gain suffisant pour la création des nouvelles impulsions.

En résumé, nous remarquons que le nombre maximal d'impulsions qui peut être généré avec ce coupleur symétrique est limité à 4 impulsions. De ce fait, nous nous proposons de modifier les conditions initiales afin d'optimiser la génération d'impulsions.

## I.2. Régimes d'émission et propriétés avec un coupleur central asymétrique

Nous nous intéressons maintenant dans cette partie aux propriétés de régime multi impulsionsnel dans un laser à fibre microstructurée dans le régime de dispersion normale et anormale. Les propriétés concernent le mécanisme de formation des solitons, leurs caractéristiques ainsi que les phénomènes d'hystérésis et d'instabilité. Les simulations numériques ont montré que la cavité peut produire plus d'impulsions avec ce coupleur. Ceci peut être expliqué par le déphasage non linéaire important induit par ce type de coupleur.

### I.2.1. Fonctionnement en régime de dispersion normale

#### a) Schéma du laser

Dans cette partie, nous nous proposons d'étudier la cavité schématisée dans la figure III.1 tout en conservant les mêmes paramètres. Nous changeons juste le coefficient du coupleur central qui devient un coupleur 80/20 et les conditions initiales ( $E_s = 3$  pJ).

#### b) Régimes obtenus

Afin de dégager les différents régimes multi impulsionsnels, nous avons varié le gain petit signal de la fibre dopée à l'erbium (ce qui est équivalent à la variation de la puissance de pompage), il en résulte une dynamique riche et variée. En effet, la cavité peut générer des paires d'impulsions liées ainsi que des paquets (maximum 13 impulsions) d'impulsions distribuées aléatoirement dans la cavité. Les figures III.6 (a) et III.6 (b) illustrent quelques résultats de simulations.

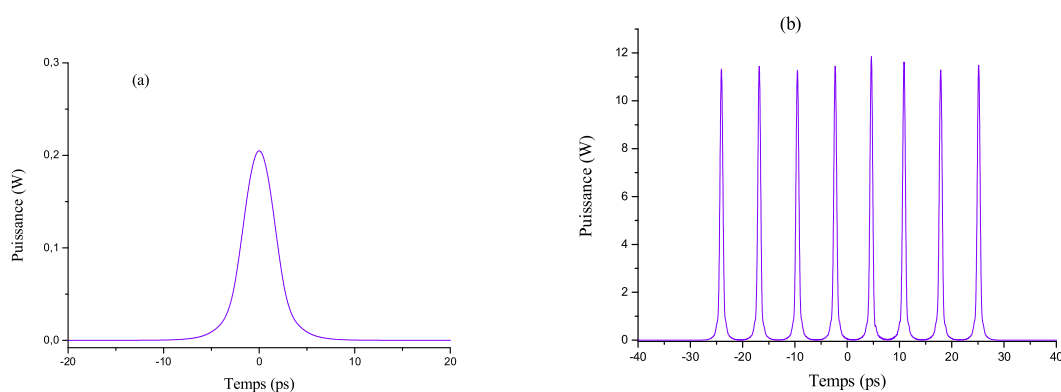


Figure III. 6 : (a) Trace temporelle pour  $g_0 = 0.5 \text{ m}^{-1}$ , (b) Trace temporelle pour  $g_0 = 3 \text{ m}^{-1}$

Comme la montre les III.6 (a) et III.6 (b), l'augmentation du gain petit signal fournit un gain suffisant pour générer des solitons supplémentaires. Ces solitons générés sont aléatoirement distribués (spectre correspondant non modulé) et occupent une partie de la cavité. En

comparant ces résultats avec ceux que nous avons obtenus avec un coupleur symétrique, nous constatons que le couplage central a un effet considérable sur le régime impulsionnel final. Pour illustrer cet effet, nous avons tracé le comportement d'une impulsion se propageant dans la boucle NALM avec un coupleur asymétrique.

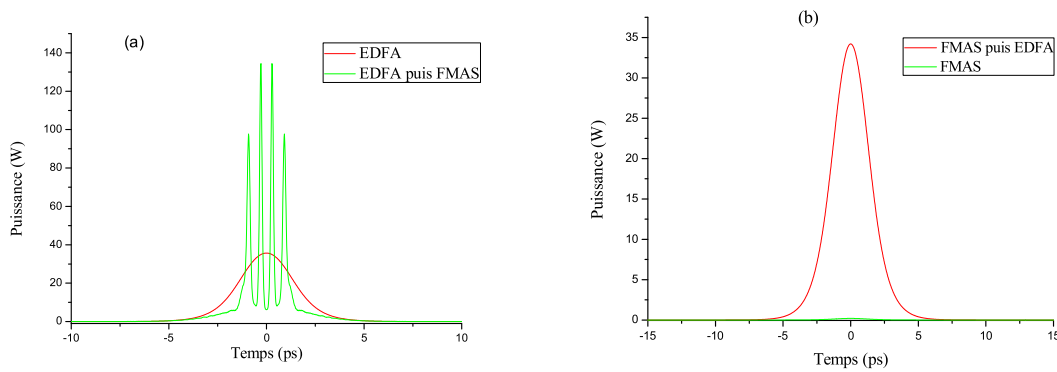


Figure III. 7 : Evolution d'impulsion sur un tour avec un coupleur asymétrique (80/20), (a) dans le sens horaire (b) dans le sens anti horaire

La figure III.7 (a) montre la propagation d'impulsion dans le sens horaire juste pour un tour. La fibre dopée à l'erbium récupère 80 % de flux entrant et l'amplifie (signal tracé en rouge). Cette impulsion traverse la fibre microstructurée qui agit comme un milieu hautement non linéaire. Ce passage provoque la division d'impulsions en quatre impulsions avec des puissances crêtes très élevées. Nous constatons ainsi que les effets non linéaires excessifs favorisent la génération de multi impulsions. Par contre le signal qui entame la boucle NALM dans le sens anti horaire est fortement atténué (Figure III.7(b)) à cause des effets non linéaires importants générés par la fibre microstructurée. Ensuite, la faible intensité générée traverse la fibre dopée qui amplifie le signal (signal en rouge).

En revanche, le comportement d'impulsion dans le cas d'un coupleur symétrique est totalement différent. En effet, nous remarquons d'après les figures III.8 (a) et III.8. (b) que la propagation d'impulsions dans les deux directions subit le même processus d'évolution. Dans ce cas, le déphasage non linéaire (qui dépend de l'intensité) a une faible influence et les pertes sont importantes (puisque 50 % de l'intensité globale seront bloqués par l'isolateur), ce qui conduit à générer moins d'impulsions

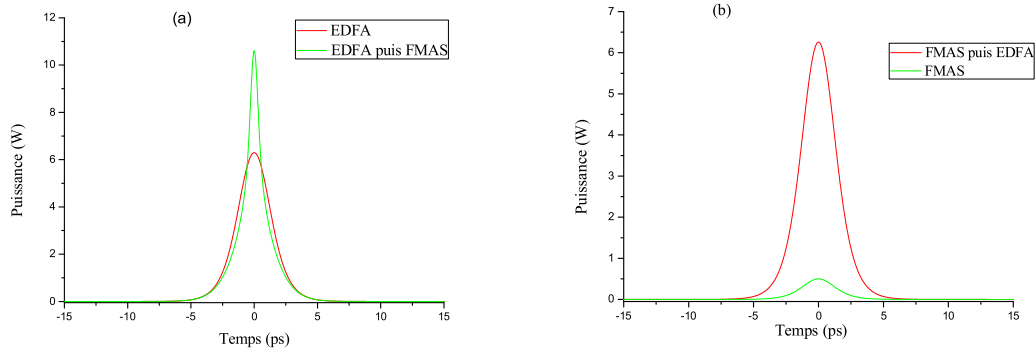


Figure III. 8 : Evolution d'impulsion sur un tour avec un coupleur symétrique : (a) dans le sens horaire, (b) dans le sens anti horaire

### I.2.2. Fonctionnement dans un régime de dispersion anormale

Nous nous intéressons maintenant au fonctionnement du laser dans le régime de dispersion anormale, ou encore le régime solitonique. L'étude concerne le mécanisme de formation des impulsions, le phénomène d'hystérésis et l'effet des paramètres non linéaires et dissipatifs sur le régime impulsionnel.

#### a) Dispositif

En gardant la même configuration schématisée dans la figure III.1, nous avons modifié les paramètres des fibres de telle sorte que la dispersion totale soit anormale ( $\beta_2^{\text{totale}} L = -0.06\text{ps}^2$ ). Ainsi, ces nouveaux paramètres sont illustrés dans le tableau III.2.

Tableau III. 2 : Paramètres de simulation en régime de dispersion anormale

Propriété	SMF <sub>1,2</sub>	EDFA	MOF	DSF
L(m)	2	5	10	2
$\alpha(\text{dB/km})$	0.2	0.5	0.2	0.5
$\gamma(\text{W}^{-1}\text{km}^{-1})$	1.2	2.3	5.3	1.2
$\beta_2(\text{ps}^2/\text{km})$	-21.6	19.1	-12.7	25.5

Nous avons changé aussi le coupleur central par un coupleur 90/10 et le coupleur de sortie par un coupleur symétrique (50/50). La longueur de la cavité est 21 m, ce qui correspond à un temps de parcours de la cavité de 105 ns.



## b) Dynamique impulsionnelle

Les résultats numériques montrent que la cavité peut aussi supporter la formation des impulsions solitoniques. En effet, le laser peut émettre plusieurs impulsions liées ou aléatoirement distribuées dans la cavité pour différentes valeurs du gain petit signal. Les figures III.9 et III.10 illustrent deux situations dans lesquelles le laser peut émettre des paires d'impulsions liées ou une dizaine d'impulsions aléatoirement distribuées dans la cavité.

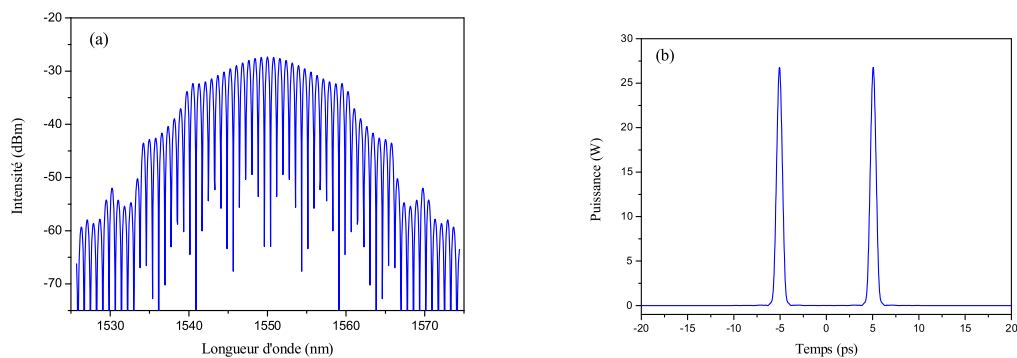


Figure III. 9 : (a) Spectre optique moyen pour  $g_0 = 0.6 \text{ m}^{-1}$ , (b) Paire de solitons liés pour  $g_0 = 0.6 \text{ m}^{-1}$

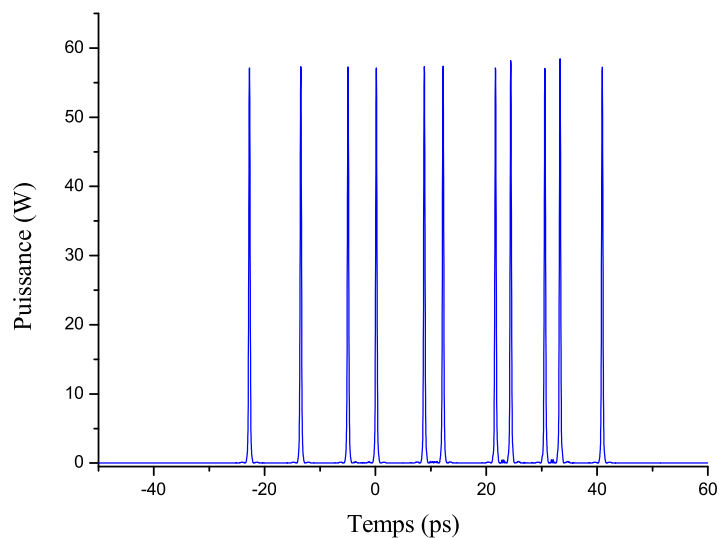


Figure III. 10 : Trace temporelle pour  $g_0 = 2.7 \text{ m}^{-1}$

Comme dans le cas précédent, le laser évolue toujours à partir d'un régime mono impulsionnel jusqu'à atteindre le régime multi impulsionnel pour des valeurs du gain relativement élevées. La figure III.9 (b) révèle la génération d'une paire de solitons fortement

liés pour  $g_0=0.6 \text{ m}^{-1}$ . D'ailleurs le spectre correspondant (figure III.9 (a)) prouve cette cohérence puisqu'il est fortement modulé. Les solitons générés ont une énergie autour de 20 pJ et une largeur à mi-hauteur égale 700 fs. En augmentant le gain petit signal, l'émission passe par des zones d'instabilité avant l'apparition des nouvelles impulsions. Ainsi, pour cette configuration, la cavité peut générer au plus 13 impulsions qui sont aléatoirement distribuées dans la cavité. Le temps de séparation entre les solitons est autour de quelques picosecondes, ce qui implique qu'il peut y avoir de fortes interactions entre eux. Notons aussi que la séparation peut être fixée par la saturation du gain [114]. D'une façon générale, la combinaison entre les effets dispersifs, non linéaires et dissipatifs provoque la compression d'impulsion dans une première étape puis son éclatement en impulsions multiples.

### **c) Phénomène d'hystérésis:**

L'hystérésis est un phénomène récurrent caractérisant les systèmes non linéaires. Il traduit le comportement du système vis-à-vis de l'augmentation et de la diminution d'un paramètre de contrôle. Pour les lasers à fibre et plus particulièrement les lasers à fibre anneau, il a été démontré théoriquement et expérimentalement la présence de ce phénomène. L'étude a traité le régime de fonctionnement du laser en augmentant et en diminuant la puissance de pompage (le gain petit signal dans le cas théorique). Ainsi, il a été démontré que le nombre d'impulsions augmente une par une en augmentant la puissance de pompage. Dans le sens descendant, il diminue aussi une par une mais pour des valeurs de basculement différentes [115-116].

Confirmer l'universalité de ce phénomène est l'un de nos objectifs dans cette thèse, c'est-à-dire son existence est indépendant de la technique de verrouillage de modes. Pour cela, en se basant sur notre modèle numérique, nous avons augmenté le gain petit signal à partir du seuil du laser (qui est à  $g_0=0.3 \text{ m}^{-1}$ , c'est la valeur à partir de laquelle, le laser commence à émettre des impulsions). Nous notons à chaque état stable le nombre d'impulsions générées et nous continuons le processus de telle sorte que l'entrée pour la  $(n+1)^{\text{ème}}$  valeur de  $g_0$  prend la sortie pour la  $n^{\text{ème}}$  valeur de ce même paramètre. Nous répétons ainsi cette procédure jusqu'à  $g_0=3.3 \text{ m}^{-1}$ . Les résultats de simulations sont illustrés dans la figure III.13.

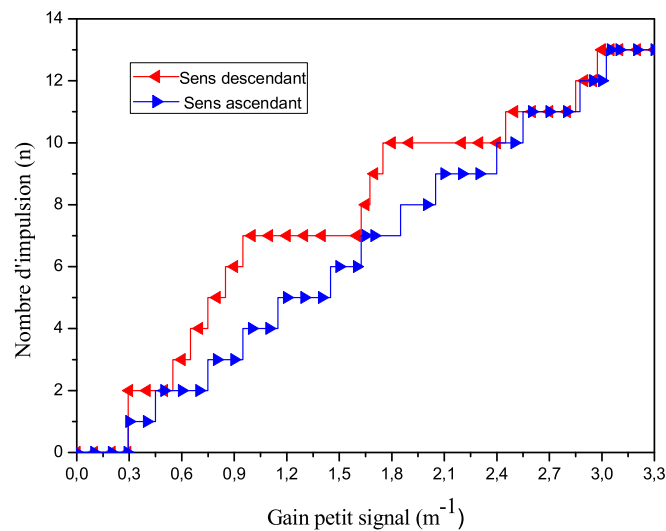


Figure III. 11 : Courbe d'hystérésis: nombre d'impulsion=f( $g_0$ )

Comme la montre la figure III.11, le démarrage du laser se fait par l'émission d'une seule impulsion ( $g_0=0.3 m^{-1}$ ). A partir de cette valeur et en augmentant finement le gain petit signal, nous remarquons que le nombre d'impulsion augmente une par une jusqu'à atteindre 13 impulsions par tour de cavité. A ce stade, si nous diminuons le gain petit signal, le nombre d'impulsion disparaît une par une mais pour des valeurs de basculement différentes par rapport au sens ascendant. La transition entre chaque deux états impulsionnels est précédée par des zones d'instabilité qui se situent avant chaque état stable (les zones instables seront illustrées dans la figure III. 13). Ceci confirme l'existence d'une hystérésis pour les valeurs du gain petit signal croissant et décroissant. Le schéma de l'évolution de la figure n'est pas unique. En effet, nous avons remarqué que si nous changeons les conditions initiales (les pertes entre les épissures ou si nous changeons le régime de dispersion), il est possible d'obtenir d'autres diagrammes d'évolution. Cependant, ces diagrammes gardent toujours la même allure, ils changent juste les valeurs de basculements du gain ou le nombre d'impulsions générées. Ainsi, ces résultats nous permettent de confirmer l'universalité de ce phénomène dans les lasers à fibre opérant en régime de verrouillage de modes [36].

#### d) Etude de l'instabilité:

L'instabilité est aussi un phénomène caractérisant les lasers à fibre opérant en régime de verrouillage de modes. Elle est généralement provoquée par l'augmentation des énergies d'impulsions et elle se traduit par la modulation des trains d'impulsions. Cette modulation peut engendrer dans certaines situations une distorsion significative des impulsions. Le

phénomène d'instabilité peut suivre différents comportements dont nous pouvons citer le doublement de période « Period Doubling ». Ce dernier se traduit par l'évolution irrégulière des impulsions suivant différentes périodes dans la cavité. Ce phénomène a été rapporté expérimentalement et théoriquement dans plusieurs études [117-121].

Pour le fonctionnement de notre laser et comme mentionné dans la partie précédente, les zones d'instabilité agissent comme précurseur à la transition vers le régime multi impulsionsnel. La figure III.12 illustre un exemple de cette situation.

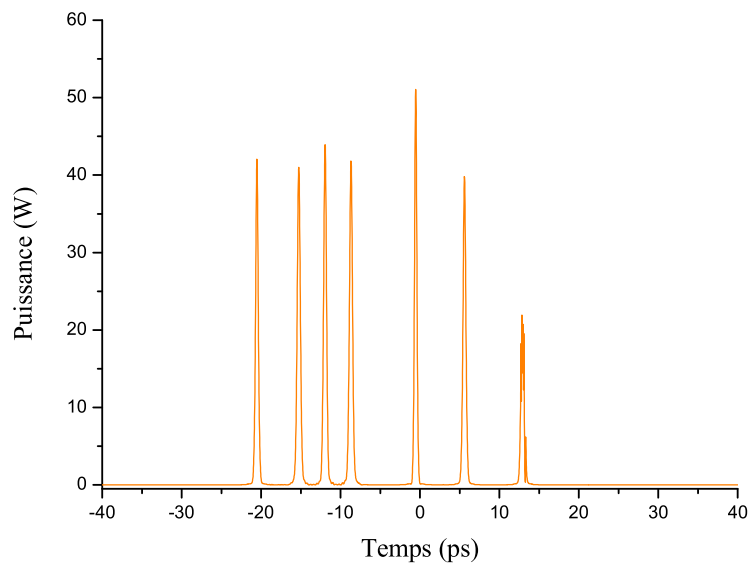


Figure III. 12 : Instabilité d'un train d'impulsions

La figure III.12 montre un train d'impulsions instable pour  $g_0 = 1.5 \text{ m}^{-1}$  (pour cette même valeur du gain, les impulsions ont un profil temporel différent à chaque tour de cavité). Ce train suit une séquence de bifurcations qui sont caractérisées par des modulations de courte période. Cette instabilité se développe juste entre le régime de 7 impulsions et le régime de 6 impulsions, ce qui prouve qu'elle précède la convergence de chaque état stable. Généralement, cette instabilité peut être accompagnée d'un échange périodique d'énergie entre les impulsions et les ondes dispersives (puisque la cavité opère en régime solitonique) [122]. En effet, vu que l'énergie du soliton est quantifiée, l'excès du gain provoqué par l'augmentation de puissance de pompage, ne peut pas s'ajouter à l'énergie de soliton, donc il se disperse dans la cavité et donne naissance à un nouveau soliton. Dans le régime transitoire, le nouveau soliton peut interagir avec les ondes dispersives existantes en échangeant de l'énergie.

### e) Mécanisme de formation de soliton

Les facteurs qui interviennent dans la formation des solitons sont dépendants du régime de dispersion. Dans ce cas, en régime de dispersion anormale, la quantification d'énergie représente un facteur récurrent. Elle est due à un équilibre entre les effets non linéaires et les effets dispersifs (la non linéarité et la dispersion ont des signes contraires et peuvent se compenser) et elle se traduit généralement par la théorème Aire-Soliton [46]. En fait, au cours de ce processus, l'augmentation du gain petit signal (respectivement la puissance de pompage) permet d'avoir un excès d'énergie dans la cavité. Cette énergie supplémentaire ne peut pas se rajouter à l'énergie du soliton puisque elle est limitée, donc elle se disperse dans la cavité. En raison du gain non linéaire un second soliton se forme. Ainsi, nous pouvons observer un régime de plusieurs solitons qui se propagent dans la cavité en se répartissant l'énergie disponible fournie par le gain petit signal. Ce processus est illustré par la figure III.13.

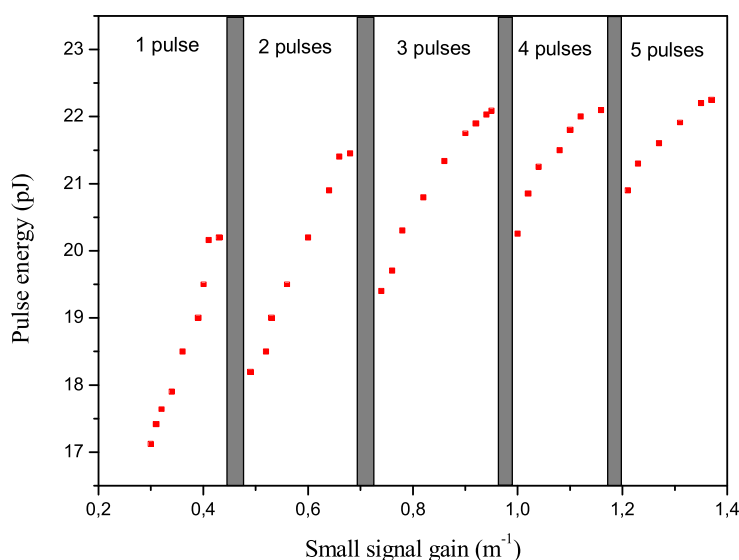


Figure III. 13 : Evolution du nombre d'impulsion en fonction du gain petit signal, les zones en gris montrent les régions d'instabilité [36].

La figure III.13 prouve qu'au cours l'amplification, l'énergie d'impulsion croit progressivement. Dès qu'elle atteint la valeur maximale (valeur fixée par la théorème aire soliton), le laser passe par une zone d'instabilité pour converger vers à un régime stable avec la naissance d'une nouvelle impulsion.

L'accumulation des ondes dispersives est aussi un facteur qui intervient dans la formation d'impulsion. En effet, dans le régime transitoire, le soliton libère une quantité d'énergie qui se traduit par des bruits sur les ailes du soliton. L'augmentation du gain dans la cavité peut amplifier ce bruit qui, avec l'intervention d'autres effets, peut converger vers un soliton stable.

#### f) Effet du coefficient non linéaire de la fibre microstructurée

Le choix de la fibre microstructurée dans la cavité a été justifié dès le début de cette thèse. Son emploi dans la NALM apporte plus de degrés de liberté et plus de contrôle pour le fonctionnement du laser. De ce fait, nous nous proposons d'étudier son impact sur le comportement impulsionnel du laser. Les résultats de simulations sont illustrés par la figure III.14:

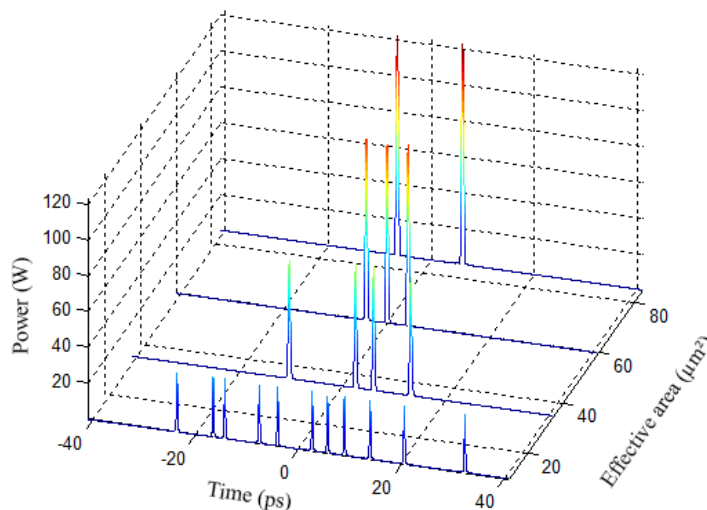


Figure III. 14 : Influence du coefficient non linéaire de la FMAS

La figure III. 14 illustre l'évolution du nombre d'impulsions générées en fonction de l'aire effective de la fibre microstructurée ( $\gamma = 2 \pi n_2 / \lambda A_{\text{eff}}$ ) pour  $g_0 = 2.7 \text{ m}^{-1}$ . Ce résultat reflète une forte dépendance entre ces deux paramètres. En effet, le nombre d'impulsions augmente proportionnellement avec le coefficient non linéaire de la FMAS (ou encore lorsque l'aire effective diminue). Cependant, cette équivalence n'est pas toujours évidente puisque cette augmentation doit être toujours équilibrée par les autres effets dispersifs et dissipatifs. D'ailleurs, pour un coefficient non linéaire élevé  $\gamma_{\text{FMAS}} = 10.5 \text{ W}^{-1}\text{Km}^{-1}$  ( $A_{\text{eff}} = 15 \mu\text{m}^2$ ), le laser peut générer 11 impulsions par tour de cavité, alors que si nous remplaçons la fibre microstructurée par une fibre monomode ( $\gamma_{\text{SMF}} = 1.2 \text{ W}^{-1}\text{Km}^{-1}$ ), le laser ne peut générer que 2

impulsions par tour de cavité. Ces résultats montrent donc, l'importance des effets non linéaires excessifs sur la génération d'impulsions.

## **II. Etude des impulsions rectangulaire « Dissipative Soliton Résonance: DSR »**

### **II.1. Propriétés d'impulsion dans le régime de dispersion normale**

La propagation d'impulsion dans le régime de dispersion normale est suivie d'un élargissement temporel à cause des chirps positifs générés par le non linéarité et la dispersion. De ce fait, L'augmentation du gain dans la cavité fait apparaître des oscillations sur les flancs de l'impulsion. La génération des nouvelles composantes fréquentielles est l'origine de ces oscillations. Ce phénomène est appelé « bris de vague » ou encore le « Wave Breaking » [123]. Il est dû à l'interaction entre les effets non linéaires et les effets dispersifs et constitue ainsi un facteur limitatif de l'énergie des impulsions. Différentes études théoriques et expérimentales ont analysé ce phénomène. Tamura et al. ont montré que sous certaines conditions, l'impulsion peut évoluer en régime de dispersion normale selon un profil parabolique, ce qui permet de limiter l'effet de Wave Breaking [124]. Ces impulsions paraboliques ont la particularité d'avoir un gain équiprobable sur toute la fibre à dispersion normale [125-126].

Récemment, il a été reporté la démonstration théorique et expérimentale d'un nouveau concept d'impulsions qui permet d'éviter l'effet de « Wave Breaking » et d'avoir des énergies importantes, ce sont les impulsions rectangulaires ou encore « dissipative soliton résonance ». Elles ont été obtenues à partir de l'équation de Ginzburg Landau et ont la particularité d'avoir un profil rectangulaire qui peut se propager sans phénomène de Wave Breaking [127-130]. Par ailleurs, leurs énergies augmentent proportionnellement à la puissance de pompage tout en gardant la même puissance crête. De ce fait, c'est la durée d'impulsion qui s'élargit linéairement avec la pompe [127-132]. Les impulsions rectangulaires ont été observées en régime de dispersion normale et anormale [128,130]. En régime de dispersion anormale, ces impulsions ont contredit la propriété de la quantification d'énergie dans laquelle l'énergie d'impulsion est limitée à 0.1 nJ. Ces impulsions ont un caractère universel puisque leur production est indépendante de la technique de verrouillage de modes. En effet, il a été rapporté récemment l'observation expérimentale des impulsions rectangulaires dans une cavité laser en forme de huit verrouillée en phase par la boucle non linéaire amplificatrice

[133]. L'énergie maximale obtenue dans cette référence est 3.25 nJ avec une durée d'impulsion autour de 73 ns.

En fait, dans toutes ces références, ces impulsions sont obtenues sur une plage très réduite des paramètres de la cavité et dans des zones d'équilibre dissipatif bien défini. Ainsi, la génération de ces impulsions peut être affectée par différents facteurs. En effet, J. Yang et al. ont montré expérimentalement que la haute non linéarité joue un rôle important dans l'élargissement d'impulsions [134]. A. Komarov et ses collaborateurs ont montré que ces impulsions doivent être obtenues dans des conditions de résonance du gain [135]. Ce facteur (résonance du gain) bloque la formation de nouvelles impulsions, de telle sorte que l'énergie apportée par le pompage s'ajoute progressivement à l'énergie d'impulsion. Par ailleurs, le contrôle des propriétés de ces impulsions exige l'intervention de différents facteurs. L'intérêt est d'améliorer les performances d'impulsions de point de vue d'énergie. Dans cette contribution et se basant sur notre modèle numérique, nous proposons un dispositif optique permettant de contrôler séparément la durée et la puissance crête d'impulsion. Nous nous sommes basés sur une fibre microstructurée pour générer ces impulsions rectangulaires.

## **II.2. Génération des impulsions rectangulaires à durées ajustables**

### **II.2.1. Dispositif**

Les simulations numériques ont montré que notre cavité laser peut supporter la génération d'impulsions rectangulaires. Ainsi, pour des paramètres bien choisis, le laser peut évoluer d'une forme d'impulsion en sécante hyperbolique jusqu'à la génération d'impulsions rectangulaires pour des valeurs du gain relativement élevées. La cavité mise en jeu est schématisée par la figure III.15.



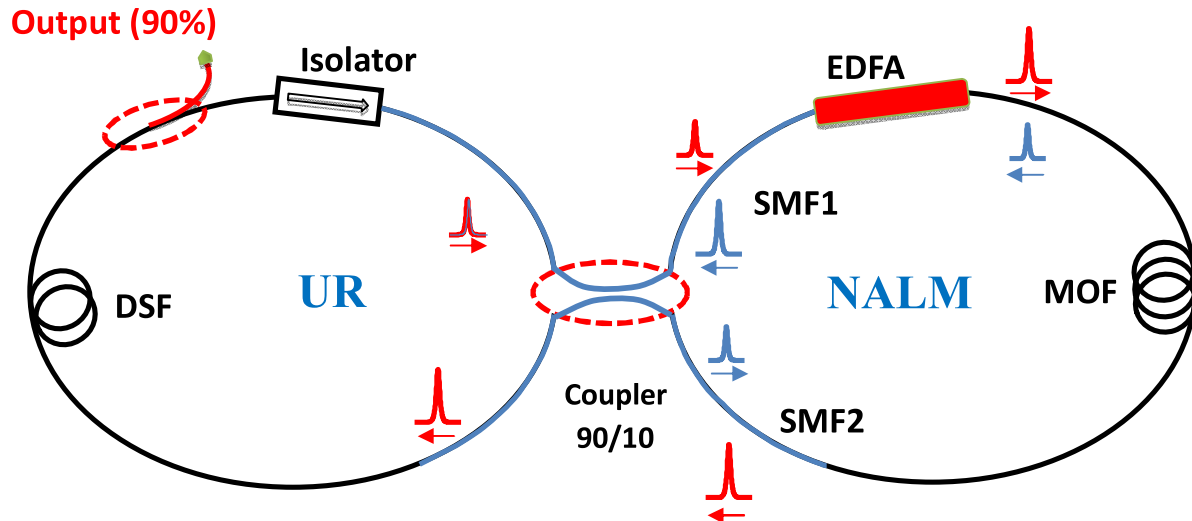


Figure III. 15 : Schéma du laser pour la simulation des DSR

Le coupleur central utilisé est un coupleur 90/10, il permet d'injecter 90% de l'intensité initiale dans le sens horaire de propagation. Alors que le coupleur de sortie est un coupleur 10/90, il permet d'extraire 90 % de l'intensité de sortie et d'injecter 10% dans la cavité. La longueur totale de la cavité est 17 m, ce qui correspond à un temps de parcours de la cavité de 56 ns. La cavité opère en régime de dispersion normale avec  $\beta_2^{\text{totale}}L = 0.1 \text{ ps}^2$ . Les autres paramètres sont illustrés par le tableau III.3 :

Tableau III. 3 : Paramètres de simulation des impulsions rectangulaires

Propriété	SMF <sub>1,2</sub>	EDFA	MOF	DSF
L(m)	2	5	5	3
$\alpha$ (dB/km)	0.2	0.5	0.2	0.5
$\gamma$ ( $\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$ )	1.2	2.3	10.5	1.2
$\beta_2$ ( $\text{ps}^2/\text{km}$ )	-21.6	6.3	25.6	12.7

### II.2.2. Observation des impulsions rectangulaires

La production des impulsions rectangulaires est possible après des dizaines de tours. Le profil rectangulaire est stable et s'élargit proportionnellement avec le gain petit signal.

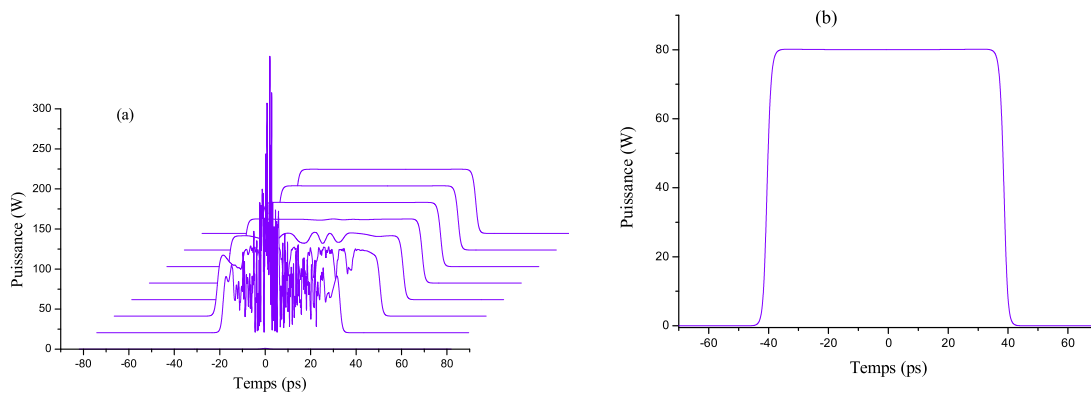


Figure III. 16 : (a) Evolution d'impulsions rectangulaire pour  $g_0 = 2 \text{ m}^{-1}$ , (b) Signal de sortie correspondant

La figure III.16 montre un exemple d'une impulsion rectangulaire générée par notre cavité pour  $g_0 = 1 \text{ m}^{-1}$ . Son énergie est autour de 4nJ et sa durée est autour de 50 ps. Cette impulsion peut évoluer sans Wave Breaking, ce qui permet d'avoir des impulsions d'énergies importantes. L'énergie maximale générée par le laser est 20 nJ. Cette valeur est plus élevée avec ce qui est rapporté dans la référence [133].

### II.2.3. Dynamique des impulsions rectangulaires

La particularité des impulsions rectangulaires est que leur durée augmente proportionnellement avec le gain tout en gardant la même puissance crête. Nos résultats confirment ce comportement.

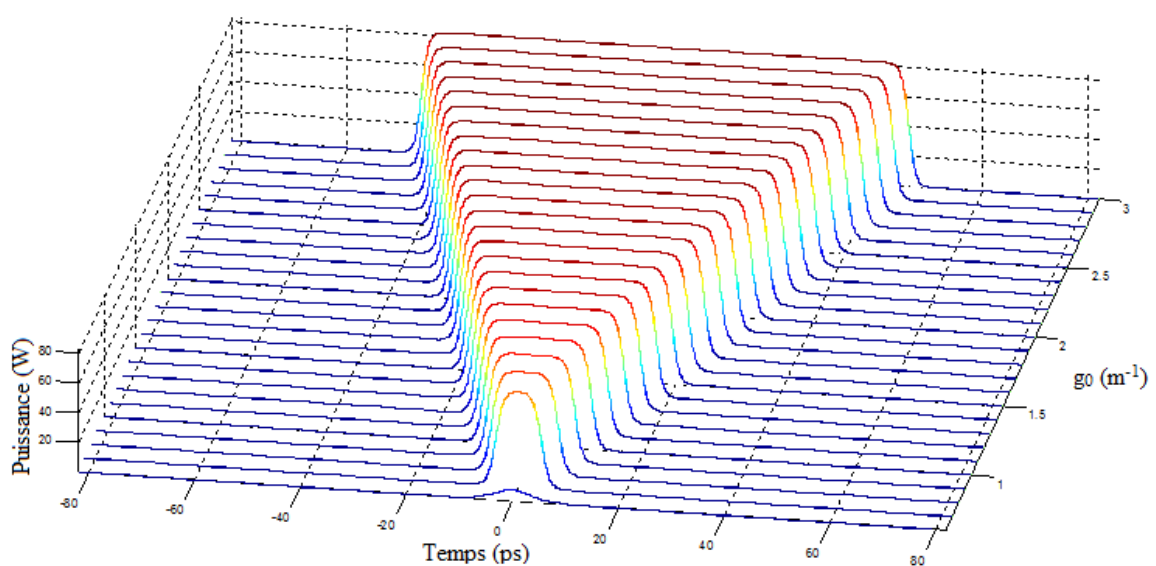


Figure III. 17 : Evolution d'impulsion en fonction du gain petit signal ( $g_0 \text{ (m}^{-1}\text{)}$ )

Comme la montre la figure III.17, le laser démarre avec une sécante hyperbolique de largeur à mi-hauteur 10 ps et d'énergie 630 pJ. En augmentant le gain petit signal, l'impulsion s'élargit progressivement jusqu'à atteindre une largeur de 250 ps pour  $g_0 = 3 \text{ m}^{-1}$ . En fait, la durée maximale que peut prendre l'impulsion (quel que soit la configuration du laser) est limitée par la période de la cavité. Par conséquent, une simple façon d'augmenter la durée d'impulsion est d'augmenter la longueur de la cavité. Cependant, ceci n'est pas toujours assuré, car nous pouvons perdre le régime DSR rapidement. Notons aussi, que cette évolution, ne peut pas converger à une limite près dans le régime Q-Switch, pour la simple raison, que les impulsions dans ce régime gardent toujours un profil exponentiel au cours de leurs propagations.

L'évolution de spectre au cours de ce processus confirme notre observation. En effet, en augmentant le gain, la largeur à -3 dB diminue progressivement, comme illustré dans la figure III.18.

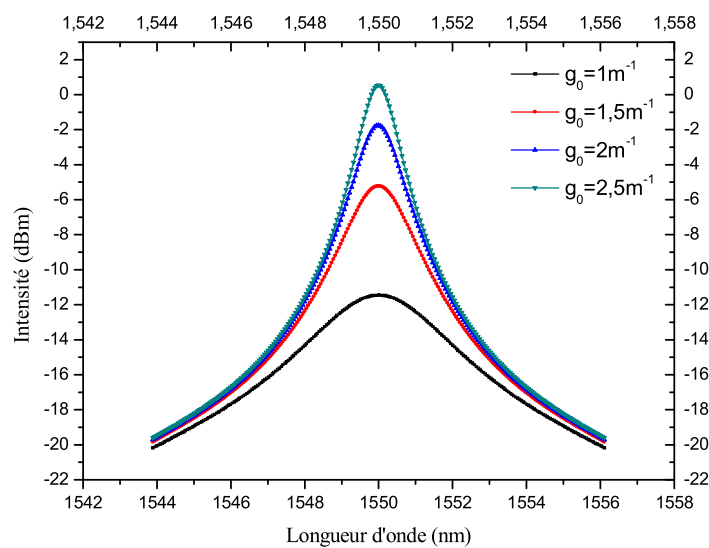


Figure III. 18 : Evolution du spectre en fonction du gain petit signal

En conclusion, le concept de «dissipative soliton résonance» se caractérise par une augmentation linéaire de la durée et l'énergie d'impulsions (figure III.19). Ce fonctionnement peut être exprimé par les équations mathématiques suivantes :

- $\lim_{g \rightarrow \infty} E = +\infty$ , où  $E$  est l'énergie de l'impulsion
- $\lim_{g \rightarrow \infty} T = +\infty$ , où  $T$  est la durée d'impulsion
- $P = P_{\max}$ , quelques soit  $g > g_{\text{seuil}}$ , où  $P$  est la puissance crête

Où,  $g$  est le gain petit signal (ou la pompe),  $g_{\text{seuil}}$  est le seuil du laser et  $P_{\text{max}}$  est la puissance crête de l'impulsion.

Cette analyse peut amener à la production d'impulsions d'énergies très grandes, surtout si nous tenons compte d'un pompage très élevé. En effet, nos simulations prouvent que l'énergie et la durée d'impulsion augmentent proportionnellement avec le gain petit signal jusqu'à produire une impulsion rectangulaire d'énergie 20 nJ et de durée 250 ps (figure III.19).

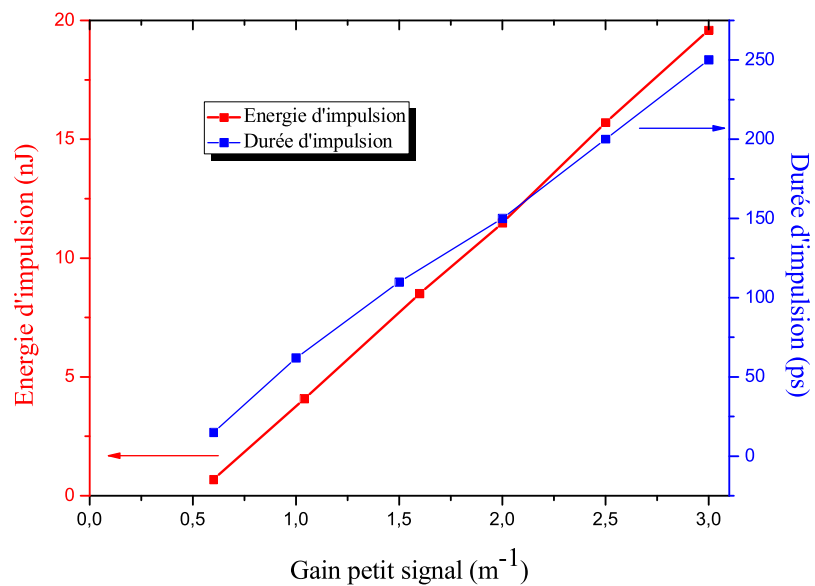


Figure III. 19 : Énergie d'impulsion =  $f(g_0)$  et durée d'impulsion =  $f(g_0)$

#### II.2.4. Impact du coefficient non linéaire de la fibre microstructurée

L'apport de la fibre microstructurée, et particulièrement son coefficient non linéaire, est considérable dans le régime multi impulsions. Il a permis de multiplier par un facteur de 5 le nombre d'impulsions par rapport à une fibre monomode standard. Cette fibre peut être utilisée aussi pour forcer le laser à émettre des impulsions rectangulaires. En effet, la gestion de la non linéarité de la fibre microstructurée peut contrôler la durée d'impulsion et amener ainsi le laser d'un régime mono impulsion (sécante hyperbolique) à un régime à impulsion ajustable (figure III.20).

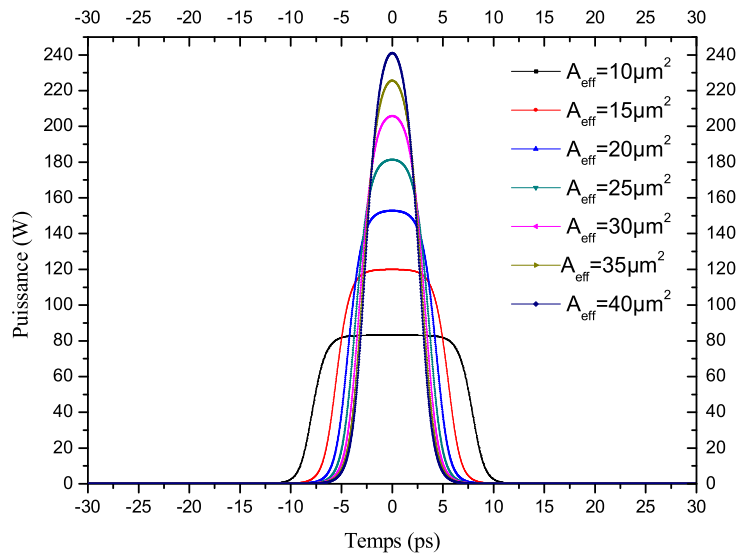


Figure III. 20 : Impact de la variation de l'aire effective sur la durée d'impulsion

La figure III.20 montre que les effets non linéaires importants jouent un rôle essentiel dans la formation d'impulsions rectangulaires. D'ailleurs, plus le coefficient non linéaire est élevé, plus la durée d'impulsion est grande. Ces résultats sont en accord avec les observations expérimentales de X. Zhang et al. [134]. Dans cette référence, les auteurs ont monté une équivalence entre l'augmentation de la longueur de la fibre (à haute non linéarité) et la durée d'impulsion.

### II.3. Contrôle de la puissance crête d'impulsion rectangulaire

Le contrôle des propriétés des impulsions rectangulaires offre la possibilité d'avoir des énergies de plus en plus énergétiques. Nous avons montré dans la partie précédente que l'impulsion rectangulaire évolue avec une puissance crête inchangée pour les différentes valeurs du gain petit signal. En revanche, cette caractéristique, peut être aussi contrôlée tout en gardant la même durée d'impulsion. Pour cela, nous nous intéressons à proposer un dispositif optique qui permet de modéliser cet effet. Pratiquement, c'est la même configuration et les mêmes paramètres que celles utilisées dans la figure III.15. Nous avons ajouté juste une fibre dopée erbium EDFA2 (qui a les mêmes paramètres qu'EDFA1) dans la boucle unidirectionnelle. En fait, nous nous sommes inspirés de la configuration de la référence [136]. Dans ce travail expérimental, les auteurs ont montré une possibilité de contrôler séparément la durée et la puissance crête d'impulsion. Ainsi, nous proposons de valider cette approche expérimentale.

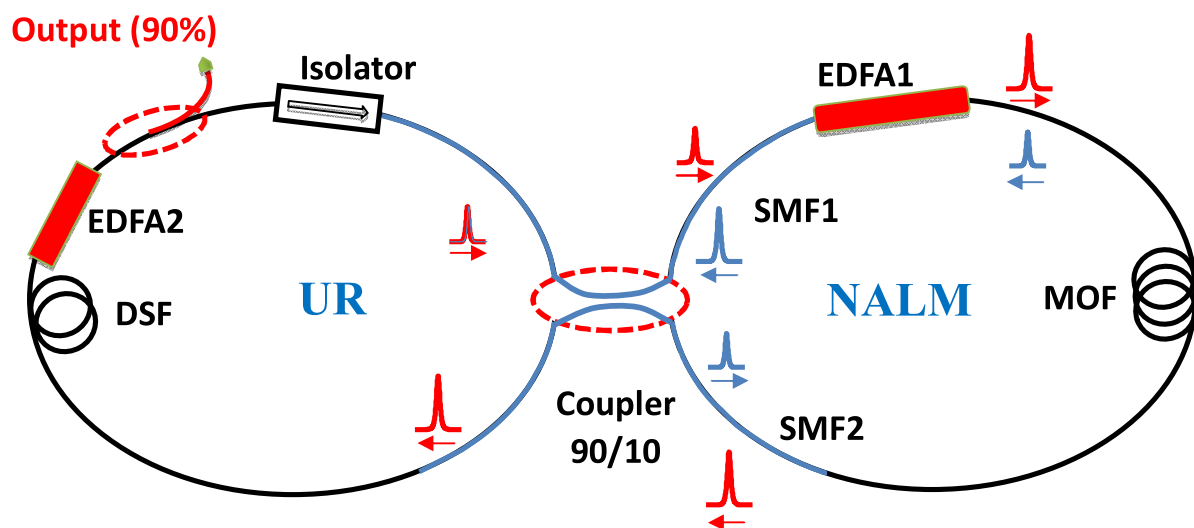


Figure III. 21 : Schéma du laser

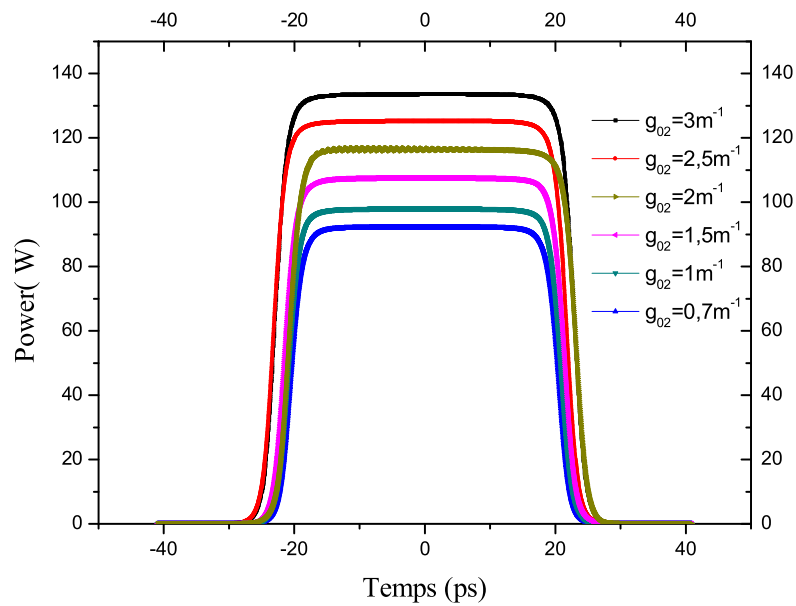


Figure III. 22 : Evolution de la puissance crête d'impulsion en fonction du gain petit signal

Ainsi, une augmentation du gain du premier amplificateur EDFA1 (le gain d'EDFA2 est fixe) entraîne un élargissement progressif de la durée d'impulsion avec une puissance crête fixe sur toute la plage du gain. Cependant, en fixant le gain d'EDFA1 et en augmentant le gain d'EDFA2, la puissance crête croît progressivement tout en gardant une durée d'impulsion fixe (figure III.26). Ces résultats sont en accord avec les observations expérimentales de L. Mei et ses collaborateurs [136].

## Conclusion

Nous avons réalisé une étude numérique d'un laser à fibre microstructurée en forme de huit verrouillé en phase par la boucle non linéaire amplificatrice. Pour des paramètres bien choisis, cette cavité peut générer différents régimes multi impulsions. Ces derniers reflètent une dynamique riche et variée : multi stabilité, phénomène d'hystérésis et génération d'impulsions rectangulaires. D'un autre côté, nous avons mis l'accent sur l'apport de la fibre microstructurée dans le fonctionnement de la cavité. Elle offre beaucoup d'avantages et permet de bien contrôler la dispersion et le non linéarité dans la cavité. Ainsi, elle favorise le régime multi impulsion et les caractéristiques de l'impulsion. Nous avons étudié également l'impact de certains effets dissipatifs et linéaires sur le régime de fonctionnement de la cavité et nous avons montré l'influence de propriétés de la fibre dopée sur la génération des impulsions. Enfin, ces résultats montrent l'apport significatif des fibres microstructurées.

L'un des autres défis le plus important dans la réalisation des sources laser, est l'extension de la bande spectrale. Cette propriété est le sujet de beaucoup de recherches à l'heure actuelle. Dans cette contribution, le chapitre suivant traitera de la caractérisation d'une source laser émettant dans la bande L. L'idée de base est d'étendre la bande d'émission du laser à partir d'un amplificateur à fibre dopée émettant dans la bande C.



## **Deuxième partie : Etude expérimentale**

## **Chapitre 4 : Étude d'un laser à fibre dopée à l'erbium émettant à 1.6 $\mu\text{m}$**

## Introduction

Les fibres dopées à l'erbium ont suscité un grand intérêt à partir du début des années 90, avec la démonstration des premiers amplificateurs à fibres monomodes et pompés par diodes [137]. La zone d'amplification de ces fibres couvre la bande C (entre 1530 et 1565 nm) où l'erbium a un gain maximal, et la bande L (entre 1565 et 1625 nm) qui a un gain plus faible. Pour une inversion de population complète, le gain à 1550 nm est quatre fois plus grand qu'à 1600 nm. Ainsi, l'utilisation d'une longue fibre dopée semble nécessaire pour augmenter le gain autour de 1600 nm. Cette solution engendre en effet une faible inversion de population. Cette propriété a été rapportée par *J. F. Massicott et al.* [138]. Ils ont montré que le maximum du gain à 1600 nm est obtenu pour 37 % d'inversion de population. L'amplification autour de 1600 nm dans l'erbium a été étudiée dans le contexte des télécommunications [139]. Ces recherches ont été alors motivées par la possibilité d'étendre la bande passante des systèmes de transmission (systèmes WDM) en exploitant simultanément la bande C et la bande L. Dans ce contexte, *Feng et al.* ont rapporté l'observation expérimentale de l'oscillation de plus de 50 longueurs d'onde dans la bande 1562-1605 nm et ce dans un laser à fibre en forme de huit avec la boucle NOLM. La différence entre l'amplitude de ces fréquences est de moins de 3 dB et l'écart est de 0.8 nm. Ce dernier est fixé par un filtre Fabry-Pérot inséré dans la boucle unidirectionnelle. Ainsi, cette solution a offert de bons potentiels pour les systèmes DWDM [140-141]. Très récemment, les lasers à fibre opérant à 1.6  $\mu\text{m}$  ont montré beaucoup d'efficacité et de fiabilité dans la chirurgie ophtalmologique. En effet, *F. Morin et ses collègues* ont développé une source laser à fibre dopée erbium émettant à 1.6  $\mu\text{m}$  et destinée à la greffe des cornées. Le système émet des impulsions ultracourtes d'énergie 1.5  $\mu\text{J}$  avec un taux de répétition de 300 kHz. Il est basé sur une amplification à dérivée de fréquence et utilise une fibre dopée erbium large mode [142].

Ainsi, avoir un gain suffisant autour de 1600 nm et une inversion de population modérée est la contrainte principale pour concevoir une source fibrée autour de 1600 nm et contrôler le partage du gain entre les deux bandes C et L. En fait, ceci est possible en jouant sur les pertes linéaires dans la cavité. En effet, au-dessus du seuil, le gain compense les pertes, ce qui veut dire que le gain sature à sa valeur au seuil d'oscillation laser. Des pertes faibles assurent une inversion de population au seuil faible et doivent permettre en théorie d'obtenir une oscillation à 1600 nm sans avoir recours à un quelconque filtrage spectral. C'est cette solution que nous avons exploré afin de réaliser un laser à fibre à double gain émettant autour de 1600 nm à partir d'un amplificateur à fibre dopée erbium fonctionnant dans la

bande C. L'émission à 1.6  $\mu\text{m}$ , en continu et en verrouillage de modes, a été démontré dans deux configurations différentes : dans une cavité en anneau verrouillée en phase par la rotation non linéaire de la polarisation (puis par du graphène) et dans un laser à fibre en forme de huit verrouillé en phase par la boucle non linéaire [143].

## **I. Amplification à 1600 nm dans les lasers à fibre**

### **I.1. Motivations**

Actuellement l'extension de la bande passante est parmi les principaux défis en télécommunications. Ceci est justifié par le développement croissant des applications liées au multiplexage en longueur d'onde. Ces applications demandent un trafic énorme et exigent une large bande passante. Pour les lasers à fibre dopée erbium et comme mentionné dans l'introduction, étendre la bande d'émission du laser pour couvrir la bande L peut offrir beaucoup de perspectives. En effet, des études ont montré la possibilité d'utiliser cette bande (L) pour transporter des trafics de l'ordre de Téra bits [144].

L'amplification dans la bande L offre également des solutions dans le domaine médical surtout en chirurgie ophtalmologique. En effet, les lasers à fibre émettant à cette longueur d'onde (1600 nm) ont montré beaucoup d'efficacité et de fiabilité pour réaliser les opérations de greffe et de découpe des cornées [142]. Le recours aux systèmes émettant à 1.6  $\mu\text{m}$  est justifié par le fait que la cornée présente deux minimums d'absorption autours de 1050 nm et 1600 nm (figure IV.1). Les lasers actuels disponibles sur le marché opèrent à 1050 nm et présentent beaucoup d'avantages. Cependant, des études récentes [145] ont montré que la profondeur de pénétration des longueurs d'onde à 1600 nm est le triple que celui obtenu par des lasers émettant à 1050 nm. Cet avantage apporte beaucoup de confort et de précision lors de l'opération de découpe des tissus de la cornée. En se basant sur une source laser accordable Ti-saphir, l'équipe de K. Plamann, a constaté une chute de la profondeur de pénétration en allant de 1600 nm à 1050 nm [145-146]. Une comparaison entre la profondeur de pénétration entre les deux longueurs d'onde est illustrée par la figure IV.2.

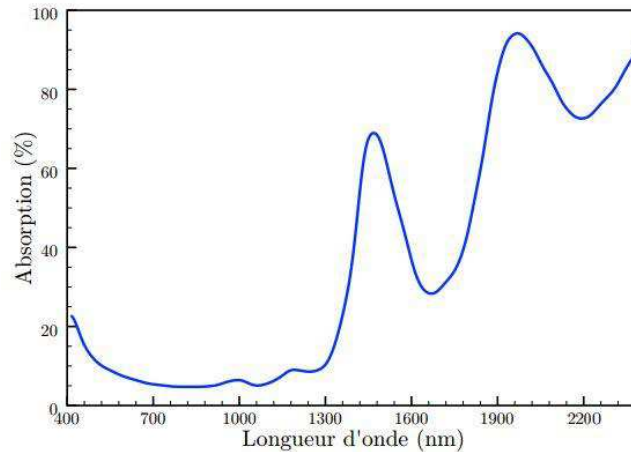


Figure IV. 1 : Absorption typique d'une cornée [145]

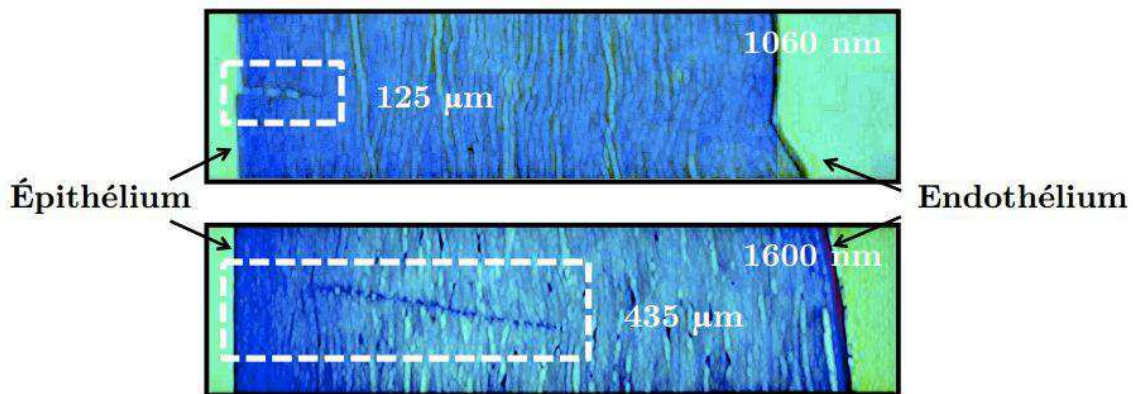


Figure IV. 2 : Comparaison entre la profondeur de pénétration lors d'une opération de découpe [146]

## I.2. Amplificateur à fibre dopée erbium

### I.2.1. Etat de l'art de la fibre dopée erbium

Grâce aux travaux de recherches de Kao « Godfather of Broadband » qui a réussi à réaliser les premières fibres optiques à base de silice à faibles pertes dans l'infrarouge [147], la fibre optique s'est présentée, depuis plus de 50 ans, comme un excellent candidat pour les applications de télécommunications. Les performances de ce support n'ont pas cessé de s'améliorer, jusqu'à l'introduction de la fibre dopée erbium. Cette dernière a permis de dépasser beaucoup de lacunes dans l'amplification du signal lumineux dans les systèmes conventionnels. En effet, les méthodes d'amplification dans ces systèmes sont basées sur une conversion électrique-optique en entrée et optique-électrique en sortie. Ces fonctionnalités ont été assurées par des dispositifs optoélectroniques dont le débit maximal s'est limité à 2 Gbit/s [148]. Ainsi, l'apport de la fibre dopée réside dans la régénération des signaux au cœur même de la fibre et ceci grâce à l'amplification par émission stimulée. Le premier amplificateur à

fibres dopées a été développée en 1964 [149]. Il s'agit d'une fibre multimode dopée néodyme et pompée par un flash. Peu de temps après, et dans la même équipe de recherche, Snitzer a développé le premier laser à fibre dopée erbium [150]. Cependant, il a fallu attendre 1987, où les chercheurs de l'université de Southampton et des laboratoires AT&T Bell, ont développé les premiers amplificateurs à fibre dopée à l'erbium monomodes [151-152]. Ces amplificateurs ont révolutionné le domaine d'optique non linéaire et ont permis ainsi de réaliser des sources lasers compacts.

### I.2.2. Structure électronique des ions terres rares

Grâce à leurs propriétés électroniques [153], les ions de terres rares se sont imposés comme des bons candidats pour le dopage des fibres optiques. En effet, le phénomène « contraction lanthanide », caractéristique principale de ces ions, permet d'avoir un effet d'écran de la couche 4f par les couches externes  $5s^2$  et  $5p^2$ , ce qui explique que les niveaux électroniques mis en évidence par spectroscopie optique sont faiblement perturbés par le champ électrique d'un environnement chimique. Par ailleurs, différents ions terres rares peuvent être utilisés pour le dopage. En télécommunications optiques, l'erbium est la solution la plus répandue puisque l'émission laser des ions  $Er^{3+}$  sur les longueurs d'onde 1530-1565 nm coïncide avec un minimum de pertes pour les fibres de silice.

D'autres ions de terre rares peuvent être utilisés pour le dopage des fibres, nous trouvons principalement le néodyme, l'ytterbium et le thulium. Le choix d'un tel ion dépend de l'application ciblée, qui à son tour dépend de la bande du gain des ions terres rares. La figure IV.3 montre la bande du gain pour certains ions de terre rares.

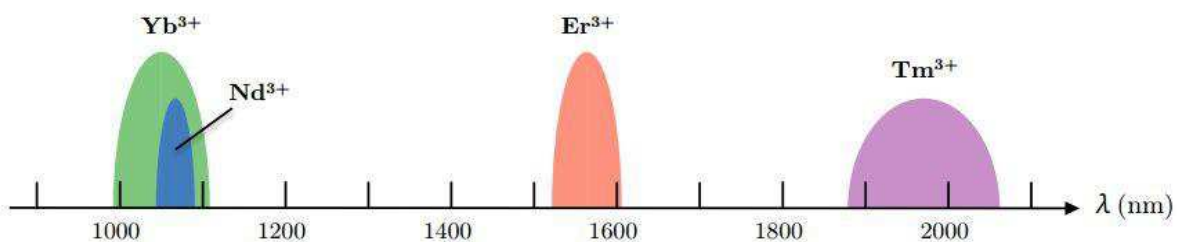


Figure IV. 3 : Gain des ions terre rares [154]

Pour augmenter les performances du dopage et altérer les propriétés de la silice, plusieurs co-dopants peuvent être utilisés. L'ytterbium, le germanium, l'aluminium, le fluor et le phosphore sont les plus utilisés. A titre d'exemple, l'aluminium peut être incorporé pour améliorer la solubilité des ions erbium et limiter le phénomène d'agrégats qui tend à limiter

les performances du laser dans le cas de forts dopages [155]. En outre, l'utilisation du phosphore permet d'avoir un transfert d'énergie efficace entre l'erbium et l'ytterbium (dans le cas d'un co-dopage erbium ytterbium) [156].

### I.2.3. Intérêt du Co-dopage : Erbium-Ytterbium

L'ajout d'ytterbium dans les fibres dopées erbium a été envisagé très tôt puis a été réétudié après l'amélioration des procédés de fabrication des fibres optiques [150]. L'objectif était d'améliorer l'absorption du signal pompe car l'erbium a une faible absorption à 980 nm. En effet, la section efficace d'absorption de l'ytterbium à 980 nm est proche de  $3 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2$  alors qu'elle n'est que d'environ  $7 \cdot 10^{-25} \text{ m}^2$  dans l'erbium. L'ytterbium joue le rôle d'un sensibilisateur de l'erbium, il permet de capter l'énergie de la pompe avant de la transmettre aux ions erbium. Afin de faciliter le transfert d'énergie entre ces deux dopants, beaucoup d'ion  $\text{Yb}^{3+}$  peuvent entourer un ion  $\text{Er}^{3+}$ . Ainsi, l'efficacité de ce transfert peut atteindre 95 % [157].

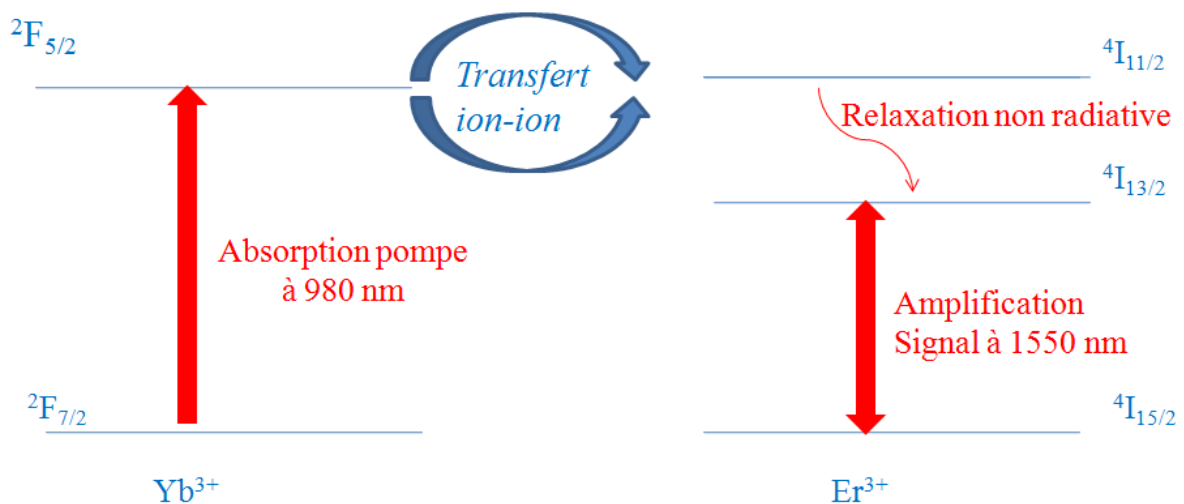


Figure IV. 4 : Description du principe d'amplification dans une fibre co-dopée erbium-ytterbium

### I.2.4. Principe de fonctionnement

Le fonctionnement de la fibre dopée erbium peut être modélisé par un système à trois niveaux d'énergie : ce sont le niveau fondamental  ${}^4\text{I}_{15/2}$ , le premier niveau excité  ${}^4\text{I}_{13/2}$  et le second niveau excité,  ${}^4\text{I}_{11/2}$ . L'amplification nécessite l'intervention d'une source externe pour apporter l'énergie, c'est le rôle de la diode laser à travers le pompage. Ce dernier peut s'effectuer soit à 980 nm ou à 1480 nm.

La procédure d'émission laser se déroule comme suit : à l'état fondamental, les ions erbium se trouvent dans le niveau  ${}^4\text{I}_{15/2}$ . Dès que la diode laser pompe la fibre dopée, les ions erbium

absorbent les photons et ainsi passent directement du niveau  ${}^4I_{15/2}$  au niveau  ${}^4I_{11/2}$ . A ce niveau et vu que sa durée de vie est très courte, l'ion erbium se désexcite rapidement (de l'ordre de la microseconde) vers le niveau métastable  ${}^4I_{13/2}$  de façon non radiative (sans émission de photon). 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 dans le niveau métastable jusqu'à atteindre une inversion de population. Le milieu devient alors amplificateur par le processus de l'émission stimulée.

### **I.3. Techniques utilisées pour l'amplification dans la bande L**

Différentes techniques peuvent être utilisées pour réaliser des sources cohérentes à 1.6  $\mu\text{m}$ . Nous trouvons principalement la conversion de longueur d'onde, la diffusion Raman, et l'émission directe (c'est la solution que nous avons explorée).

#### **I.3.1. Conversion de longueur d'onde**

Le principe de cette technique est d'utiliser une source laser qui émet dans une certaine bande et d'utiliser un module de conversion de fréquence pour transférer l'énergie sur les longueurs d'onde autour de 1.6  $\mu\text{m}$ . En fait, cette technique offre largement de solutions pour la réalisation des sources laser émettant à 1.6  $\mu\text{m}$ . Cependant, son rendement est limité, il varie généralement entre 10 % et 50 %, ce qui exige l'utilisation des sources lasers de forte énergie. Actuellement, plusieurs systèmes lasers, qui peuvent répondre à ce besoin, sont commercialisés sur le marché. Nous trouvons principalement les lasers à base de saphir dopé au titane et les lasers à base de cristaux dopés ytterbium. La première famille émet à 800 nm et peut générer des impulsions ultracourtes, de l'ordre de 5.8 fs. Son architecture est de type oscillateur amplificateur à dérive de fréquence. La limite de cette famille est qu'elle est peu adaptée à l'émission à haute énergie et à haute cadence à cause de systèmes de pompage utilisés (pompe par lasers doublés en fréquence) [158]. La seconde famille de lasers a la même architecture que celle de la première, mais, elle est très efficace et elle permet d'atteindre des puissances importantes avec une cadence élevée. Cette famille présente l'avantage d'être pompé directement par des diodes [159].

#### **I.3.2. Diffusion Raman**

L'effet Raman, découvert en 1928, consiste en la diffusion inélastique d'un photon de moindre énergie suite à l'excitation d'un photon incident par un mode vibrationnel [160-161]. Ceci permet d'avoir un échange d'énergie entre ces deux modes et produit ainsi un décalage de fréquence. La diffusion peut être spontanée ou stimulée. En régime spontané, l'intensité de



la lumière est faible, et ainsi, l'émission se produit par un transfert d'une petite particule d'énergie du champ incident à des fréquences différentes. Le décalage en fréquence dans ce cas est égal à la fréquence de vibration des molécules. Si cette fréquence est plus faible, l'onde diffusée est appelée onde Stokes. Par contre, si cette fréquence est plus élevée, l'onde diffusée est appelée anti-Stokes. Le phénomène est schématisé sur la figure IV.5.

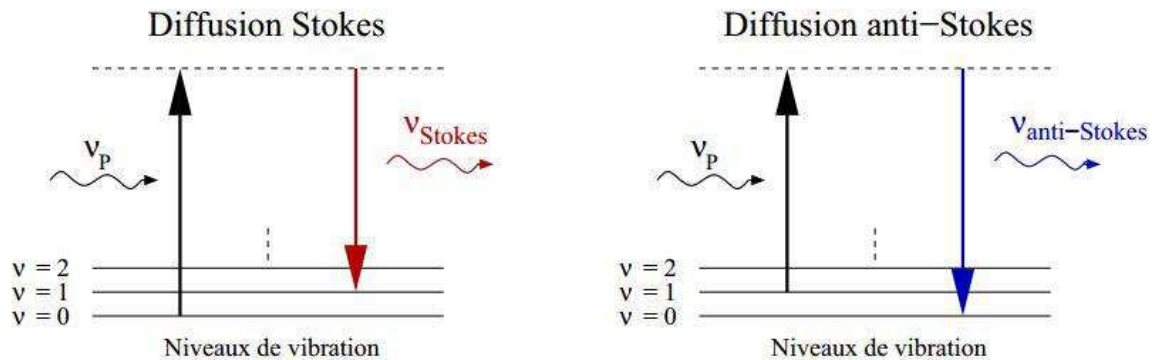


Figure IV. 5 : Phénomène de diffusion spontanée

La diffusion Raman spontanée est peu efficace puisque seul un millionième d'énergie de l'onde incidente qui peut être transférée vers les ondes Stokes et anti-Stokes [162]. En revanche, la diffusion Raman stimulée est un phénomène largement adopté dans beaucoup d'applications. Il s'agit d'un processus à deux photons dans lequel un photon de pompe de fréquence  $\nu_p$  transfère son énergie à une molécule où un ion, et un photon Stokes de fréquence  $\nu_s$ . Durant ce processus, si le système est suffisamment pompé, l'intensité de l'onde de Stokes croît rapidement, tandis que la pompe perd son énergie [162]. De ce fait, le nombre de photons générés lors de cette procédure augmente proportionnellement à la pompe, ce qui permet d'avoir un gain Raman important. A titre d'exemple, et dans le cas du verre silice, la courbe de gain Raman peut s'étaler sur une plage de 40 THz avec un maximum de gain décalé à la pompe de 13 THz [163]. Ceci signifie que la diffusion Raman stimulée peut amplifier une onde électromagnétique sur une large bande spectrale de 10 THz. Notons ainsi que la valeur du gain dépend du type de fibre utilisée. Il est de l'ordre de quelques dB/km/W dans les fibres standards. Cependant, dans les fibres à cristaux photoniques, il est de l'ordre d'une centaine de dB/km/W [163]. Le spectre de gain Raman est illustré par la figure IV.6.

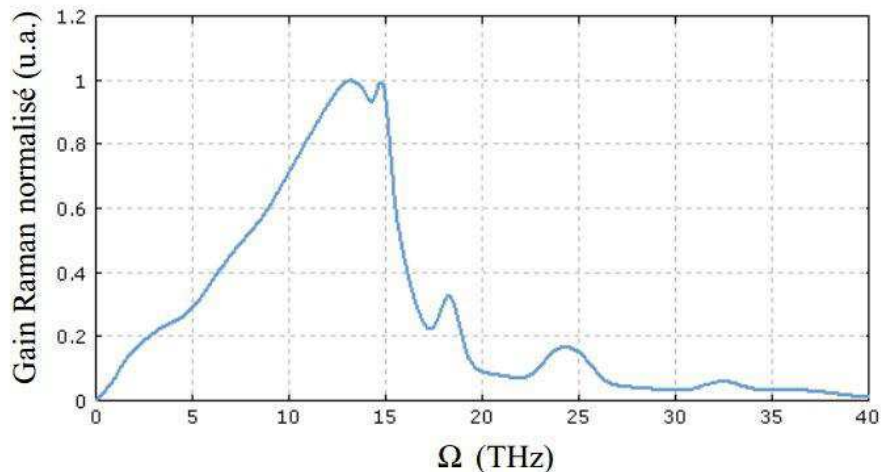


Figure IV. 6 : Gain Raman dans le verre Silice [163]

Actuellement, le processus d'amplification « Raman Stimulée » est à la base des amplificateurs à fibre par effet Raman [163]. Cette famille d'amplificateurs a montré des bonnes perspectives et a permis de réaliser des sources lasers cohérentes et compactes. La diffusion Raman stimulée (décalage de Stokes) peut être utilisée pour améliorer les systèmes lasers émettant dans la bande L. En effet, dans le cas des lasers à impulsions courtes (spectre large : supérieur au décalage Raman) F. M. Mitschke et ses collègues ont montré que les courtes longueurs d'onde peuvent servir pour amplifier les plus grandes longueurs d'onde via le gain Raman, ce qui permet d'avoir un auto-décalage du spectre vers les grandes longueurs d'onde [164]. D'ailleurs, cette méthode a permis de générer des impulsions à 1620 nm avec une durée et une énergie respectivement égale à 100 fs et 3.5 nJ [165].

## II. Conception d'une source laser émettant à 1.6 μm

Limiter l'inversion de population et contrôler le partage du gain dans les deux bandes C et L étaient l'idée de base pour commencer notre expérience. L'objectif visé était de forcer le laser à osciller, en continu et en verrouillage de modes, dans la bande L. La méthode que nous avons explorée est la gestion des pertes linéaires. En effet, au-dessus du seuil, le gain compense les pertes, ce qui veut dire que le gain sature à sa valeur au seuil d'oscillation laser. Des pertes faibles assurent une inversion de population au seuil faible et doivent permettre en théorie d'obtenir une oscillation à 1600 nm sans avoir recours à un quelconque filtrage spectral. Nous avons démontré cette approche dans deux configurations différentes : dans un laser à fibre en forme de huit et dans un laser à fibre en anneau (verrouillé en phase par la rotation non linéaire de la polarisation puis par le graphène). Nous allons détailler dans cette

partie notre méthode. Nous expliquerons par la suite certaines idées pour réaliser des sources accordables opérant en régime continu et en verrouillage de modes.

### II.1. Dispositif expérimental

Le laser à fibre mis en jeu est illustré par la figure IV. 7. Il est composé d'une cavité unidirectionnelle et d'une cavité NOLM. Le milieu actif est composé d'une fibre double gaine co-dopée erbium-ytterbium de 3 m longueur ayant une dispersion anormale égale à  $\beta_2 = -0.015 \text{ ps}^2/\text{m}$ . Le pompage est effectué par une diode laser à 980 nm. La puissance de pompage maximale disponible est 3 W. L'élément clé dans cette configuration est l'atténuateur fibré qui permet de contrôler les pertes linéaires (nous notons par  $\Gamma$  les pertes additionnelles induites par cet atténuateur). L'isolateur (ISO) est utilisé pour garantir une propagation unidirectionnelle dans la boucle UR. Les contrôleurs de polarisation (PC) permettent d'agir sur la biréfringence de la fibre et ainsi de modifier les pertes linéaires et non linéaires. Tous ces composants sont connectés (par soudure directe ou par des connecteurs) par des fibres monomodes. Ainsi, la longueur totale de la cavité est 20.75 m, ce qui correspond à un taux de répétition  $T = 104 \text{ ns}$ , ou encore  $ISL = 9.6 \text{ MHz}$ .

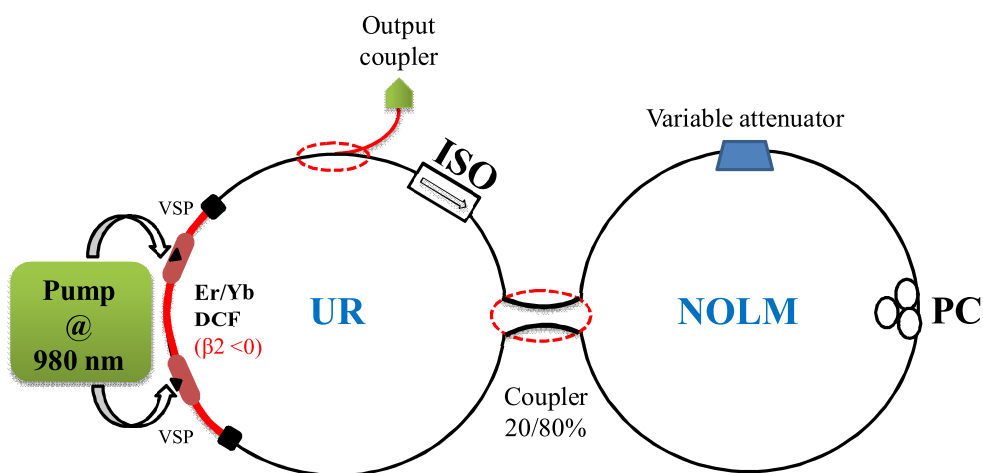


Figure IV. 7 : Schéma du laser

La cavité opère en régime de dispersion anormale avec  $\beta_2^{\text{tot}} L = -0.48 \text{ ps}^2$ . Elle est verrouillée en phase par le miroir à boucle non linéaire (NOLM) qui joue le rôle d'un absorbant saturable artificiel. Ainsi, en agissant convenablement sur les contrôleurs de polarisation, différents régimes impulsions peuvent être obtenus. L'émission continue ou verrouillée en phase peut être réalisée soit à 1565 nm, soit à 1610 nm soit à 1565 nm et 1610 nm simultanément.

## II.2. Caractérisation du laser

Différentes mesures ont été effectuées pour caractériser le fonctionnement du laser dans les conditions standards. La courbe IV.8 (a) compare la courbe d'émission spontanée amplifiée (ASE) de l'amplificateur et le signal laser pour des pertes additionnelles nulles ( $\Gamma = 0$ ). Nous remarquons bien que la bande d'émission de l'amplificateur est la bande C. Pour une puissance de pompe  $P_{\text{pompe}} = 4 \text{ W}$ , le spectre ASE s'étend de 1527 nm à 1573 nm. Le maximum d'intensité d'ASE est localisé à 1535 nm. Pour des orientations adéquates des contrôleurs de polarisation, le laser peut osciller en continu à 1610 nm, avec une largeur spectral à environ 0.5 nm. L'émission à 1.6  $\mu\text{m}$  est indépendante de la puissance de pompe et de la dispersion. Elle a lieu pour différents taux de couplages de sortie 1%, 5 % et 10 %.

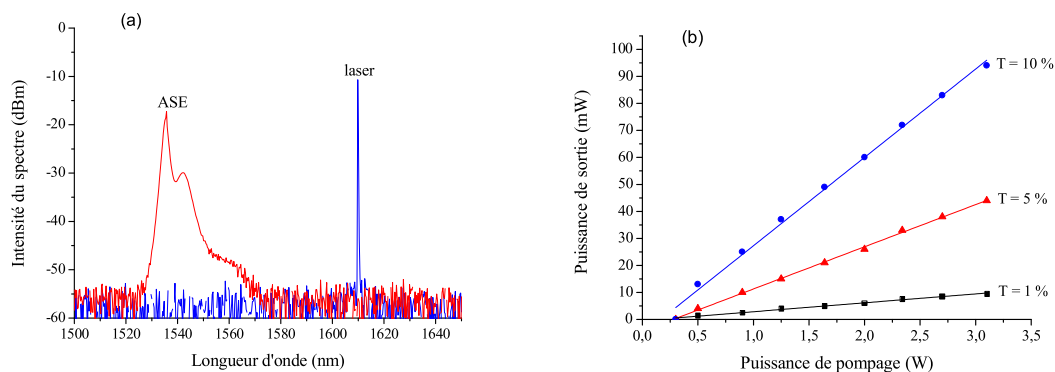


Figure IV. 8 : (a) Spectre laser et spectre ASE, (b) Evolution de la puissance de sortie à 1.6  $\mu\text{m}$  pour différents couplages de sortie

L'étude de l'effet de couplage de sortie est très intéressante. Elle nous permet d'identifier les conditions optimales pour le fonctionnement du laser et de déterminer la puissance maximale qui peut être extraite. Cette étude nous a mis devant deux contraintes différentes : générer une puissance maximale en continu à 1.6  $\mu\text{m}$  et étendre au maximum la bande d'émission vers les grandes longueurs d'onde. Nous allons montrer dans ce chapitre qu'il est difficile de répondre en même temps à ces deux exigences. Nous avons étudié dans une première étape l'évolution de la puissance de sortie en continu à 1.6  $\mu\text{m}$  en fonction de la puissance de pompe.

Comme le montre la figure IV.8 (b), la puissance de sortie augmente proportionnellement avec la puissance de pompage pour les trois couplages de sortie. De même, le rendement passe de 0.3 % pour un couplage de 1 %, à 3.2 % pour un couplage de 10 %. Ces résultats sont en accord avec les observations expérimentales rapportées dans la référence [166]. La puissance maximale est générée avec un coupleur 10 %, elle est autour de 100 mW. Cette valeur est très grande par rapport à ce qui est rapporté dans les références [167-168]. Ainsi, ces résultats prouvent la possibilité de faire osciller un laser à 1.6  $\mu\text{m}$  à partir d'un amplificateur fonctionnant en bande C [143].

### II.3. Emission impulsionnelle à 1.6 $\mu\text{m}$

Le verrouillage de modes dans cette cavité est initié par le miroir à boucle non linéaire (NOLM). Ainsi, pour un réglage adéquat du contrôleur de polarisation, le laser peut générer des dizaines d'impulsions distribuées selon différents états et occupant la totalité ou une partie de la cavité. L'émission peut être autour de 1.6  $\mu\text{m}$ , autour de 1.56  $\mu\text{m}$  ou simultanément autour des deux. En fait, la génération d'impulsions dans une cavité dissipative est due à un équilibre entre le gain et les pertes, la dispersion et la non linéarité. Par ailleurs, en changeant l'un de ces paramètres, le laser passe d'un état d'équilibre à un autre. A titre d'exemple, le laser peut produire trois paquets d'impulsions sur toute la largeur de la cavité (figure IV.9(a)). Ces paquets contiennent le même nombre d'impulsions, et ils sont distants de 11 ns, alors que le temps de séparation entre les impulsions du même paquet est 1 ns. Ces impulsions sont en mouvement dans la cavité et peuvent subir des forces d'interactions avec les ondes dispersives. Le spectre optique correspondant est centré à 1609 nm (figure IV.9 (b)).

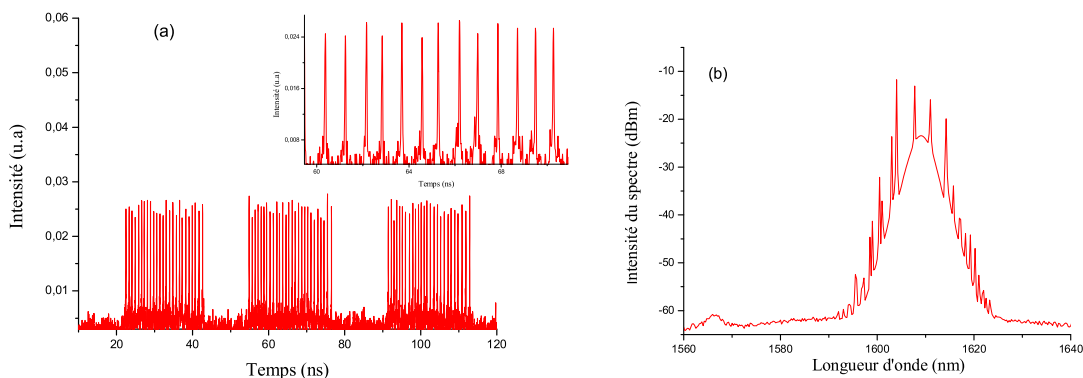


Figure IV. 9 : Trace temporelle d'une distribution par paquets d'impulsions (a), spectre optique correspondant (b)

En modifiant l'orientation du contrôleur de polarisation, ces paquets d'impulsions peuvent se réarranger en une distribution régulière d'impulsions sur toute la largeur de la cavité pour donner naissance à un régime harmonique (figure IV.10 (a)). Dans ce régime, les impulsions sont équidistantes avec un taux de répétition égal à 1 GHz. Notons aussi que l'augmentation de la puissance de pompage permet d'avoir un ordre élevé du régime harmonique (augmentation du taux de répétition). En fait, c'est l'énergie apportée au système qui est responsable de la création de nouvelles impulsions. Le spectre optique correspondant (au régime harmonique) est schématisé par la figure IV.10 (b). Il est centré à 1609 nm. Une étude détaillée du régime harmonique sera présentée dans le chapitre suivant.

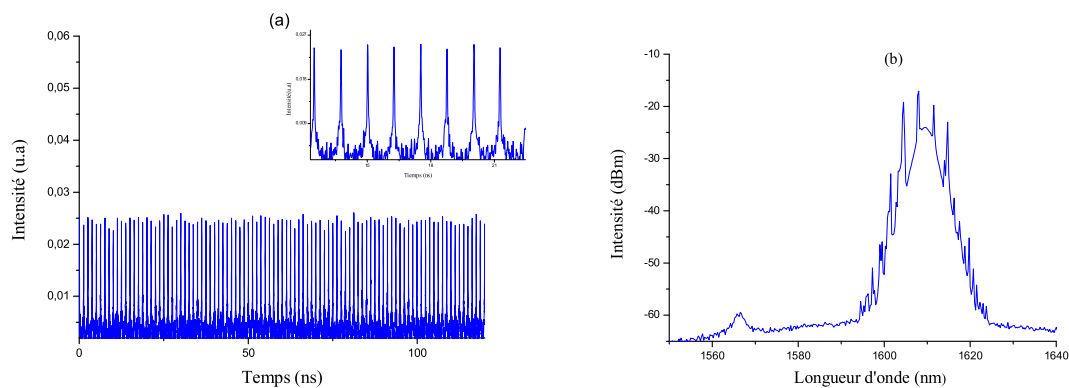


Figure IV. 10 : Trace temporelle d'un régime harmonique (a), spectre correspondant (b)

### III. Contrôle de la longueur d'onde d'émission par les pertes linéaires

#### III.1. Etude préliminaire

Le taux de l'inversion de population (pourcentage des ions excités/ pourcentage des ions à l'état fondamental) permet de définir la proportion du gain dans les bandes C et L. Lorsque le système est fortement inversé, les courtes longueurs d'onde bénéficient d'un maximum de gain, alors que les grandes longueurs d'onde ont un faible gain, même avec des forts pompages. Cependant, pour des faibles inversions de population, le gain diminue et se décale vers les grandes longueurs d'onde. Ainsi, une inversion de population entre 30 % et 40 % peut permettre d'avoir un gain majoritaire dans la bande L [154]. Ceci est illustré par la figure IV.11 qui montre l'évolution des sections efficaces du gain pour différents taux d'inversions de population.

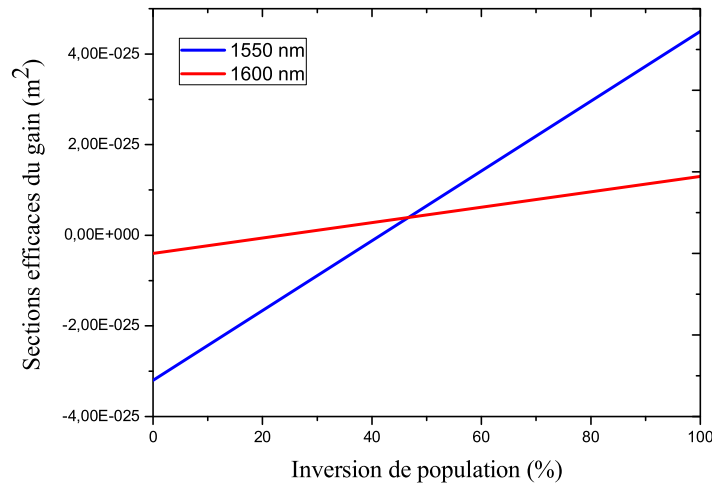


Figure IV. 11 : Evolution des sections efficaces du gain en fonction de l'inversion de population [154]

### III.2. Fonctionnement initial en continu

Nous nous intéressons dans cette partie à étudier le décalage des longueurs d'onde en fonction des pertes additionnelles dans la configuration sous forme de huit. Afin de minimiser les pertes localisées, nous avons choisi de travailler avec un coupleur de sortie de 1 %. Ainsi, pour une puissance de pompage égale à 500 mW et pour un réglage adéquat des contrôleurs de polarisation, le laser peut osciller en continu à 1610 nm et produire 2 mW comme puissance de sortie.

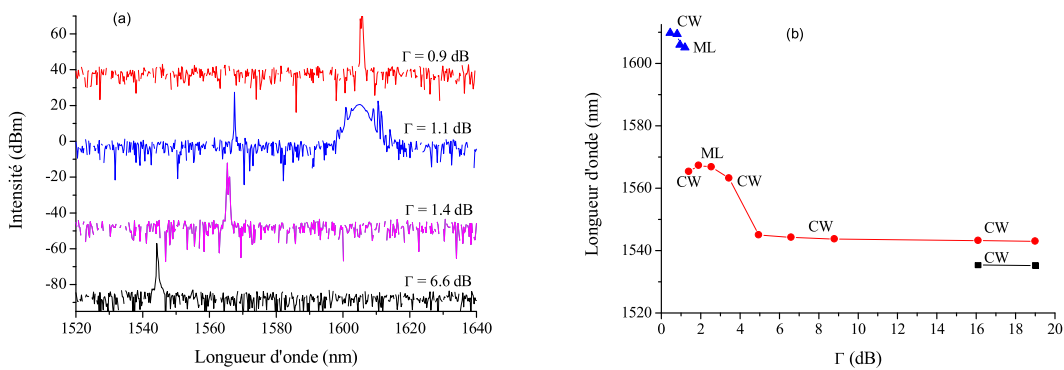


Figure IV. 12 : (a) Evolution du spectre en fonction des pertes additionnelles ;(b) Evolution de la longueur d'onde d'oscillation en fonction des pertes additionnelles (ML : mode locking : régime verrouillage de mode, CW : continuous Wave : régime continu)

En partant d'un régime continu à 1610 nm et en augmentant les pertes additionnelles induites par l'atténuateur, nous observons un décalage progressif de la longueur d'onde d'oscillation vers 1605.9 nm pour  $\Gamma = 0.9$  dB. En augmentant encore les pertes additionnelles et pour  $\Gamma = 1.1$  dB, cette composante s'est transformée à une émission verrouillée en phase à 1605 nm et une composante continue à 1565 nm. L'émission impulsionnelle disparaît à partir de  $\Gamma = 1.4$  dB, où il n'y a pas un gain suffisant à  $1.6 \mu\text{m}$  pour compenser les pertes. Ce qui confirme que l'oscillation à 1610 nm n'existe que pour des inversions de populations modérées [138,154].

Pour détailler d'avantage l'évolution de ce processus, nous avons tracé la variation de la longueur d'onde d'oscillation en fonction des pertes additionnelles. La figure IV.12 (b) montre un décalage progressif de la longueur d'onde d'oscillation vers les courtes longueurs d'onde. Ce décalage s'est effectué avec un basculement entre une émission continue et une émission verrouillée en phase jusqu'à atteindre les deux pics de l'ASE de l'erbium.

### III.3. Fonctionnement initial verrouillé en phase

Nous avons refait la même étude que précédemment, mais avec un spectre initial verrouillé en phase. Nous avons constaté que l'évolution de la longueur d'onde suit le même principe. En effet, comme le montre la figure IV.13 (a), l'augmentation des pertes linéaires induit un décalage progressif vers les courtes longueurs d'onde. Le spectre de sortie passe ainsi d'un régime impulsionnel à 1612 nm à un régime « noise like » puis à une émission impulsionnelle à  $1.56 \mu\text{m}$  pour converger enfin vers un régime continu à 1545 nm à partir de  $\Gamma = 6.6$  dB.

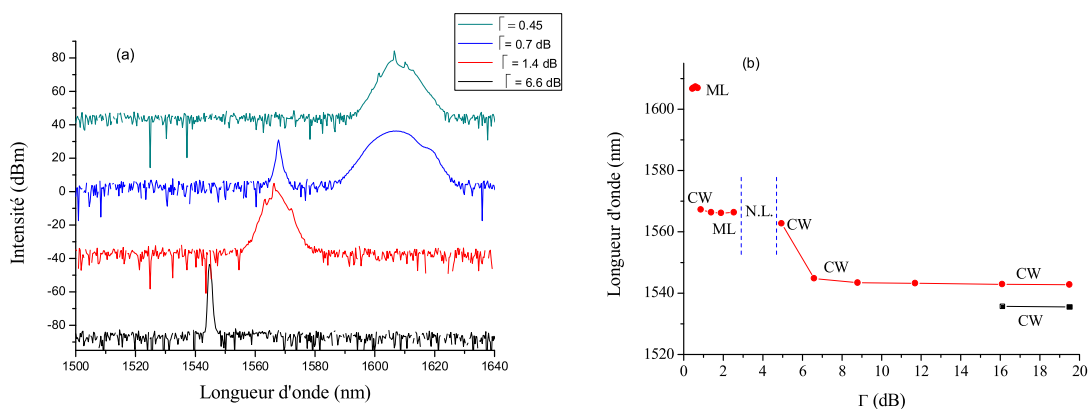


Figure IV. 13 : (a) Evolution du spectre de sortie en fonction des pertes additionnelles, (b) Evolution de la longueur d'onde d'oscillation en fonction des pertes additionnelles



La figure IV.13 (b) détaille l'évolution de la longueur d'onde d'oscillation en fonction des pertes linéaires. La coexistence entre les deux émissions à 1600 nm et à 1565 nm reflète un partage du gain entre ces deux longueurs d'onde et une inversion de population modérée.

Nous avons étudié l'évolution du spectre de sortie à partir d'une autre condition initiale où deux émissions verrouillées en phase coexistent simultanément. Le comportement spectral du laser est similaire aux deux cas précédent. Les figures IV.14 (a) et IV.14 (b) illustrent la variation du spectre de sortie et de la longueur d'onde d'oscillation en fonction des pertes linéaires.

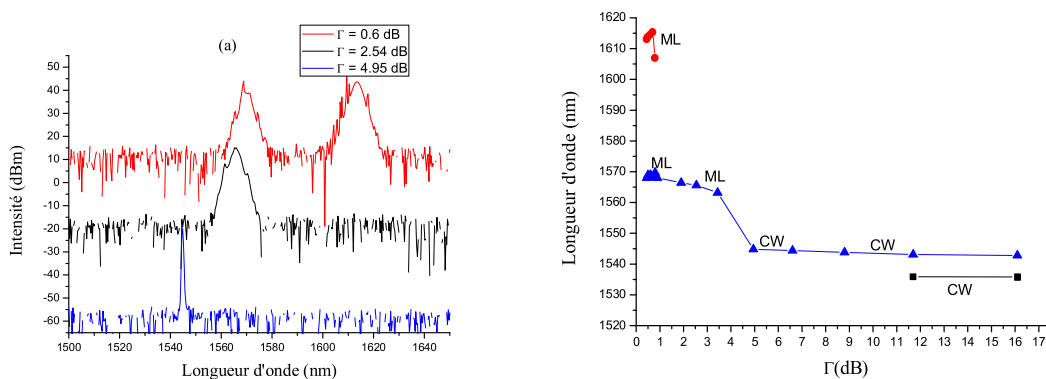


Figure IV. 14 : (a) Evolution du spectre de sortie en fonction des pertes additionnelles, (b) Evolution de la longueur d'onde d'oscillation en fonction des pertes additionnelles

Ainsi, tous ces résultats nous permettent de mettre en évidence l'impact des pertes linéaires sur les propriétés spectrales du laser et de déterminer ainsi les conditions nécessaires pour forcer le laser à osciller à 1600 nm [143].

## IV. Cas d'un laser à fibre en anneau

### IV.1. Dispositif expérimental

Afin de valider le concept de l'émission à 1.6  $\mu\text{m}$ , nous avons réalisé une cavité en anneau qui opère en régime continu. La cavité est composée d'un amplificateur à fibre double gaine co-dopée erbium ytterbium (nous avons utilisé un autre amplificateur que celui de la figure huit) pompé par deux diodes laser, à 980 nm, un atténuateur fibré et un isolateur. La cavité est schématisée sur la figure IV.15.

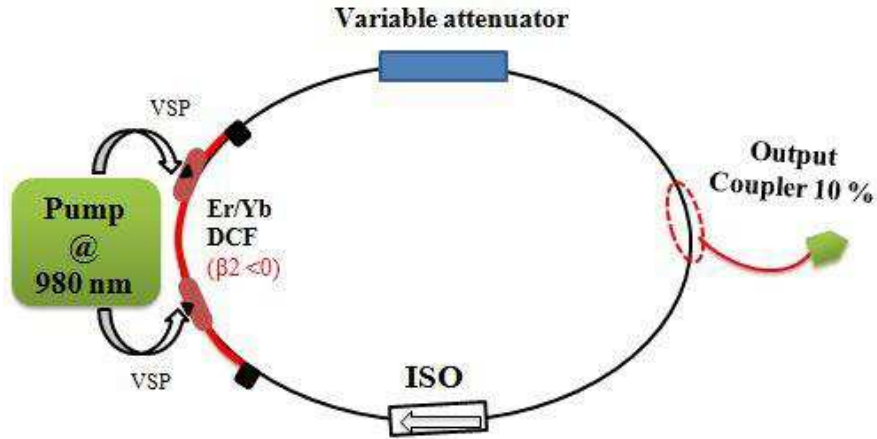


Figure IV. 15 : Cavité laser en anneau

L'amplificateur émet dans la bande C, alors que le laser peut osciller spontanément en continu à 1611 nm sans besoin d'aucun réglage lorsque l'atténuateur est réglé au minimum ( $\Gamma = 0$  dB). La puissance maximale générée en continu est d'environ 125 mW avec une puissance de pompage autour de 5 W, ce qui donne un rendement autour de 2.5 %. L'émission à 1.6  $\mu\text{m}$  existe pour toutes les valeurs de la puissance de pompage. Les deux figures IV.16 (a) et (b) montrent les spectres d'ASE et laser ainsi que l'évolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance de pompage.

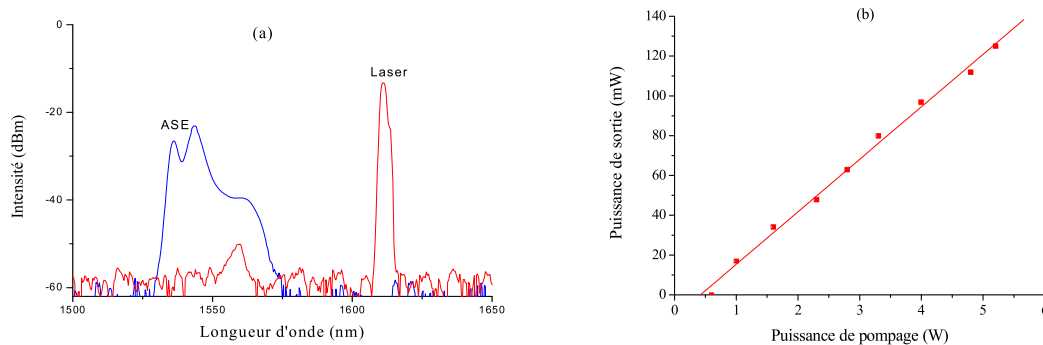


Figure IV. 16 : Spectre ASE et spectre laser, (b) Evolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance de pompage

## IV.2. Etude de décalage de spectre en régime continu

Le comportement spectral du laser, vis-à-vis de l'augmentation des pertes linéaires, est similaire à celui démontré dans la cavité en forme de huit. Ainsi, l'augmentation des pertes linéaires induit un décalage du spectre vers les courtes longueurs d'onde. En fait, en régime stationnaire, l'augmentation des pertes conduit à une augmentation du gain dans la cavité (le

gain augmente pour compenser les pertes). Cela renforce l'inversion de population et amène donc le laser à osciller vers les courtes longueurs d'onde. L'évolution du spectre et de la longueur d'onde d'oscillation en fonction des pertes additionnelles est illustrée sur la figure IV.17.

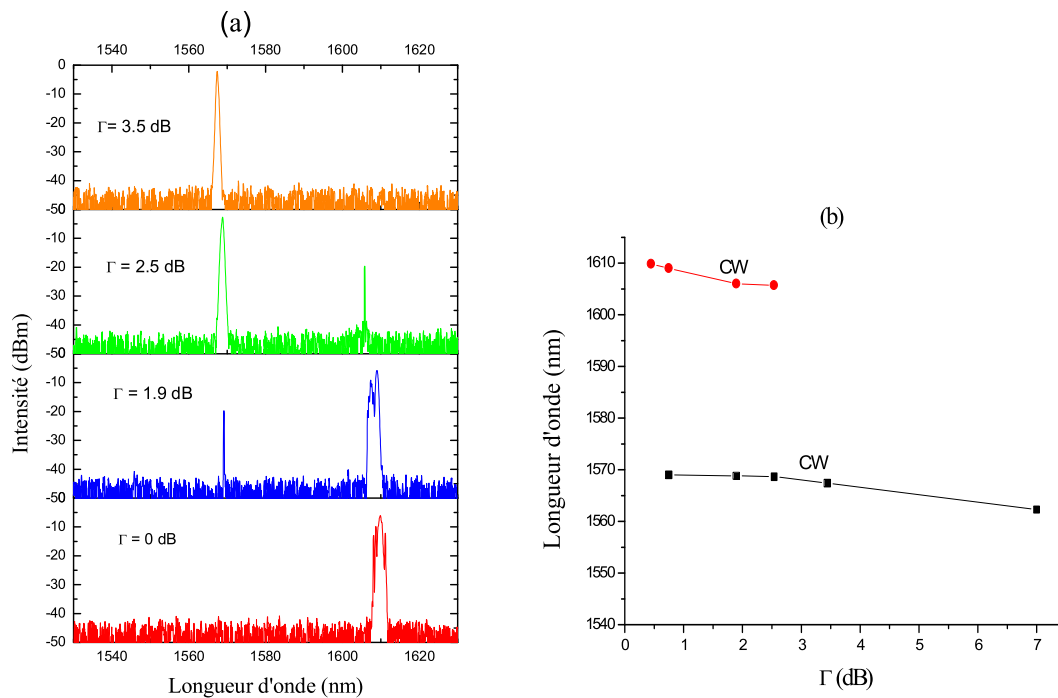


Figure IV. 17 : (a) Evolution du spectre de sortie en fonction des pertes additionnelles, (b) Evolution de la longueur d'onde d'oscillation en fonction des pertes additionnelles

### IV.3. Conception d'une source continue et accordable sur 100 nm

#### IV.3.1. Etat de l'art

La génération du signal mono fréquence et accordable dans les lasers à fibre a suscité beaucoup d'intérêt. Ce dispositif offre un apport significatif pour beaucoup d'applications liées au multiplexage en longueur d'onde et à la spectroscopie haute résolution [169-170]. La suppression du saut de mode et la stabilisation du signal mono fréquence sont les conditions nécessaires pour assurer ce fonctionnement [171-172]. En fait, différentes techniques ont été utilisées pour produire des signaux mono-fréquences et accordable dans les lasers à fibre. Nous trouvons principalement le réseau de Bragg [173], les filtres Fabry-Pérot [174-175] et le filtre à résonateur en anneau [176-177]. Ce dernier (filtre à résonateur en anneau) est constitué d'une sous cavité externe dans un laser à fibre en forme d'anneau. Le contrôle de fonctionnement de cette cavité externe peut supprimer les modes indésirables, ce qui est essentiel pour la réalisation d'un filtrage sans saut de modes dans la cavité principale.

Dans ces dispositifs (mono-fréquence), la largeur de la fenêtre d'accordabilité, la puissance de sortie produite et le rapport signal bruit sont des facteurs importants qui déterminent les performances de ces systèmes et qui identifient la nature des applications ciblées. A notre connaissance, la fenêtre d'accordabilité la plus large est rapportée par Hongxin Chen et ses collaborateurs. Ils ont un laser à fibre dopée à l'erbium accordable sur 70 nm (1510-1580 nm), avec une puissance de sortie d'environ 0.5 mW et un rapport signal bruit égal à 60 dB [178]. Nous avons montré dans la partie précédente un laser à fibre émettant dans la bande L par la gestion des pertes linéaires. En partant de ce concept, et en utilisant un filtre accordable large bande (C+L), nous avons réalisé un laser accordable sur 100 nm (1520-1620). Nous décrirons dans la partie suivante le comportement du laser ainsi que les résultats obtenus.

#### **IV.3.2. Dispositif expérimental**

Nous nous proposons dans cette partie de caractériser un laser à fibre en anneau accordable sur 100 nm. La cavité étudiée est constituée d'un amplificateur à fibre dopée erbium, d'un isolateur et d'un filtre accordable OTF320, fabriqué par la société SANTEC (figure IV.18). Nous nous intéresserons à analyser les courbes d'accord ainsi que l'évolution du rapport signal bruit pour différents taux de couplage de sortie. L'objectif est de déterminer les conditions optimales de fonctionnement.

Le choix de la position du filtre dans la cavité est très important. En effet, nous allons démontrer que ce choix agit directement sur le rapport signal bruit et sur la puissance de sortie. Deux configurations peuvent être étudiées. La première consiste à mettre le filtre entre l'entrée de l'amplificateur et la sortie de l'isolateur (figure IV.19 (a)). Alors que dans la seconde, le filtre est placé après la sortie de l'amplificateur et avant le coupleur de sortie (figure IV.19 (b)).



Figure IV. 18 : Filtre utilisé

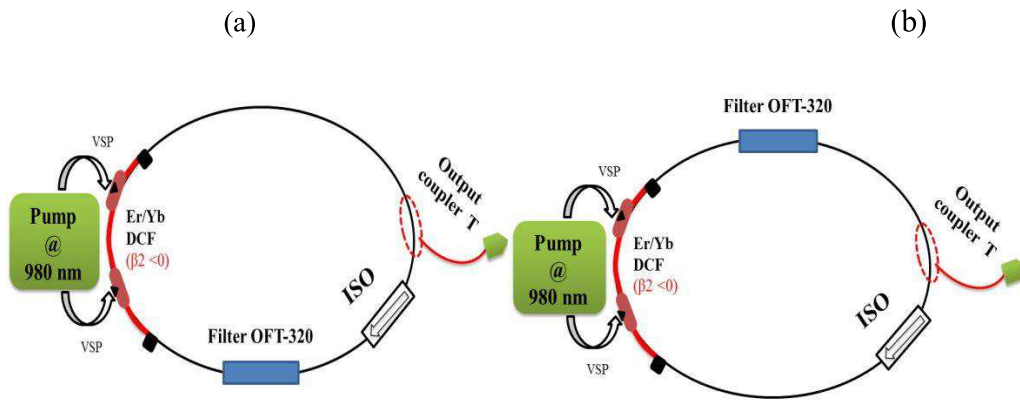


Figure IV. 19 : (a) Première configuration, (b) Seconde configuration

Dans cette étude, nous nous sommes limités à une puissance de pompage égale à 1.1 W car le filtre ne supporte pas une puissance incidente supérieure à 320 mW.

### IV.3.3. Etude de la première configuration

Dans cette configuration, le filtrage est effectué avant l'amplification du signal. La largeur spectrale du filtre est 0.6 nm. Pour caractériser le fonctionnement mono-fréquence, nous avons tracé dans un premier temps les courbes d'accord pour différents taux de couplages de sortie. Comme illustré dans la figure IV.20, le rendement maximal (6 %) est obtenu avec un coupleur de sortie de 30 % à 1563 nm. En s'approchant des grandes longueurs d'onde, nous remarquons une diminution brusque de la puissance de sortie. Cette puissance correspond à la puissance du bruit d'ASE et la puissance du signal continu, ce qui reflète que le gain est faible dans la bande L. La plage d'émission est limitée à 1613 nm pour  $T = 30 \%$ , alors que elle s'étend jusqu'à 1619 nm pour un couplage de sortie de 5 %. Ces résultats confirment nos études précédentes où l'émission à 1.6  $\mu\text{m}$  est optimale pour des pertes linéaires minimales [143].

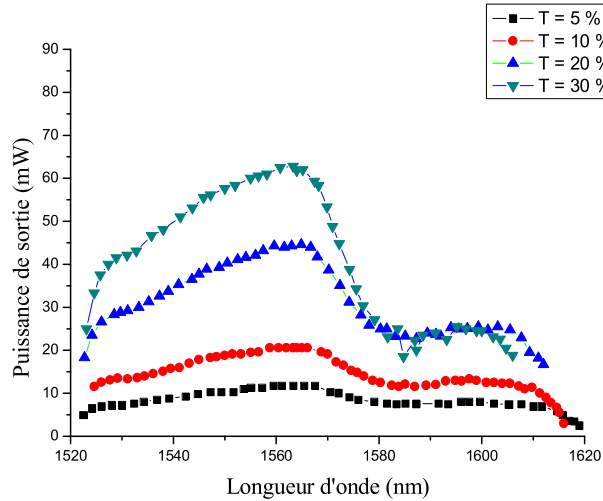


Figure IV. 20 : Courbes d'accord pour différents couplages de sortie

Dans cette configuration, le rapport signal/bruit n'est pas le même sur toute la plage de longueur d'onde (1520-1620 nm). En effet, nous avons constaté l'apparition d'un bruit d'ASE dont l'intensité croît progressivement en s'approchant des grandes longueurs d'onde. Le rapport signal bruit garde presque une valeur constante dans la bande C pour les quatre couplages de sortie (il est autour de 60 dB), alors qu'il diminue brusquement en s'approchant de la bande L pour se stabiliser autour de 45 dB pour  $T = 5\%$ , 42 dB pour  $T = 10\%$ , 39 dB pour  $T = 20\%$  et 34 dB pour  $T = 30\%$  (figure IV.21). Ces mesures dépendent fortement de la valeur du gain dans la bande L qui diminue lorsque le couplage de sortie augmente.

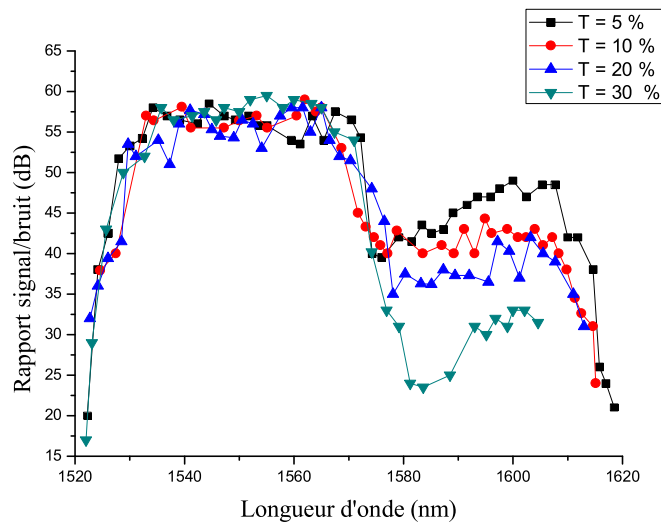


Figure IV. 21 : Evolution du rapport signal/ bruit

Nous avons tracé l'évolution de spectre de sortie en fonction de la longueur d'onde d'oscillation pour un couplage de sortie de 5 % (figure IV.22). Comme mentionné précédemment, nous remarquons l'apparition d'un bruit d'ASE à partir 1570 nm. L'intensité de ce bruit est maximale lorsque le laser oscille à 1619 nm. Pour supprimer ce bruit, qui dégrade les performances du signal accordable dans la bande L, nous avons ajouté une fibre dopée erbium à la sortie de l'amplificateur. Ce choix est justifié par le fait que la fibre dopée présente une forte absorption autour de 1550 nm, ce qui permet d'absorber le bruit d'ASE. Cependant, cette solution n'a pas abouti à des résultats concluants, puisque le bruit d'ASE persiste toujours.

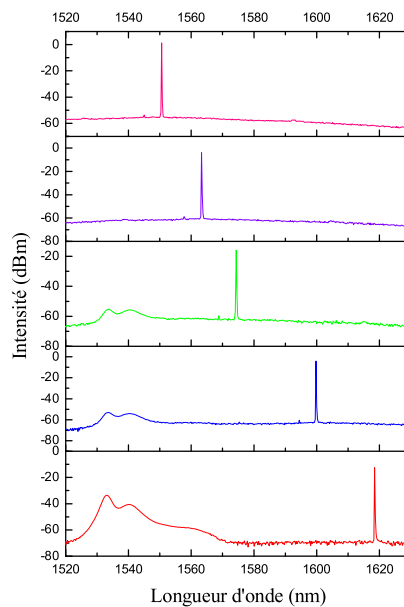


Figure IV. 22 : Evolution du spectre en fonction de la longueur d'onde d'oscillation du laser

Afin de supprimer ce bruit d'ASE, nous avons décidé de placer le filtre après l'amplificateur. Les résultats sont présentés dans le paragraphe suivant.

#### IV.3.4. Etude de la seconde configuration

Dans cette configuration, le laser peut produire jusqu'à 19 mW dans la bande C pour  $T = 30\%$ , ce qui donne un rendement égal à 1.7 %. Cette dernière valeur passe à 0.5 % en s'approchant des grandes longueurs d'onde. Pour  $T = 5\%$ , la puissance maximale est de 4 mW à 1565 nm et 2 mW à 1600 nm. Cette puissance (de sortie) correspond seulement à la puissance du signal continu puisque le bruit d'ASE est filtré sur les bandes C et L. Ceci est illustré par la figure V.23 qui montre l'évolution du spectre en fonction de la longueur d'onde

d'oscillation. Les spectres présentés sur cette figure montrent l'absence de bruit d'ASE sur toute la gamme d'accord en longueur d'onde (1520-1620).

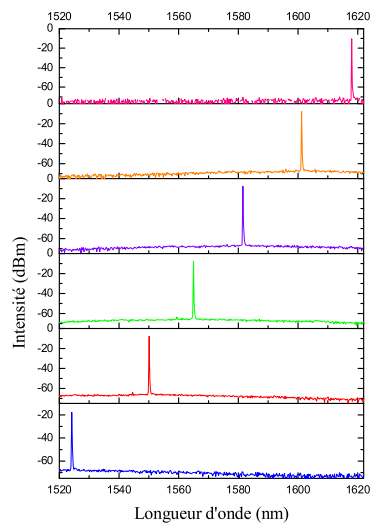


Figure IV. 23 : Evolution du spectre de sortie en fonction de la longueur d'onde d'oscillation du laser

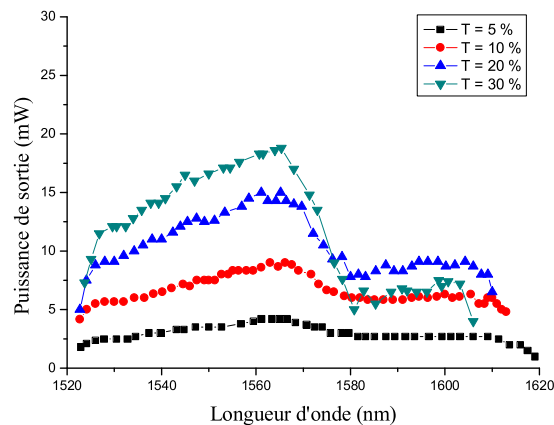


Figure IV. 24 : Courbes d'accords pour différents taux de couplage de sortie

L'avantage de cette configuration est qu'elle permet de supprimer le bruit d'ASE. En effet, le filtre étant placé après l'amplificateur, filtre tout le bruit ASE. Par conséquent, le rapport signal bruit est presque constant pour les 4 coupleurs de sortie, autour de 60 dB sur les bandes C et L (figure IV.25 (b)). Afin d'illustrer nos propos, nous allons analyser le comportement spectral du laser pour un coupleur de sortie  $T = 5\%$ . Nous avons commencé par mesurer les courbes d'accord pour plusieurs puissances de pompage. Pour  $P_{\text{pomp}} = 900\text{ mW}$  et  $P_{\text{pomp}} = 1100\text{ mW}$ , les courbes suivent la même évolution avec une petite différence dans la puissance de sortie (figure IV.25 (a)).



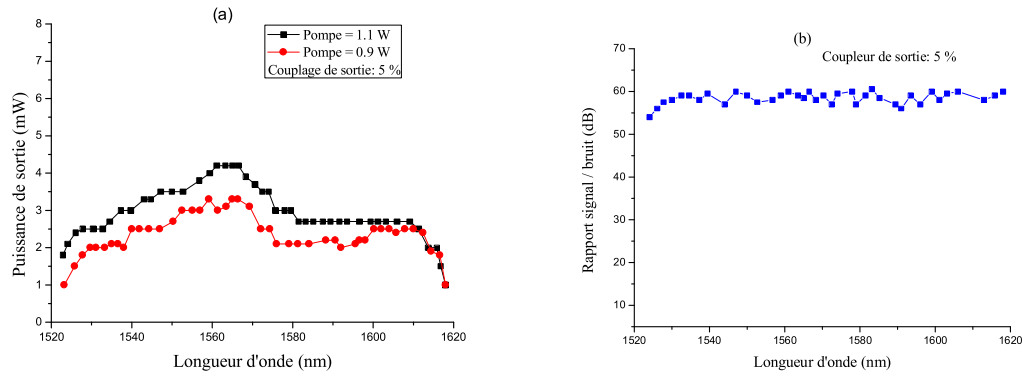


Figure IV. 25 : (a) Courbes d'accord en fonction de la puissance de pompage, (b) Evolution du rapport signal/bruit

### IV.3.5. Discussion

En regardant les deux configurations, nous remarquons que la puissance maximale est générée dans le cas où le filtre est placé avant l'amplificateur. Cependant, une partie de cette puissance est contenue dans le bruit d'ASE. Ce problème peut être résolu en plaçant le filtre après l'amplificateur, nous perdons alors la moitié de la puissance de sortie par rapport à la première configuration. Les figures IV.26 détaillent les courbes d'accord et le rapport signal bruit en fonction de la position du filtre dans la cavité pour  $T = 5\%$ .

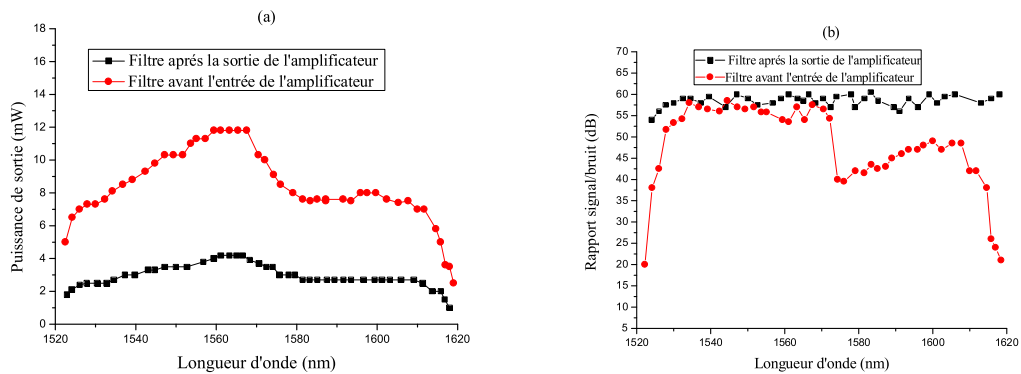


Figure IV. 26 : (a) Courbes d'accord en fonction de la position du filtre dans la cavité, (b) Rapport signal / bruit en fonction de la position du filtre

## VI. Accordabilité dans un laser à fibre en anneau double gaine dopée Er/Yr verrouillé en phase

### VI.1. Le filtrage artificiel dans une cavité laser : les contrôleurs de polarisation

Les lasers à fibre verrouillés en phase et accordables trouvent aujourd'hui de nombreuses applications dans différents domaines comme la spectroscopie, la mesure et les télécommunications optiques. La mise en place de ces sources fait appel généralement à des filtres accordables pour sélectionner les longueurs d'onde souhaitées et obtenir des régimes impulsions [179-180]. Cependant, la bande étroite des filtres limite la durée d'impulsion et la large bande d'émission du laser, ce qui rend difficile la réalisation des sources accordables sur une large fenêtre spectrale. Une solution alternative, qui consiste à exploiter le filtrage lié à la biréfringence des fibres en jouant sur les contrôleurs de polarisation, a été démontrée dans différentes configurations [179-183]. L'architecture du filtre biréfringent est schématisée sur la figure IV.27.

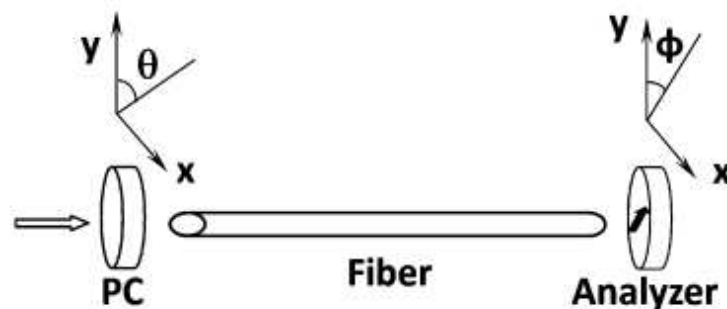


Figure IV. 27 : Structure équivalente d'un filtre biréfringent [184]

Le principe des filtres biréfringents est basé sur le réglage des contrôleurs de polarisation. Ces derniers agissent sur la biréfringence des fibres optiques et induisent des pertes linéaires et non linéaires. Ainsi, la transmission de ce filtre dépend fortement de l'orientation des contrôleurs de polarisations. Elle peut être exprimée par l'équation 4.1 [185] :

$$T = \sin^2\theta \sin^2\varphi + \cos^2\theta \cos^2\varphi + \frac{1}{2} \sin 2\theta \sin 2\varphi \cos [\phi_l + \phi_{nl}] \quad (4.1)$$

où  $\theta$  est l'angle entre l'axe rapide du contrôleur de polarisation et l'axe neutre,  $\varphi$  est l'angle entre l'axe de transmission de l'analyseur et l'axe neutre,  $\phi_l$  est le retard de phase linéaire et  $\phi_{nl}$  est le retard de phase non linéaire.

La transmission  $T$  influe indirectement sur la transmission totale de la cavité et peut contrôler donc le comportement spectral et temporel du laser. Dans cette contribution, les auteurs de la

référence [184] ont montré qu'il est possible de modifier la bande de transmission de la cavité en changeant les angles des contrôleurs de polarisation (pour  $\theta = 0.4 \pi$  et  $\theta = 1.6 \pi$ ). Ce résultat est illustré sur la figure IV.28.

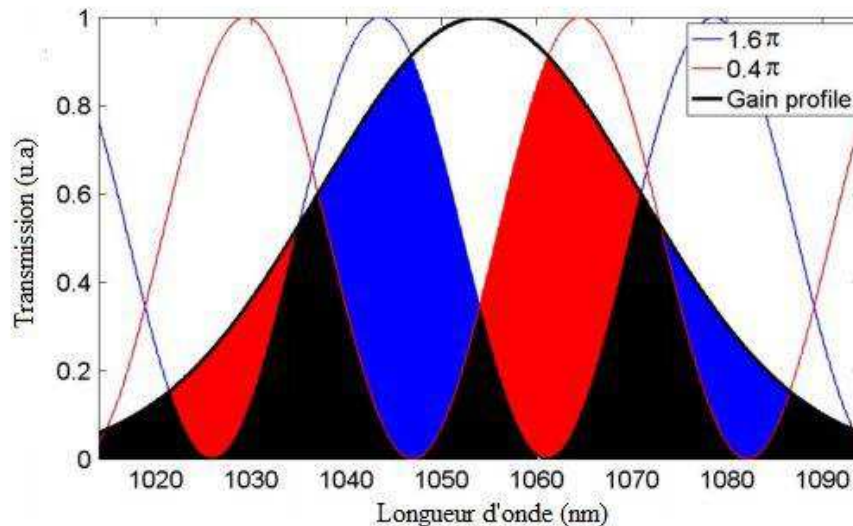


Figure IV. 28 : Variation de la transmission en fonction de l'angle des contrôleurs de polarisation (Noir) : Gain effectif, (rouge) : Gain pour un angle de  $0.4 \pi$ , (bleu) : Gain pour un angle de  $1.6 \pi$  [184]

Les filtres biréfringents sont efficaces dans le sens où leur architecture est simple et leur coût n'est pas cher. Ils permettent également de réaliser des sources verrouillées en phase et accordables sans besoin d'aucun filtres accordables. Cependant leur fonctionnement est limité par le profil du gain du laser. Ce profil est variable et peut être affecté par différents paramètres. Il peut être déterminé par le taux de l'inversion de population. Le contrôle des pertes linéaires, la concentration des dopants et la longueur de la fibre dopée sont les principaux facteurs qui agissent sur le taux de l'inversion de population, ils contrôlent ainsi le profil du gain du laser. Récemment, une étude expérimentale, développée par G.R. Lin et al. a montré qu'il est possible de réaliser une source accordable en agissant sur les pertes intra-cavité [186]. Dans cette référence, les auteurs ont réalisé un laser à fibre en anneau accordable sur 40 nm (1565-1605 nm) en variant le couplage de sortie.

En se basant sur notre cavité laser qui peut osciller dans la bande L, nous nous proposons de combiner ces deux mécanismes (pertes linéaires et filtrage biréfringent par les contrôleurs de polarisation) pour réaliser une source impulsionnelle accordable sur une très grande plage de longueur d'onde.

## VI.2. Dispositif expérimental

La réalisation d'une source accordable a été faite grâce au filtrage biréfringent par les contrôleurs de polarisation et la gestion des pertes linéaires. La cavité est constituée d'un amplificateur à fibre

double gaine co-dopée erbium-ytterbium (c'est le même que celui utilisé dans le paragraphe IV.1). La longueur de la fibre double gaine est 8 m avec une dispersion d'ordre 2 autour de  $-15 \text{ ps}^2/\text{m}$ . Cette longueur est suffisante pour absorber la totalité de la puissance de pompage qui est 5 W. La courbe d'ASE est donnée sur la figure IV.16 (a). Le verrouillage de modes est assuré par la rotation non linéaire de la polarisation (2 contrôleurs de polarisation avec un isolateur dépendant de polarisation). Un atténuateur est inséré dans la cavité pour contrôler les pertes linéaires. Tous ces composants sont reliés avec 15.5 m de fibre SMF pour une longueur totale égale à 29.5 m.

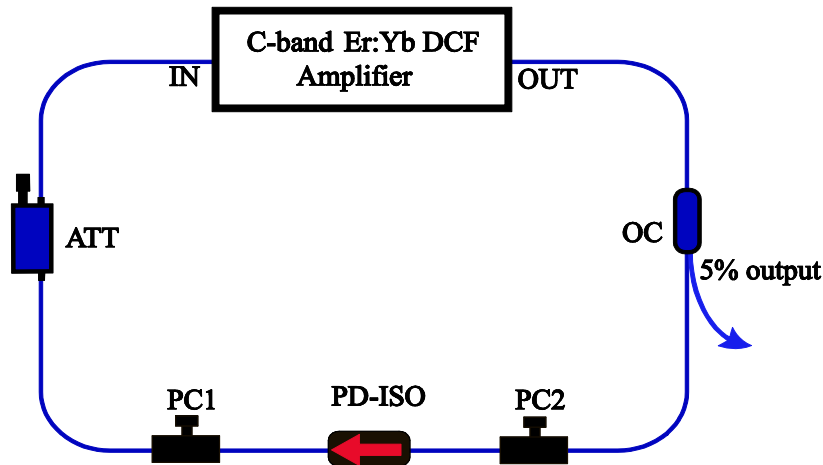


Figure IV. 29 : Schéma expérimental

La cavité opère en régime de dispersion anormale avec  $\beta_{2 \text{ total}} L = -0.6 \text{ ps}^2$ . Ainsi, en ajustant convenablement les contrôleurs de polarisation, différents régimes impulsionnels peuvent être obtenus. La figure IV.30 montre 3 régimes de fonctionnement qui peuvent être obtenus en agissant sur les contrôleurs de polarisation pour une puissance de pompage de 4 W. Dans un premier temps, les impulsions peuvent s'auto organiser régulièrement sur toute la période de la cavité pour donner lieu à un régime harmonique d'ordre élevé (figure IV.30 (c)). Le régime harmonique peut être obtenu pour différentes longueurs d'onde mais pour un ordre différent. Les impulsions générées sont de durée de 870 fs (figure IV.31). Le spectre optique, centré à 1618 nm, a une largeur égale à 3 nm. Il comporte des bandes latérales qui sont dues à des interférences constructives entre les solitons et ondes dispersives. En partant de ce régime et en changeant l'orientation des contrôleurs de polarisation, ce régime peut se transformer à une distribution aléatoire d'impulsion (figure IV.30 (b)) qui à son tour peut se réarranger en une distribution par paquets d'impulsions (figure IV.30 (a)).

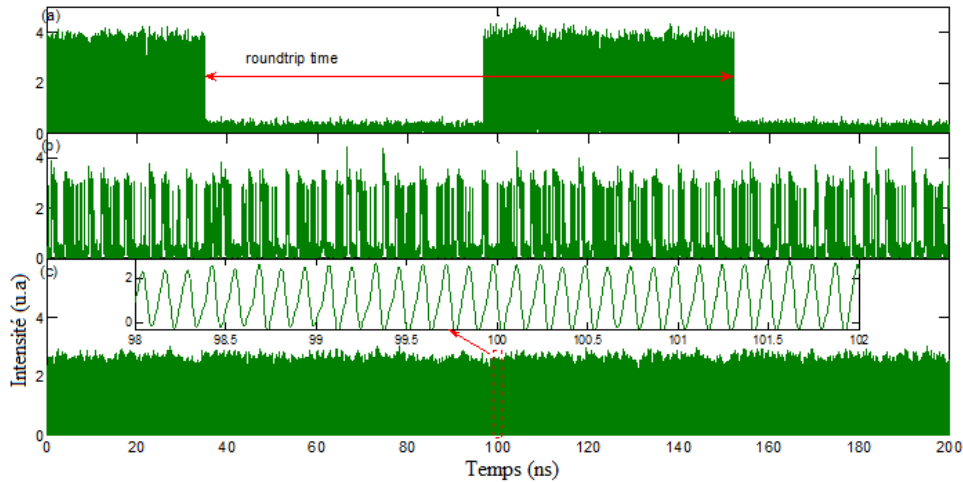


Figure IV. 30 : Exemples de régimes de fonctionnement

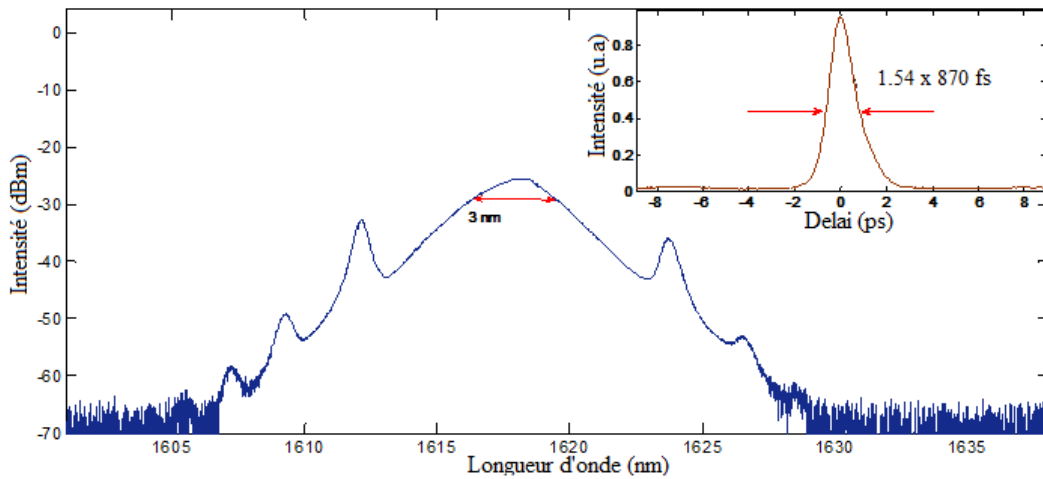


Figure IV. 31 : Spectre et trace d'auto corrélation du régime harmonique

### VI.3. Courbes d'accords

Comme nous l'avons mentionné dans la partie précédente, notre idée est basée sur la combinaison des deux mécanismes que sont la gestion des pertes linéaires et le filtrage biréfringent induit par les contrôleurs de polarisation. Dans un premier temps, nous avons agi sur les contrôleurs de polarisation de telle sorte que le laser est amené progressivement d'un régime impulsionnel sur deux longueurs d'onde (1567 nm et 1615 nm) à un régime impulsionnel sur 1615 nm (figure IV. 32(a)). Cette observation confirme l'impact du filtrage biréfringent sur la transmission de la cavité. Dans un deuxième temps, nous avons utilisé simultanément l'atténuateur fibré et les contrôleurs de polarisation. L'augmentation des pertes linéaires assure un décalage de la longueur d'onde d'oscillation vers les courtes longueurs d'onde (Figure IV. 33 (courbe en bleu)). Etant donné que le régime d'émission n'est pas préservé au cours de ce décalage (régime impulsionnel, régime continu et noise like), nous avons agi sur les contrôleurs de polarisations pour obtenir une émission

impulsionnelle. Ces deux mécanismes (filtrage biréfringent et contrôle des pertes linéaires) nous ont permis de réaliser un laser verrouillé en phase et accordable sur 75 nm (1545-1620 nm) (figure IV.32 (b)). A notre connaissance, c'est la plus large fenêtre d'accordabilité rapportée jusqu'à maintenant dans un laser à fibre dopée erbium opérant en régime impulsionnel [187].

La durée d'impulsion varie de façon aléatoire (entre 0.64 ps et 1.13 ps) car elle est fortement dépendante de la largeur spectrale du filtre biréfringent. La figure IV.33 (en vert) montre cette évolution.

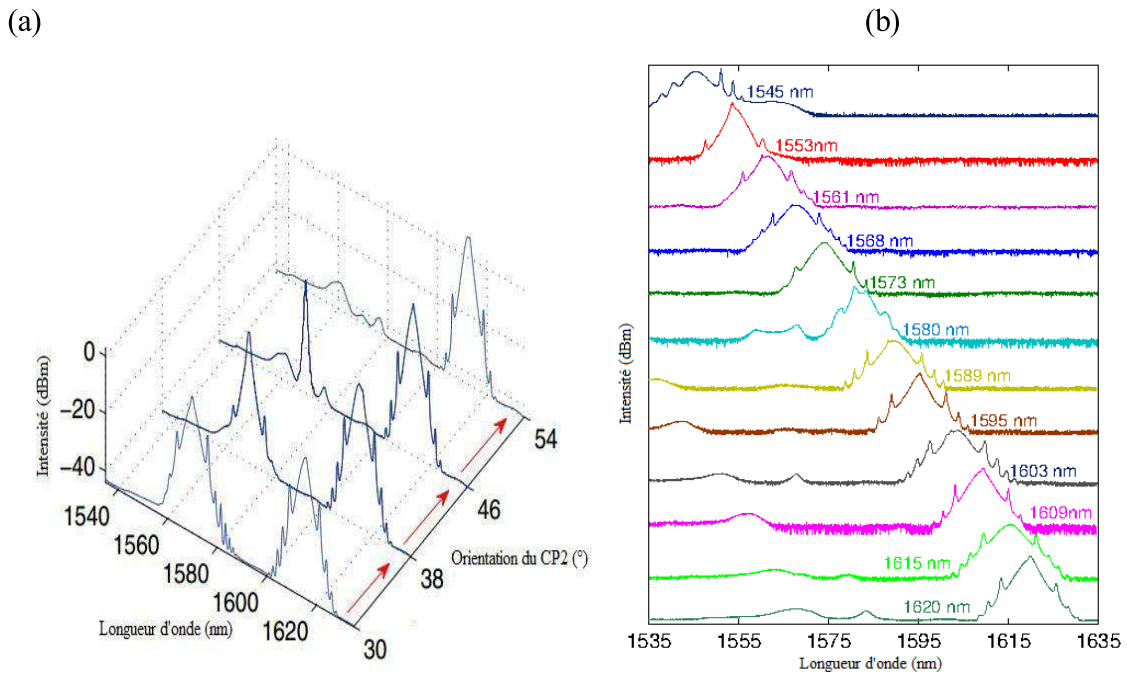


Figure IV. 32 : Evolution du spectre en fonction des contrôleurs de polarisation (a), (b) Large fenêtre d'accordabilité de 1545 nm à 1620 nm

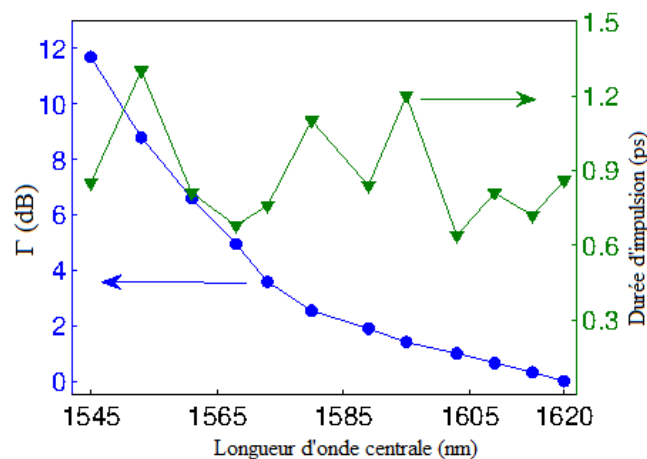


Figure IV. 33 : Effets des pertes linéaires sur la longueur d'onde d'oscillation et la durée d'impulsion

## **Conclusion**

Nous avons proposé dans ce chapitre une méthode pour forcer un laser à osciller dans la bande L à partir d'un amplificateur bande C. La méthode, basée sur la gestion des pertes linéaires, a été validée dans différentes configurations. Elle permet de limiter l'inversion de population et de contrôler le partage du gain entre les deux bandes (C et L). Nous avons exploité cette cavité pour réaliser des sources accordables, en continu et en verrouillage de modes, sur une large fenêtre spectrale. La première a été réalisée sur 100 nm à l'aide d'un filtre accordable. Alors que la source impulsionnelle a été faite grâce à un filtrage biréfringent par les contrôleurs de polarisations.

Nous continuons dans le chapitre suivant avec le même concept (émission à 1.6  $\mu\text{m}$  par le contrôle des pertes linéaires) et nous montrerons des formes particulières du régime harmonique autour de 1.6  $\mu\text{m}$ . Nous analyserons ainsi les caractéristiques de tous ces régimes tout en mettant l'accent sur les facteurs qui interviennent dans leurs formations.

## **Chapitre 5 : Les régimes harmoniques autour de 1.6 $\mu\text{m}$**



## Introduction

La génération d'impulsions ultracourtes à haute cadence dans les lasers à fibre verrouillés en phase trouve aujourd'hui de nombreuses applications dans différents domaines comme les télécommunications, l'imagerie biologique et le micro-usinage. Etant donné que le taux de répétition est lié à la longueur de la cavité ( $T = c/nL$ ,  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide,  $n$  est l'indice de réfraction et  $L$  est la longueur de la cavité), les lasers à fibre ne peuvent opérer qu'à un taux de l'ordre du MHz. En revanche, sous certaines conditions particulières (quantification d'énergie, puissances de pompes élevées, réglage adéquat des contrôleurs de polarisation), plusieurs impulsions peuvent s'auto-organiser uniformément dans la cavité pour donner lieu à un régime harmonique d'ordre élevé. La cavité émet alors un train d'impulsions régulièrement distribuées sur toute la période, dont le taux de répétition est un multiple du taux de répétition fondamental de la cavité (figure V.1).

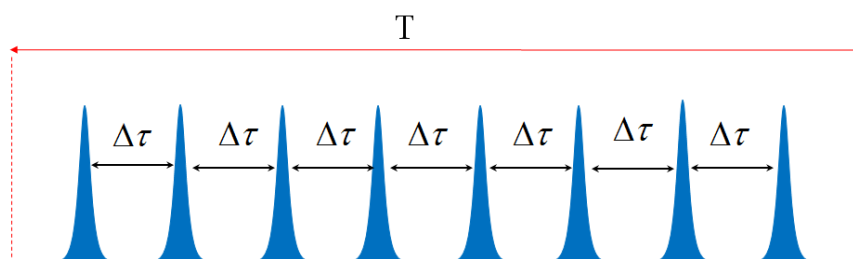


Figure V. 1 : Distribution temporelle d'un régime harmonique,  $T$  est la période de la cavité,  $\Delta\tau$  est la séparation entre les impulsions [45]

L'observation de ce régime a été rapportée dans différentes études théoriques et expérimentales [35,188-191]. Elle est indépendante de la technique de verrouillage de modes ainsi que du régime de dispersion [35,188-193].

Récemment, B. Zhao et al. ont observé une distribution particulière d'impulsions dans un laser à fibre en anneau. Il s'agit de paires d'impulsions liées, ultra stables et qui gardent une séparation fixe durant leur propagation. Ces structures obéissent à la quantification de l'énergie et présentent une hystérésis. Autrement dit, si le gain augmente dans la cavité, le nombre de paire augmente une par une et disparaît une par une dans le cas contraire, le doublet se comporte donc, comme une impulsion [194]. Peu de temps après, ces mêmes auteurs ont observé un régime harmonique en doublets d'impulsions (15 harmoniques) dans un laser à fibre dopée à l'erbium verrouillé en phase par la rotation non linéaire de la polarisation. Les paires d'impulsions se répartissent régulièrement sur toute la période de la

cavité et gardent une forte cohérence durant leur propagation. Cette auto-organisation est due à l'oscillation d'une composante continue instable [73].

La cadence du régime harmonique, le rapport signal/ bruit, l'énergie d'impulsion et la bande d'émission sont les propriétés principales qui doivent être prises en considération dans chaque application. Actuellement, les applications en télécommunications demandent souvent un régime à haute cadence sur une large bande spectrale. En effet, la bande C est considérée insuffisante pour supporter le trafic des applications DWDM et WDM, ce qui mène à la possibilité d'exploiter la bande L (1565-1625). Selon des études récentes, cette bande (L) peut être utilisée pour transporter des trafics de l'ordre de Tb (térabits) [144]. Nous allons rapporter dans ce chapitre une étude détaillée du régime harmonique. Dans un premier temps, nous analyserons différentes formes de régimes harmoniques obtenus dans un laser à fibre en forme de huit émettant à 1.6  $\mu\text{m}$ . Nous mettrons l'accent sur les régimes harmoniques en doublets et en triplets d'impulsions. Dans un deuxième temps, nous décrivons un régime harmonique à haute cadence obtenu dans un laser à fibre verrouillé en phase par le graphène, qui émet dans la bande L.

## **I. Régimes harmoniques**

Nous rapportons dans ce paragraphe différentes formes du régime harmonique dans une cavité en forme de huit émettant à 1.6  $\mu\text{m}$ . Nous analysons les propriétés temporelles et spectrales de ces régimes ainsi que les facteurs qui interviennent dans leur formation. Il est à noter que tous ces régimes sont reproduits dans un laser en anneau verrouillé en phase par la rotation non linéaire de la polarisation.

### **I.1. Régime à une impulsion**

#### **I.1.1. Montage expérimental**

Le dispositif expérimental (figure V.2) mis en jeu un laser à fibre co-dopée erbium ytterbium en forme de huit verrouillé en phase par le miroir à boucle non linéaire (NOLM). Il est composé d'une sous cavité unidirectionnelle et d'une sous cavité NOLM, liée par un coupleur 80/20. La boucle NOLM agit comme un absorbant saturable artificiel et assure le verrouillage de modes. Elle contient une fibre monomode de longueur 10 m. La boucle unidirectionnelle contient une fibre double gaine (DCF) de longueur 2.45 m ayant une dispersion de vitesse de groupe égale à  $-0.0247 \text{ ps}^2/\text{m}$ , un isolateur et un coupleur de sortie qui permet d'extraire 5 % du signal. La longueur totale de la cavité est 20.8 m (18 m (SMF) et 2.8 m (EDF)), ce qui

correspond à une période égale à  $T = 108$  ns. La cavité opère en régime de dispersion anormale avec  $\beta_2^{\text{total}} L = -0.48$  ps<sup>2</sup>.

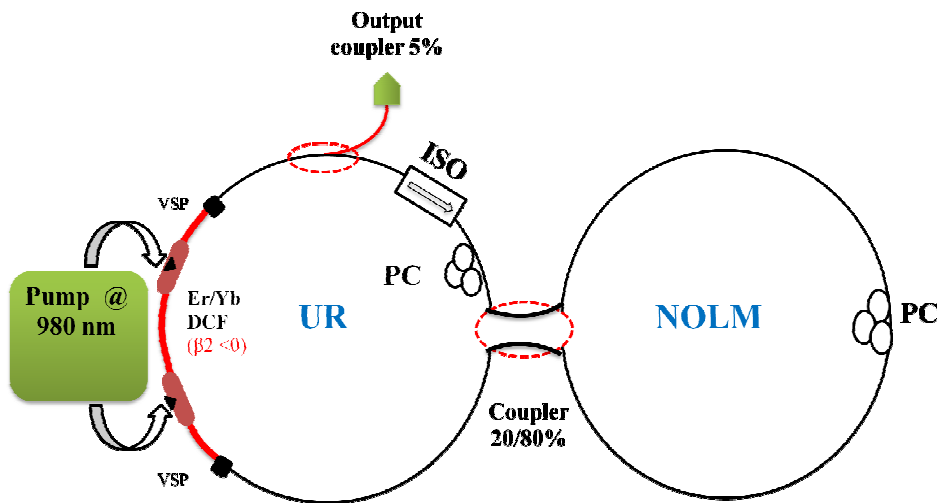


Figure V. 2 : Schéma du laser

### I.1.2. Caractéristiques temporelles et spectrales

Pour un ajustement particulier des contrôleurs de polarisation et une puissance de pompage égale à 1 W, le laser peut émettre un train d'impulsions uniformément distribuées sur toute la période de la cavité donnant lieu ainsi à un verrouillage de modes harmonique stable d'ordre 86 (figure V.3 (a)). L'observation en basse fréquence, illustrée par la figure V.4 (b), confirme la stabilité et la nature de ce régime. Elle montre un premier harmonique autour de 790 MHz, avec un taux de suppression de mode égal à 24.2 dB. La durée d'impulsion  $\tau_{\text{FWHM}}$  (figure V.4 (a)) est 743 fs. Elle est très petite par rapport à la distance de séparation entre les impulsions (1.3 ns), ce qui suggère que l'auto-organisation des impulsions est due à des interactions à longue portée (voir chapitre 1, paragraphe III.3.3). Le spectre optique, donné par la figure (figure V.3 (b)), est centré à 1609.5 nm et il a une largeur à mi hauteur  $\Delta\lambda$  égale à 4.48 nm. Le produit  $\Delta\lambda \cdot \tau_{\text{FWHM}}$  est 0.385, ce qui implique que les impulsions sont à une limite près de celle de Fourier (pour une sécante hyperbolique, la limite de Fourier est 0.315). Le spectre comporte des bandes latérales qui sont dues à des interférences constructives entre les solitons et les ondes dispersives [47]. La composante continue qui apparaît dans le spectre est en accord avec les résultats théoriques rapportés dans les références [74,195].

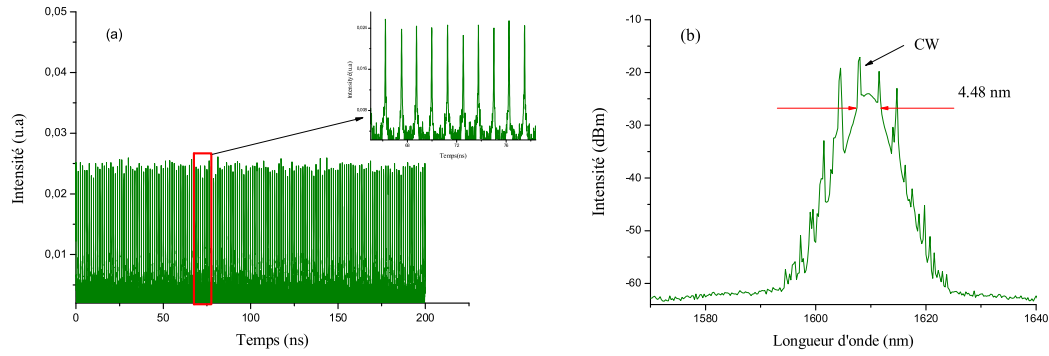


Figure V. 3 : Trace temporelle d'un régime harmonique, (b) Spectre optique d'un régime harmonique

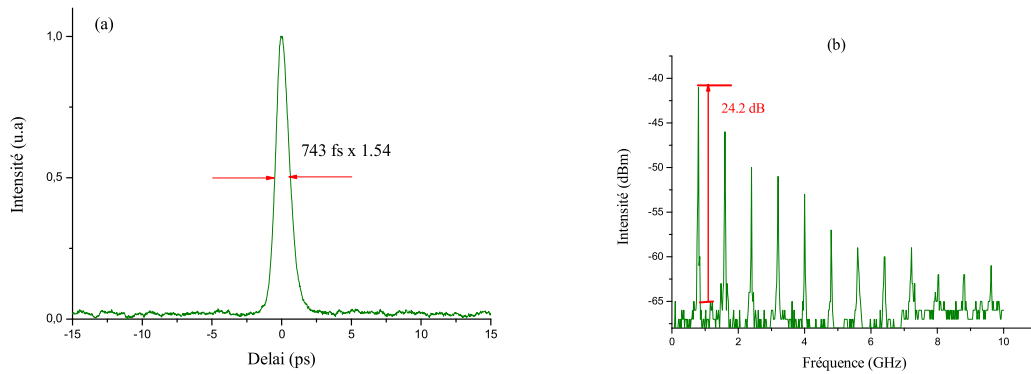


Figure V. 4 : (a) Trace d'autocorrélation, (b) Spectre basse fréquence

Le régime harmonique dépend fortement de l'orientation des contrôleurs de polarisation (CP) ainsi que de la puissance de pompage. En effet, pour des réglages particuliers des CP, nous pouvons varier le nombre d'harmoniques ainsi que l'état du régime (qui peut se transformer en une distribution différente). L'augmentation du pompage a également un impact considérable sur la stabilité du régime. Elle fournit un gain supplémentaire qui favorise la formation de nouvelles impulsions (grâce à la quantification d'énergie). En effet, en partant d'un régime harmonique d'ordre 60 (pompe = 700 mW) et en gardant les mêmes orientations des contrôleurs de polarisation, nous avons augmenté progressivement la puissance de pompage jusqu'à 1.25 W, nous avons constaté que le régime harmonique se maintient mais avec un ordre différent. Comme l'indique la figure V.5, le nombre d'harmonique augmente proportionnellement avec la puissance de pompage. Il passe de 60 harmoniques pour  $P_{\text{pompe}} = 700 \text{ mW}$ , à 141 harmoniques pour  $P_{\text{pompe}} = 1.25$ . La puissance moyenne de sortie passe de 8 mW pour  $P_{\text{pompe}} = 700 \text{ mW}$  à 16 mW pour  $P_{\text{pompe}} = 1.25 \text{ W}$ , ce qui donne une énergie d'impulsion d'environ 11.8 pJ (pour  $P_{\text{pompe}} = 1.25 \text{ W}$ ).

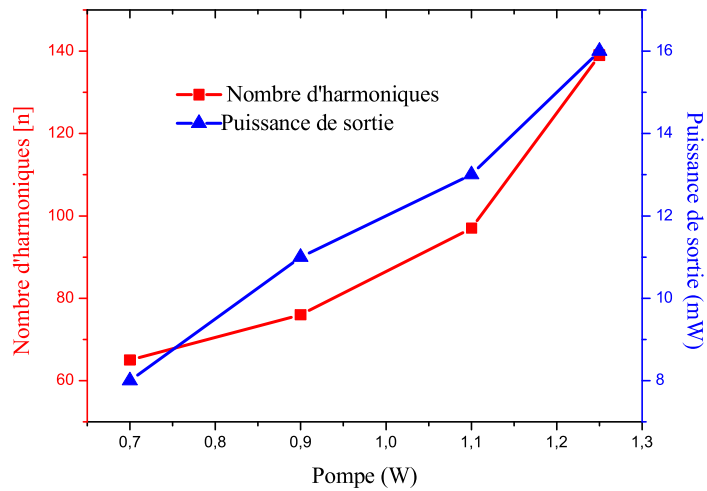


Figure V. 5 : Evolution de puissance de sortie et de l'ordre d'harmonique en fonction de la puissance de pompage

## I.2. Régime harmonique de doublets d'impulsions

### I.2.1. Caractéristiques temporelles et spectrales

Pour un réglage adéquat des contrôleurs de polarisation, le laser émet des dizaines de doublets d'impulsions (65 doublets) qui se réarrangent en une distribution régulière sur toute la période de la cavité (figure V.6 (a)). Le spectre en basse fréquence montre une première harmonique à 600 MHz avec un taux de suppression de mode égal à 21dB (figure V.7 (b)). La séparation entre les impulsions de chaque doublet est 260 ps, alors que les paires sont séparées par 2.4 ns. La durée d'impulsion est 877 fs. Elle est très petite par rapport au temps de séparations des impulsions dans chaque doublet. Le spectre optique est centré à 1610,7 nm, il a une largeur à mi hauteur  $\Delta\lambda$  égale à 3.65 nm. Ainsi, le produit  $\Delta\lambda \cdot \tau_{FWHM}$  est 0.370, ce qui montre que les impulsions sont en limite de Fourier.

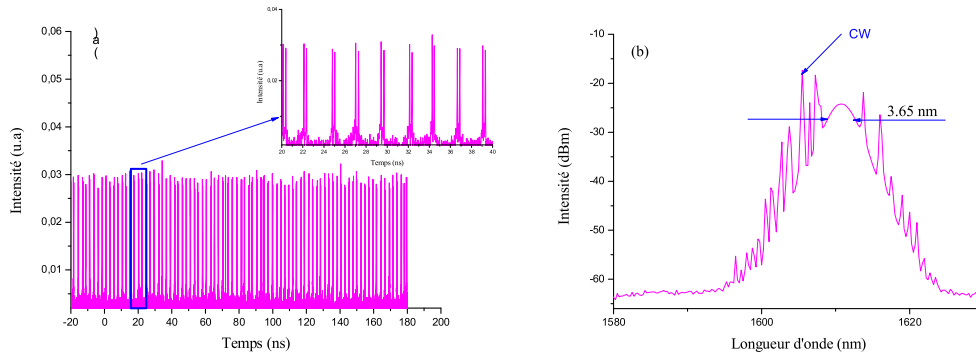


Figure V. 6 : (a) Trace temporelle du régime harmonique en doublet, (b) Spectre optique correspondant

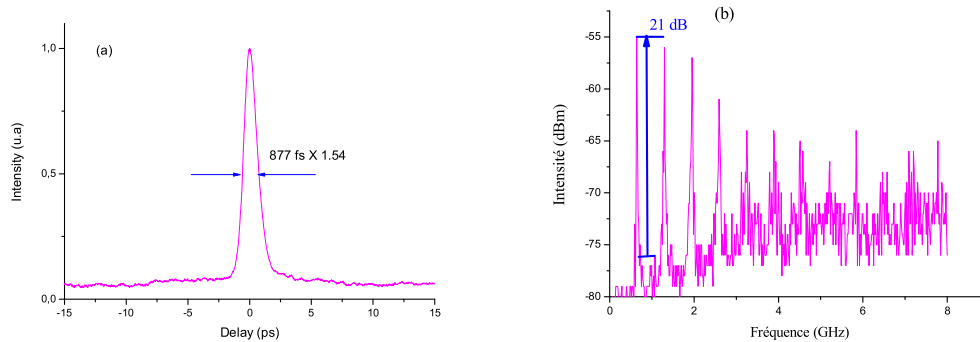


Figure V. 7 : (a) Trace d'autocorrélation du régime harmonique en doublets, (b) Spectre basse fréquence correspondant

La présence d'une composante optique dans le spectre est en accord avec les résultats expérimentaux rapportés dans les références [69,189]. Dans ces références, les auteurs ont rapporté que la formation du régime harmonique en doublet est due à l'oscillation d'une composante continue. Ils ont montré également que le régime des paires d'impulsions obéit au théorème de la quantification d'énergie et au phénomène d'hystérésis. Le doublet d'impulsions se comporte ainsi comme une seule impulsion et suit ses mêmes comportements. Nous avons testé cette propriété sur notre observation. En gardant la même position des contrôleurs de polarisation, nous avons augmenté finement la puissance de pompage. Nous avons remarqué que ce régime disparaît rapidement (se transforme en une distribution différente après une augmentation de 50 mW), ce qui montre que ce régime n'obéit pas à la propriété de quantification d'énergie contrairement aux résultats de la référence [69]. La formation du régime harmonique en doublet peut être due à la saturation de la transmission de la cavité NOLM. En effet, le miroir à boucle non linéaire (NOLM) joue le rôle d'un

absorbant saturable. Sa transmission est une fonction sinusoïdale qui dépend de l'intensité incidente. Elle dépend fortement des pertes non linéaire intra-cavité (induits par le changement des contrôleurs de polarisation) [196]. Ainsi, pour un régime harmonique à une impulsion, dès que l'énergie d'impulsion dépasse la valeur de transmission maximale de la NOLM, l'impulsion se divise en deux autres impulsions. Cette situation peut donner lieu à un régime harmonique en doublets d'impulsion [197].

Le régime harmonique en doublet d'impulsions dépend fortement de l'orientation des contrôleurs de polarisations (CP). En effet, en passant d'une position à une autre, ce régime peut être préservé mais avec un ordre différent. Une telle observation est illustrée sur la figure V.8 qui montre l'évolution d'un régime harmonique en doublet en fonction de l'orientation des contrôleurs de polarisation.

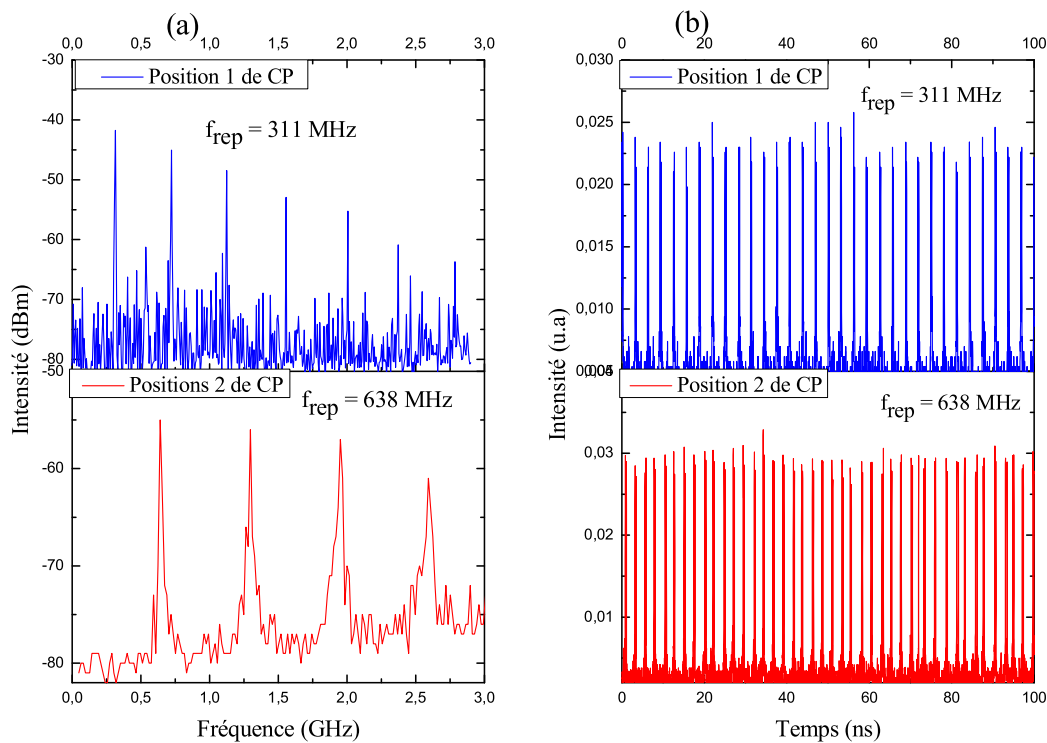


Figure V. 8 : (a) Spectres basse fréquence, (b) Traces temporelles

### I.2.1. Analyse de la gigue temporelle

La réduction de bruit dans les lasers impulsions est un paramètre important qui doit être pris en compte dans le développement des applications surtout en communications optiques et en transmission des données. Différents types de bruits peuvent être observés durant le fonctionnement impulsions, principalement le bruit d'intensité, le bruit de phase optique et la gigue temporelle. Cette dernière apparait souvent en régime harmonique passif [71]. Elle

résulte des fluctuations de la puissance de pompage, des variations thermiques ou du bruit de l'émission spontanée. Elle peut également avoir une origine mécanique comme les vibrations des miroirs [198]. Tous ces facteurs mènent à des variations non-contrôlées des positions temporelles des impulsions adjacentes qui coexistent dans la cavité. La méthode la plus populaire qui permet de mesurer ce bruit (de la gigue temporelle) est celle de Von der Linde. Elle permet d'extraire des informations sur le jitter temporel et le bruit d'amplitude à partir du pic de bruit. Cependant, cette méthode ne peut pas être utilisée dans notre cas car elle se limite au bruit à la fréquence de répétition et ne tient pas compte de la totalité de bruit [199]. En effet, les lasers à fibre opérant en verrouillage harmonique présentent des pics de bruit à des multiples de l'ISL de la cavité et des pics de bruit à des multiples de la fréquence de répétition des impulsions. De ce fait, nous pouvons observer  $N$  différents pics de bruit ( $N$  est l'ordre du régime harmonique). Les  $N-1$  pics de bruit supplémentaires sont appelés « Supermodes ».

Rana et ses collaborateurs ont analysé également, dans leur étude théorique, la gigue temporelle, le bruit d'amplitude et les corrélations entre les bruits de nombreuses impulsions. Ils ont montré que si on suppose que les bruits des différentes impulsions sont non-corrélés, alors négliger la contribution des supermodes dans le calcul, revient à sous estimer le bruit d'un facteur  $N$  [200]. Donc, il est difficile d'extraire directement l'information sur le bruit d'amplitude à partir du spectre basse fréquence. Peu de temps après, JP Turrenc et al ont proposé une autre méthode basée sur la corrélation croisée des impulsions, elle consiste à réaliser une corrélation optique entre les différentes impulsions émises par la cavité [201-202].



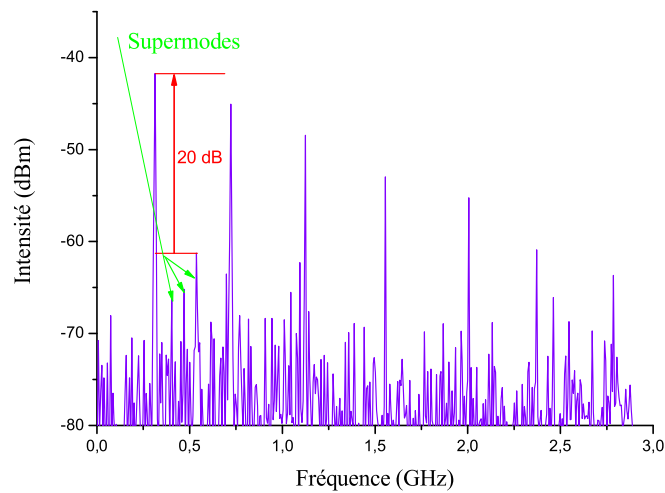


Figure V. 9 : Caractéristiques d'une observation basse fréquence

Comme évoqué précédemment, la variation non-contrôlée des positions d'impulsions est parmi les conséquences majeures de la gigue temporelle. Dans notre cas, et en régime harmonique en doublets, cet effet peut se manifester par des petites fluctuations au niveau des puissances crêtes des impulsions ainsi qu'au niveau des espacements entre doublets. Nous constatons aussi la présence de quelques impulsions (deux ou trois impulsions) qui se propagent indépendamment des doublets d'impulsion tout au long de la cavité. Ces impulsions ne gardent pas la même position et bougent sur toute la période au cours de temps.

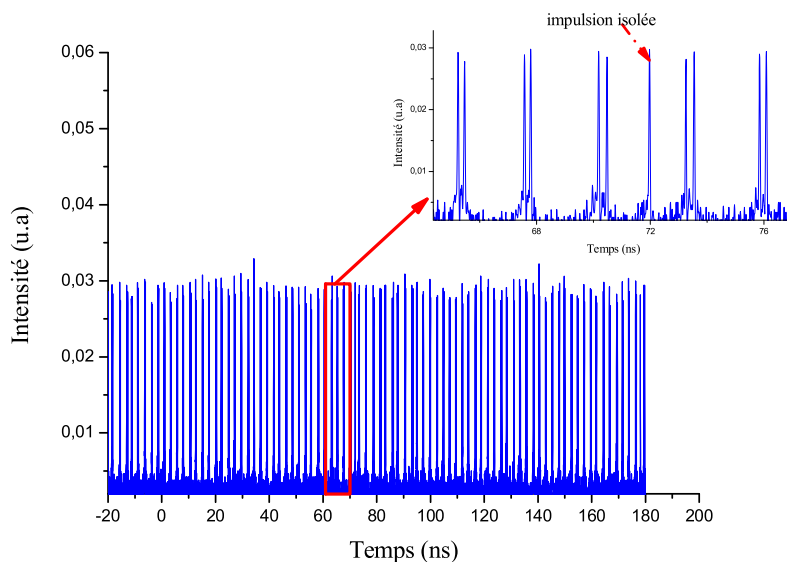


Figure V. 10 : Illustration d'un effet de la gigue temporelle

### I.3. Régime harmonique de triplets d'impulsions

#### I.3.1. Description

Le régime harmonique en triplets d'impulsions est une autre forme du régime harmonique qui a été également observée durant nos expériences et qui reflète la richesse de la dynamique impulsionnelle à 1.6  $\mu\text{m}$ . En effet, en partant d'un régime harmonique à une impulsion et pour un réglage particulier des contrôleurs de polarisations, les impulsions s'auto-organisent régulièrement en des triplets sur toute la période de la cavité. (Figure V.11(a)). L'observation en basse fréquence, illustrée par la figure V.12 (b), montre des harmoniques de 240 MHz avec un taux de suppression de modes autour de 16 dB. Le temps de séparation entre les impulsions dans chaque triplet est 570 ps, alors que la séparation entre les triplets est 3.23 ns. Ces valeurs sont très grandes par rapport à la durée d'impulsion qui est autour de 700 fs (figure V.12 (a)). Le spectre optique est centré à 1608.8 nm. Sa largeur à mi hauteur  $\Delta\lambda$  est de 4.8 nm, ce qui donne un produit  $\Delta\lambda \cdot \tau_{\text{FWHM}}$  égal à 0.390. Une composante continue apparaît sur le spectre optique, ce qui est en accord avec les observations rapportées dans les références [73-74] et révèle ainsi son influence dans la formation de ce régime. En effet, selon ces références, la composante continue pourrait introduire une force de répulsion sous laquelle les impulsions peuvent se répartir uniformément le long de la cavité.

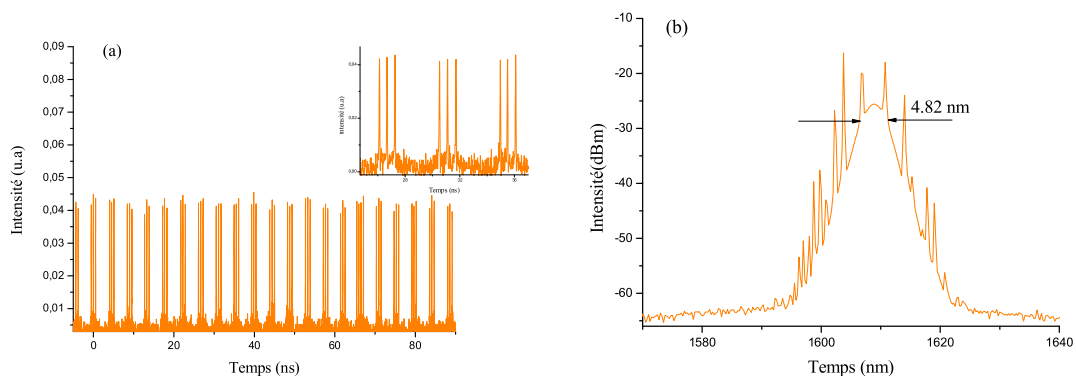


Figure V. 11 : Trace temporelle d'un régime harmonique en triplets, (b) Spectre optique correspondant

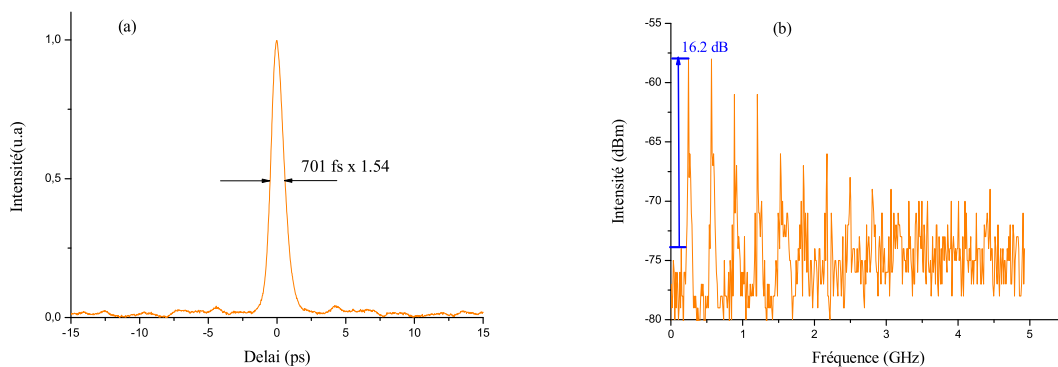


Figure V. 12 : (a) Trace d'autocorrélation, (b): Spectre basse fréquence

D'après notre observation, nous avons constaté que la dynamique du régime harmonique de triplets d'impulsions est similaire à celle du régime harmonique en doublets d'impulsions, En effet, ce régime n'obéit pas à la quantification d'énergie ni au phénomène d'hystérésis, le régime se transforme rapidement en une distribution différente suite à une légère variation de la pompe ( $\pm 50$  mW). Nous remarquons également la présence de certains doublets d'impulsions qui bougent indépendamment des triplets tout au long de la période de la cavité. Ces structures sont une conséquence de la gigue temporelle dans le régime harmonique. La figure V.13 montre un exemple de cette observation.

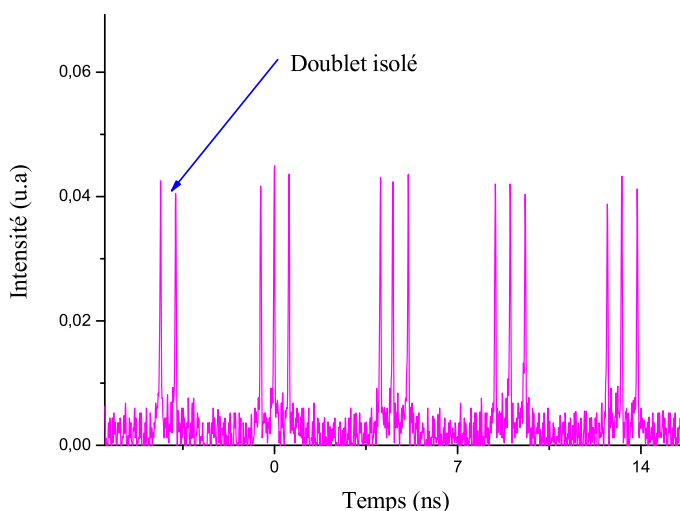


Figure V. 13 : Présences des doublets d'impulsion isolés

### I.3.2. Evolution des régimes harmoniques en fonction du contrôleur de polarisation

Nous avons montré précédemment que la formation des régimes harmoniques dépend fortement de l'orientation des contrôleurs de polarisation (CP). En effet, pour des positions

particulières des contrôleurs de polarisation et pour la même puissance de pompage, le régime harmonique à une impulsion (avec 73 harmoniques) passe successivement à un régime harmonique en doublets (43 doublets) puis vers un régime harmonique en triplets d'impulsions (avec 26 harmoniques) (figure V.14). Nous remarquons une petite différence, au niveau du nombre total d'impulsions dans chaque régime (73,  $43 \times 2$ ,  $26 \times 3$ ). Cette observation montre que les impulsions peuvent, par des interactions, se rapprocher et s'organiser en des paires et des triplets d'impulsions uniformément distribuées sur toute la période de la cavité. La présence d'une composante continue dans les trois régimes conforte cette hypothèse, puisqu'elle peut introduire des forces de répulsions entre les impulsions adjacentes [73-74].

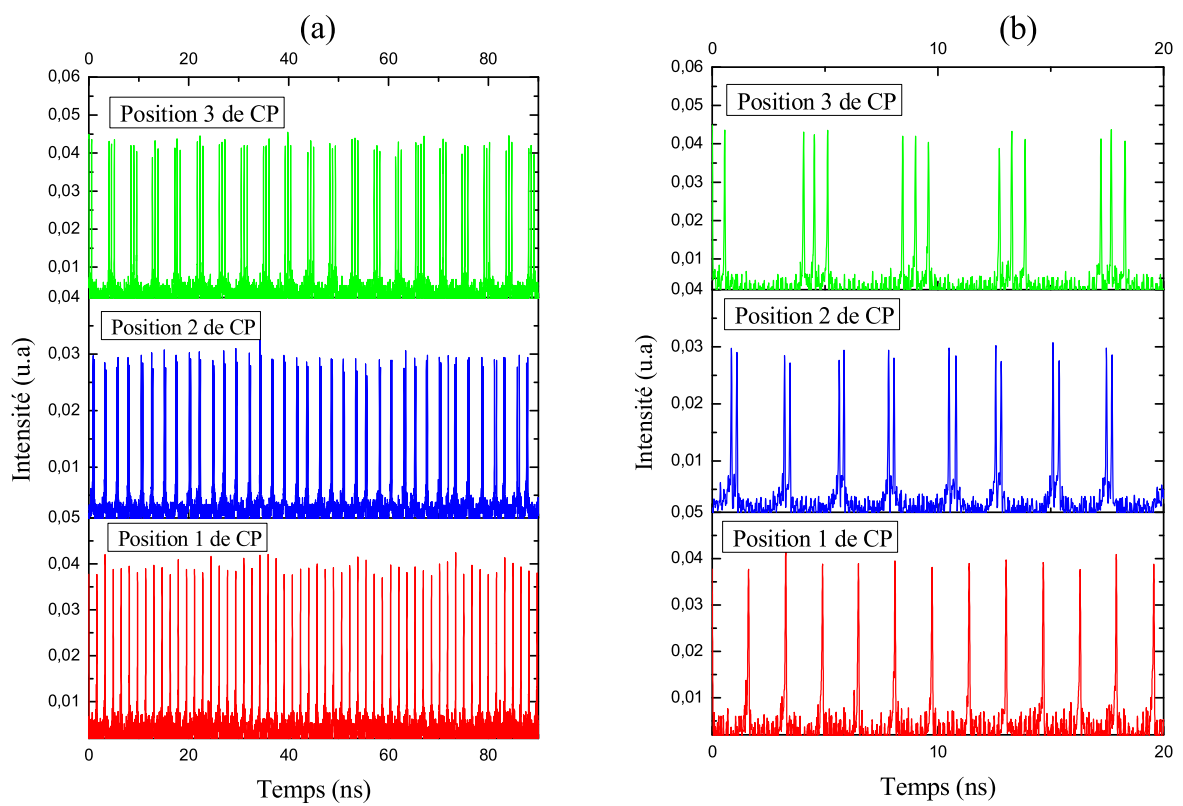


Figure V. 14 : (a) Transition entre les régimes harmoniques, (b) Zoom sur les régimes harmoniques

## II. Régime harmonique à 1.61 $\mu\text{m}$ dans un laser à fibre verrouillé en phase par le graphène

### II.1. Le graphène

#### II.1.1. Propriétés intrinsèques

Le graphène est une forme allotropique cristalline du carbone découverte en 2004 par Andre Geim de l'université de Manchester [203]. Grâce à cette découverte, Andre Geim a reçu, avec Konstantin Novoselov, le prix Nobel de physique en 2010. Dans cette expérience, les chercheurs ont obtenu pour la première fois, par exfoliation mécanique, des feuillets de carbone stable à température ambiante, ce qui a contredit la théorie qui stipule qu'un feuillet de graphène était thermodynamiquement instable. Le graphène s'obtient donc, à partir du graphite et se présente sous forme des feuillets bidimensionnels composés d'atomes de carbones d'épaisseur mono atomique et organisés selon une structure périodique et hexagonale (figure V.15).

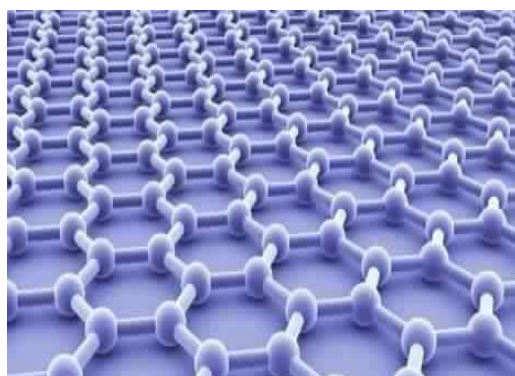


Figure V. 15 : Représentation graphique du graphène [201]

Depuis son invention, le succès du graphène a été immédiat grâce à ses propriétés physiques nouvelles et uniques. En effet, ce matériau possède une haute mobilité électrique supérieure à  $2.10^5 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$  [204], une bonne flexibilité [205] et un effet Hall quantique anormal [206]. Le graphène a également une très bonne résistance mécanique (200 fois plus résistant que l'acier) et une conduction thermique très élevée (il détient le record de la conduction thermique, jusqu'à  $5300 \text{ W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$ ) [207]. En optique, le graphène est un conducteur transparent [208], il n'absorbe que 2.3% de la lumière incidente. Toutes ces propriétés font du graphène un matériau prometteur pour l'industrie électronique [209]. En effet, des études récentes en laboratoire estiment que le graphène va révolutionner l'industrie électronique. Les chercheurs ont montré que des transistors en graphène, de dimension nanométrique, sont potentiellement capables de

détrôner les transistors en silicium. Cette dernière technologie (transistors en silicium) a atteint ses limites physiques surtout en termes de réduction de taille, du courant de fuite et en dissipation thermique. Ainsi, les transistors à base du graphène vont permettre la fabrication d'ordinateurs plus rapides et plus petits (le graphène est très léger : 0.77 mg pour un mètre carré). Le graphène peut être également utilisé dans la fabrication des écrans tactiles, des panneaux lumineux et probablement des cellules solaires.

En revanche, le coût de production élevé du graphène peut limiter son intégration immédiate dans l'industrie, puisque dans ce cas le prix de vente des produits risque de freiner la plus grande majorité des consommateurs. De plus, à court terme, beaucoup d'industriels préfèrent continuer avec le silicium pour la simple raison que tous les savoirs sont développés sur le silicium au cours de ces nombreuses années.

### **II.1.2. Propriétés d'absorption du graphène**

Grâce à ses propriétés d'absorption sur une grande plage de longueur d'onde et son temps de recouvrement ultra-rapide, le graphène est un excellent absorbant saturable qui peut assurer le verrouillage de mode dans les lasers à fibre. Il induit des pertes importantes pour les faibles intensités, alors qu'il devient transparent pour les fortes intensités. L'équipe de Q. Bao est la première qui a montré la faisabilité du graphène dans le verrouillage de mode dans les lasers à fibre [210]. Elle a utilisé ce matériau pour verrouiller en phase un laser à fibre dopée à l'erbium en forme d'anneau. Les auteurs ont rapporté ainsi la génération d'impulsions ultracourtes de durée 756 fs. Ils ont analysé également l'impact du nombre de couche du graphène sur l'absorption et sur la profondeur de modulation. Depuis cette étude, les laséristes se sont beaucoup intéressés aux propriétés intrinsèques du graphène pour le verrouillage de mode, le verrouillage a été montré dans différentes configurations et différents régimes de dispersion [210-215]. Une variété de régimes impulsionnels, notamment le régime d'états liés et le régime harmoniques, ont été observés avec cet absorbant saturable.

## **II.2. Verrouillage de modes par le graphène**

### **✓ Préparation de l'absorbant saturable**

Durant notre expérience, nous avons mis en place notre propre absorbant saturable à base du graphène. Pour cela, nous avons acheté des feuilles du graphène, qui se vendent sous formes de couches, déposées sur des substrats de Nickel (car le graphène est très fragile, et facile à détruire, s'il se vend isolé). Puis, nous avons utilisé la solution « chlorure de fer (FeCl) pour séparer les feuilles du graphène du Nickel. Après, nous avons mis finement les feuilles du

graphène dans l'eau distillée pour les nettoyer. L'étape finale consiste à mettre soigneusement du graphène sur l'entrée du connecteur, comme le montre la figure V.16.

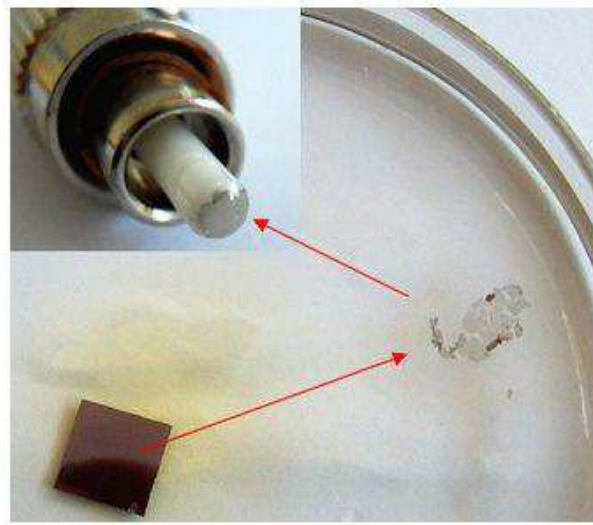


Figure V. 16 : Processus de mise en place du graphène

#### ✓ Dispositif expérimental

La cavité mise en jeu est constituée d'un amplificateur à fibre double gaine co-dopée erbium ytterbium, pompé par deux diodes lasers à 980 nm. Son spectre d'émission spontanée amplifiée est déjà donné sur la figure IV.16(a) (voir chapitre 4). La longueur totale de la cavité est 23.8 m dont 8 m de fibre double gaine ayant une dispersion de vitesse de groupe égale à  $-15 \text{ ps}^2/\text{Km}$  et 15.8 m de fibre monomode. L'intervalle spectral libre (ISL) est 8.6 MHz. La cavité opère en régime de dispersion anormale avec  $\beta_2^{\text{total}} L = -0.48 \text{ ps}^2$ . Dans cette cavité, l'isolateur, indépendant de la polarisation (PI-ISO), est utilisé pour assurer une propagation unidirectionnelle. Le graphène (GSA) est l'absorbant saturable qui permet de verrouiller en phase la cavité. Enfin, un coupleur de sortie est utilisé pour extraire 10 % du signal.

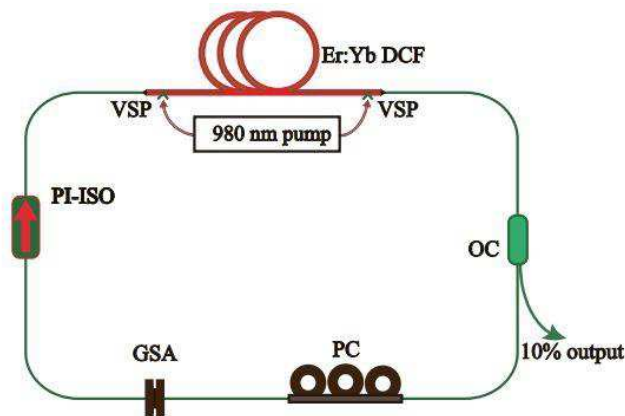


Figure V. 17 : Cavité laser en anneau

### II.3. Génération d'impulsions à la cadence 5.87 GHz

Nous avons montré dans les paragraphes précédents la possibilité de forcer un laser, à partir d'un amplificateur fonctionnant dans la bande C, à osciller dans la bande L par la gestion des pertes linéaires [143]. Dans cette partie, nous avons utilisé cette approche pour verrouiller en phase notre cavité par le graphène et la forcer à osciller dans la bande L. Nous avons observé différents régimes impulsionnels, tels que le gaz de solitons, le liquide de solitons et le régime harmonique [216]. Nous nous sommes intéressés particulièrement à l'étude du régime harmonique. Pour cela, nous avons agi convenablement sur les contrôleurs de polarisation. Nous avons observé des centaines d'impulsions qui peuvent se répartir régulièrement sur toute la période de la cavité pour donner lieu à un régime harmonique d'ordre très élevé. La figure V.18 montre l'évolution du régime pour différentes orientations des contrôleurs de polarisation avant de converger vers un régime harmonique.



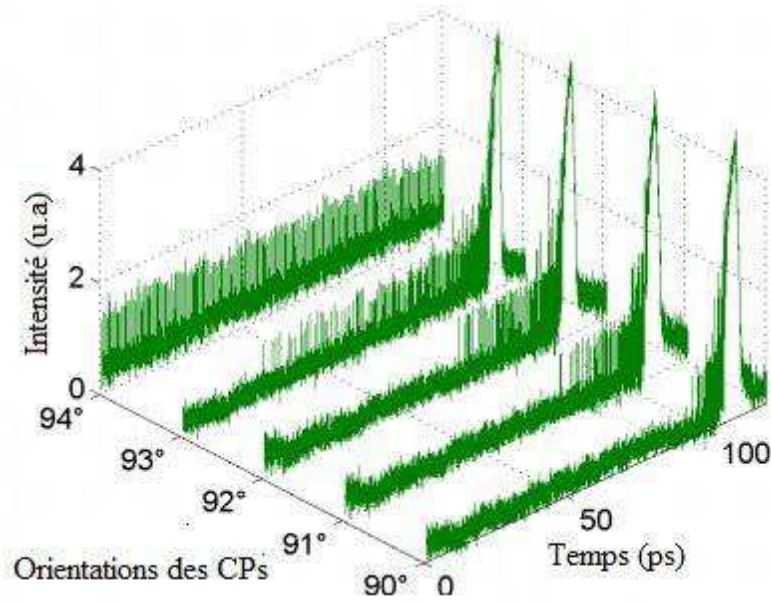


Figure V. 18 : Effet de l'orientation des contrôleurs de polarisation sur l'évolution des régimes impulsions

Une forte puissance de pompage est indispensable pour obtenir un nombre élevé d'impulsions. Cependant, durant notre expérience, nous nous sommes limités à 2.1 W pour éviter de détruire le graphène. Ainsi, nous avons augmenté la pompe de 1.2 W jusqu'à 2.1 W et nous avons ajusté à chaque fois les contrôleurs de polarisation pour retrouver le régime harmonique. Par conséquent, la fréquence de répétition augmente proportionnellement de 0.733 GHz pour  $P_{\text{pompe}} = 1.2 \text{ W}$  à 5.882 GHz pour  $P_{\text{pompe}} = 2.1 \text{ W}$ , ce qui correspond à 683 harmoniques. A notre connaissance, il s'agit de la fréquence de répétition la plus élevée obtenue en bande L avec un laser à fibre verrouillée en phase. Le taux de suppression de mode obtenu est 19 dB. L'évolution du spectre basse fréquence est illustrée par la figure V.19 (a).

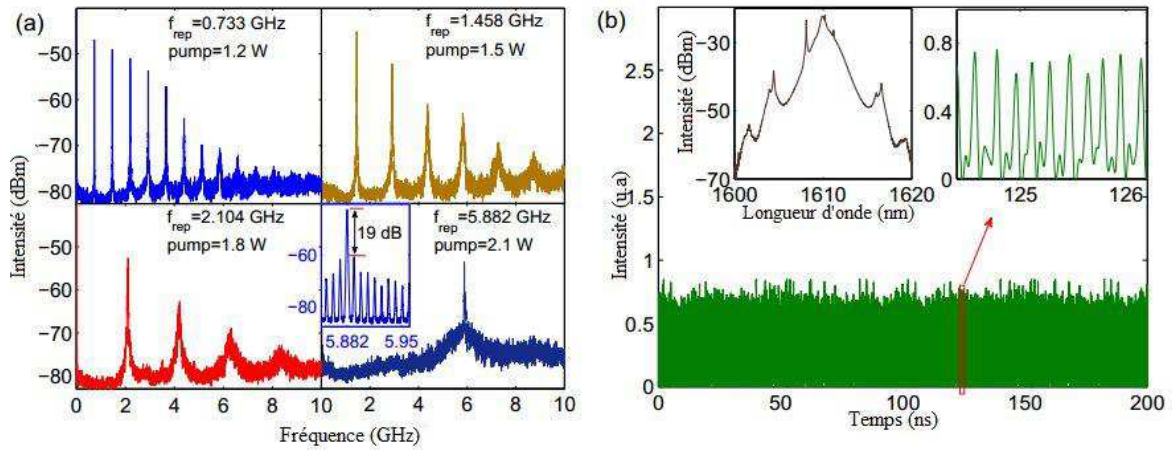


Figure V. 19 : (a) Evolution de la cadence en fonction de la puissance de pompage, (b) Caractéristiques temporelles et spectrales du régime harmonique

La figure V.19 (b) montre le spectre optique et la trace temporelle du régime harmonique d'ordre 683. Le spectre est centré à 1610 nm. La puissance moyenne de sortie est 52 mW, ce qui correspond à une énergie par impulsion de 8.8 pJ. La durée d'impulsion est 2.9 ps.

## Conclusion

En conclusion, nous avons présenté dans ce chapitre, différentes formes de régimes harmoniques obtenus dans deux configurations différentes. En premier lieu, nous avons présenté des régimes harmoniques de doublets et de triplets d'impulsions observés dans une figure en forme de huit. Nous avons analysé leurs propriétés temporelles et spectrales ainsi que les facteurs qui interviennent dans leurs formations. Nous avons constaté que la transition entre ces régimes dépend fortement de l'orientation des contrôleurs de polarisation. Dans un second temps, nous avons utilisé le graphène pour verrouiller en phase une cavité en anneau qui émet dans la bande L. Au préalable, nous avons détaillé les propriétés intrinsèques du graphène. Différents régimes impulsionnels ont été observés avec cet absorbant saturable. Un record au niveau du nombre de soliton a été obtenu, 683 impulsions en régime harmonique, avec une énergie par impulsion d'environ 16 pJ.

## Conclusion générale

Les travaux de recherches rapportés dans ce manuscrit concernent l'étude d'un laser à fibre microstructurée en forme de huit et la conception d'une source émettant à  $1.6 \mu\text{m}$ . Ces travaux présentent une contribution, à la fois théorique et expérimentale. D'une part, nous avons mis en évidence l'impact des propriétés de la fibre microstructurée (FMAS) sur le comportement impulsif du laser. D'autre part, nous avons réalisé une source laser émettant à  $1.6 \mu\text{m}$  à partir d'un amplificateur fonctionnant dans la bande C. Nous avons ainsi forcé le laser à osciller en continu et en verrouillage de modes, dans la bande L, grâce à la gestion des pertes linéaires. En se basant sur ce concept, nous avons mis en place des sources accordables sur une large fenêtre spectrale. Nous avons également rapporté l'observation de différentes formes des régimes harmoniques autour de  $1.6 \mu\text{m}$ . En fait, la variété des comportements obtenus reflète la richesse et la dynamique de ces sources.

Dans la première partie, nous nous sommes intéressés à l'étude d'un laser à fibre microstructurée en forme de huit. L'objectif principal était de discuter l'impact des propriétés de la fibre microstructurée sur le comportement spectral et temporel du laser. Cette étude numérique permettra alors de prédire le fonctionnement du laser afin de mettre en place un montage expérimental performant. Ainsi, dans un premier temps, nous avons étudié les différents régimes impulsifs obtenus en régime de dispersion normale et anormale. Nous avons analysé le processus de formation des impulsions dans chacun de ces régimes. En variant le gain petit signal, nous avons montré l'existence du phénomène d'hystérésis lors du fonctionnement multi impulsif du laser. Cette propriété prouve l'universalité du phénomène d'hystérésis qui est indépendant de la technique de verrouillage de mode. Dans un deuxième temps, nous avons étudié l'effet du coefficient non linéaire de la FMAS sur la génération d'impulsions. En effet, ce paramètre a un impact considérable sur la génération d'impulsion, autrement, un coefficient non linéaire élevé peut multiplier par un facteur de 5 le nombre d'impulsions générées si on le compare à celui d'une fibre monomode. Cette étude révèle l'importance des effets non linéaires excessifs dans la production d'impulsions.

Le coefficient non linéaire peut également contrôler la génération des impulsions rectangulaires. En effet, les simulations numériques ont montré que notre cavité peut supporter la production des impulsions rectangulaire ayant des énergies très élevées. Par

conséquent, l'augmentation du gain petit signal provoque un élargissement progressif de la durée d'impulsion tout en conservant une puissance crête fixe.

Dans la deuxième partie, nous avons développé une source émettant à  $1.6 \mu\text{m}$  à partir d'un amplificateur fonctionnant dans la bande C. La méthode que nous avons explorée est basée sur la gestion des pertes linéaires. Cette méthode permet de limiter l'inversion de population et ainsi de partager le gain entre les bandes C et L. L'approche de l'émission à  $1.6 \mu\text{m}$  a été démontrée dans deux configurations différentes : dans un laser à fibre en forme de huit verrouillé en phase par le miroir à boucle non linéaire et dans une cavité en anneau verrouillée en phase par la rotation linéaire de la polarisation et par le graphène. Nous avons montré ainsi qu'une diminution des pertes linéaire induit un décalage spectral progressif vers les courtes longueurs d'onde. Autrement dit, l'oscillation dans la bande L nécessite des pertes minimales. Après la validation de cette approche, nous avons réalisé des sources accordables sur une large fenêtre spectrale. La première source est un laser en anneau opérant en régime continu et accordable sur 100 nm. L'élément clé qui assure ce filtrage est un filtre accordable (sur les bandes C et L) de largeur à mi-hauteur d'environ 0.6 nm. Des propriétés intéressantes, en termes du rapport signal bruit et puissance de sortie, ont été obtenus durant le fonctionnement de ce laser. La deuxième source accordable opère en régime impulsionnel et accordable sur 75 nm. Le principe de fonctionnement est basé sur un filtrage biréfringent induit par les contrôleurs de polarisation. Le dernier élément de cette partie a été consacré à l'étude des différentes formes des régimes harmoniques autour de  $1.6 \mu\text{m}$ . En effet, nous avons observé des régimes harmoniques à une impulsion, à doublets d'impulsions et à triplets d'impulsions pour des réglages particuliers des contrôleurs de polarisation.

En résumé, cette étude expérimentale a permis de démontrer la faisabilité de sources laser femtosecondes très performantes avec des qualités d'émission exceptionnelles en termes de puissance de sortie, rapport signal bruit et nombre d'impulsions générées. Elle a aussi permis de montrer la diversité des régimes d'émission de ces sources allant de l'émission d'une impulsion par tour de cavité à la génération d'une centaine d'impulsions en verrouillage harmonique en passant par différents régimes d'impulsions liées.

Il reste toutefois 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 le fonctionnement impulsionnel a été reportée vers une date ultérieure. En se basant sur nos prédictions numériques (qui montrent qu'un coefficient non linéaire peut multiplier par un

facteur de 5 le nombre d'impulsion par rapport à une fibre monomode), nous voulons démontrer la faisabilité d'un laser à fibre microstructurée à très haute cadence. La démonstration d'un cristal de soliton dans un laser en forme de huit reste encore un objectif de notre équipe, ce qui permet de confirmer l'universalité de l'analogie entre le régime solitonique et les états de la matière. En effets, nous avons obtenu des résultats préliminaires qui prouvent l'existence de certains états liés en régime de dispersion normale. Nous envisageons également en perspectives d'établir un modèle théorique pour confirmer l'approche de l'émission à 1.6  $\mu\text{m}$ .

## Bibliographies

- [1] A.L. Schawlow and C.H. Townes, « Infrared and optical masers », *Physical Review*, No.112, No.6, pp.1940-1949, 1958.
- [2] T.H. Maiman « Stimulated optical radiation in ruby », *Nature*, Vol.187, pp.493-494, 1960.
- [3] P. Grelu and N. Akhmediev, « Dissipative solitons for mode-locked lasers», *Nature Photonics* 6, pp. 84-92, 2012.
- [4] D. Tang, W.S. Man, H. Tam and P. Drummond, « Observation of bound states of solitons in a passively mode-locked fiber laser », *Physical Review. A*, Vol. 64, No. 033814, 2001
- [5] P. Grelu, F. Belhache, F. Guty and J. Soto-Crespo, «Phase-locked soliton pairs in a stretched-pulse fiber laser », *Optics Letters*, Vol. 27, p. 966-968, 2002.
- [6] P. Grelu, J. Béalet and J.M. Soto-Crespo, « Soliton pairs in a fiber laser: from anomalous to normal average dispersion regime », *Optics Express*, vol. 11, pp. 2238-2243, 2003.
- [7] J.M. Soto-Crespo, P. Grelu, N. Akhmediev and N. Devine, « Soliton complexes in dissipative systems: Vibrating, shaking, and mixed soliton pairs », *Physical Review. E*, Vol. 75, pp. 016613, 2007.
- [8] P. Grelu and N. Akhmediev, « Group interactions of dissipative solitons in a laser cavity: the case of 2+1 », *Optics Express*, Vol. 12, No. 14, p. 3184-3189, 2004.
- [9] 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 », *Applied Physics B: Lasers and Optics*, Vol. 99, p. 107-114, 2010.
- [10] F. Amrani, M. Salhi, Ph. Grélu, H. Leblond and F. Sanchez, « Universal soliton pattern formation in passively mode-locked fiber lasers », *Optics Letters*, Vol.36, No.9, 2011.
- [11] F. Bahloul, D. Pagnoux, L. Labonte and R. Attia, « Numerical analysis of the azimuthal periodicity in the two lowest order modes of microstructured fibres applied to the precise determination of the cutoff wavelength » *Optics Communications*, Vol. 281, Issue.10, pp 2789-2798, 2008.

- [12] 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 », *Optics Communications*, Vol. 312, pp. 1-6 , 2014.
- [13] A.V. Avdokhin , S. V. Popov, and J. R. Taylor, « Totally fiber integrated, figure-of-eight, femtosecond source at 1065 nm », *Optics Express*, Vol.11, Issue.3, pp. 265-269, 2003.
- [14] E. Snitzer, « Proposed fiber cavities for optical masers », *Journal of Applied Physics*, Vol. 32, No.1, pp. 36-39, 1961.
- [15] E. Snitzer, « Optical maser action of  $\text{Nd}^{3+}$  in a barium crown glass », *Physical Review Letters*, Vol.7, No.12, pp.444-446, 1961.
- [16] J. Stone and C.A. Burrus, « Neodymium-doped fiber lasers: room-temperature CW operation with an injection laser pump », *Applied Optics*, Vol.13, No.6, pp.1256-1258, 1974.
- [17] R.J. Mears, L. Reekie, S.B. Pool and N. Payne, « Neodymium-doped silica single-mode fiber lasers » *Electronics Letters*, vol.21, no.17, pp.738-740, 1985
- [18] R.J. Mears, L. Reekie, S.B. Pool and N. Payne, « Low threshold, tunable CW and Q switched fiber laser operating at 1.55 micrometers », *Electronics Letters*, Vol.22, No.3, pp.159-160, 1986.
- [19] J.D. Kafka, T.BAE RE TD.W.HALL, « Mode-locked erbium-doped fiber laser with soliton pulse shaping », *Optics Letters*, Vol.14, No.2, pp.1269-1271, 1989.
- [20] D.C. Hanna, A. Kazer, M.W. Philips, D.P .Shepher DE TP. I. SUNI, « Active mode-locking of an Yb:Er fiber laser », *Electronics Letters*, Vol.25, No.2, pp.95-96, 1989
- [21] K. Tamura, E.P. Ippen, H.A. Hauss and TL.E. Nelson, « 77-femtoseconds pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser », *Optics Letters*, Vol.18, No.13, pp.1080-1082, 1993.
- [22] C. Lecaplain, « High energy femtosecond chirped-pulse oscillator », *Conference on Lasers and Electro-Optics/International Quantum Electronics Conference*, Optical Society of America, 2009.

- [23] J. Limpert, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, R. Iliew, F. Lederer, J. Broeng, G. Vienne, A. Petersson, and C. Jakobsen, « High-power air-clad large-mode-area photonic crystal fiber laser », *Optics Express*, Vol.11, Issue 7, pp. 818-823, 2003
- [24] A. Mokhtari, P. Cong, J.L. Herek, and A. H. Zewail, « Direct femtosecond mapping of trajectories in a chemical reaction », *Nature*, 348: 225–227, 1990.
- [25] D. Strickland and G. Mourou, « Compression of amplified chirped optical pulses » *Optics Communications*, 56(3), pp. 219–221, 1985.
- [26] U. Keller, K. J. Weingarten, F. X. Kartner, D. Kopf, B. Braun, I. D. Jung, R. Fluck, C. Honninger, N. Matuschek, and J. Aus der Au, « Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2(3), pp. 435–453, 1996.
- [27] A. McPherson, G. Gibson, H. Jara, U. Johann, T. S. Luk, I. A. McIntyre, K. Boyer, and C. K. Rhodes, « Studies of multiphoton production of vacuum-ultraviolet radiation in the rare gases », *Journal of Optical Society of America B*, 4(4), pp. 595–601, 1987
- [28] A. Cabasse « Etude et développement d'une nouvelle génération d'absorbants saturables pour les lasers à fibre à impulsions ultra-courtes et énergétiques », Thèse de doctorat de l'université de Rouen, 2010.
- [29] J. Magne, « Traitement optique du signal émis par un laser à fibre mode-locked passif à la multiplication et à la sculpture d'impulsions », Thèse de L'université de Laval, 2007.
- [30] L.F. Mollenauer and R.H. Stolen, «The soliton Laser », *Optics Letters*, Vol.9, pp. 13-15 , 1984.
- [31] V.J. Matsas, T.P. Newson, D.J. Richardson and D.N. Payne, « Self starting passively mode locked fiber ring soliton laser exploiting non linear polarization rotation », *Electronics Letters*, 28, 1391-1393, 1992.
- [32] K.Tamura, H.A. Hauss and E.P. Ippen, « Self starting additive pulse mode-locked erbium ring laser », *Electronics Letters*, 28, pp.2226-2227, 1992.
- [33] H. Hauss, « Mode-locking of lasers », *J.On Selected Topics in Quantum electronics*, Vol.6, pp.1173-1183, 2000.



- [34] H. Hauss and A. Meccozi, « Noise in mode-locked lasers », *IEEE.J.Quantum Electron.* , Vol 29, pp 983-996, 1993.
- [35] C. Lecaplain and Ph. Grelu, « Multi-gigahertz repetition rate-selectable passive harmonic mode locking of a fiber laser », *Optics Express*, Vol. 2, pp. 897–902, 2013.
- [36] K. Guesmi, F. Bahloul, M. Salhi, F. Sanchez and R. Attia, « Hysteresis phenomena and multi stability in figure of eight microstructured fiber laser », *Lasers Physics*, Vol.25, 045109, 2015.
- [37] H. Hauss, J. Fujimoto, L. E. Nelson, and E. P. Ippen, «Analytic theory of additive pulse and Kerr lens mode locking », *IEEE. J. Quantum Electron*, Vol. 28, No.10, pp. 2086–2096, 1992.
- [38] H. Leblond, M. Salhi, A. Hideur, T. Chartier, M. Brunel, and F. Sanchez, «Experimental and theoretical study of the passively mode-locked Ytterbium-doped double-clad fiber laser» *Physical Review. A*, Vol. 65, No. 063811, 2002.
- [39] B. Malomed « Bound solitons in the nonlinear Schrödinger Ginzburg Landau equation » *Physical Review. A*, Vol. 44, pp. 6954–6957, 1991
- [40] N. Akhmediev, A. Ankiewicz, and J. Soto-Crespo, « Stable soliton pairs in optical transmission lines and fiber lasers », *Journal of the Optical Society of America. B*, Vol. 15, no. 2, pp. 515–523, 1998.
- [41] Ph. Grelu, J. Beal, and J. Soto-Crespo « Soliton pairs in a fiber laser: from anomalous to normal average dispersion regime » *Optics Express*, Vol. 11, No. 18, pp. 2238–2243, 2003.
- [42] S. Chouli and Ph. Grelu, « Rains of solitons in a fiber laser », *Optics Express*, 17 (14), pp.1776-1781, 2009.
- [43] S. Chouli, « Structure optiques dissipatives en cavité laser à fibre », Thèse de doctorat, Université de Bourgogne (France), pp 70-75, 2011.
- [44] F. Amrani, « Génération et interaction d'un grand nombre de solitons dans les lasers à fibre : Universalité des comportements collectifs », Thèse de doctorat, Université d'Angers, pp 80-120, 2011.
- [45] A. Niang, « Manipulation d'un grand nombre de solitons dissipatifs dans les lasers à fibre », Thèse de doctorat de l'université d'Angers, 2014.

- [46] W. H. Renninger, A. Chong, and F. W. Wise, « Area theorem and energy quantization for dissipative optical solitons », *Journal of the Optical Society of America. B*, Vol. 27, No. 10, 2010.
- [47] M.L Denis and I.N. Duling, « Experimental study of sideband generation in femtosecond fiber lasers », *Journal of Quantum Electronics*, Vol. 30, pp. 1463-1469, 1994.
- [48] J.P. Gordon, « dispersive perturbations of solitons of the nonlinear Schrödinger equation », *Journal of the Optical Society of America. B*, Vol. 9, No. 1, pp. 91-97, 1992.
- [49] N.J. Smith, K.J. Blow and I. Andonovic, « Sideband generation through perturbations to the average soliton model », *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 10, No. 10 pp. 1329-1333, 1992.
- [50] N. Pandit, D.U. Noske, S.M. Kelly and J.R. Taylor, «Characteristic instability of fiber loop soliton lasers », *Electronics Letters*, Vol. 28, No. 5 pp. 455-457, 1992.
- [51] D. J. Kaup, B. A. Malomed and J. Yang, « Characteristic sideband instability of periodically amplified soliton », *Electronics Letters*, Vol. 28, No. 8 pp. 806-808, 1992.
- [52] M. Olivier, « Interactions des solitons dans les lasers à fibre » Thèse de doctorat de l'université de Laval (Canada), 2008.
- [53] W.J. Tomlinson, R.H. Stolen, and C.V. Shank, « Compression of optical pulses chirped by self-phase modulation in fibers », *Journal of the Optical Society of America B*, 1(2), pp.139–149, 1984.
- [54] W.J. Tomlinson, R.H. Stolen, and A.M. Johnson, « Optical wave breaking of pulses in nonlinear optical fibers ». *Optics Letters*, Vol. 10, No.9, pp.457–459, 1985.
- [55] Y. Chen and H.A. Haus « Dispersion-managed in the net positive dispersion regime », *Journal of the Optical Society of America. B*, Vol. 16, No.1 pp. 24-30, 1999.
- [56] P.M. Lushnikov, « Dispersion managed soliton in optical fibers with zero average dispersion », *Optics Letters*, Vol. 25, No.16, pp.1144-1146, 2000.
- [57] G. P. Agrawal « *Nonlinear Fiber Optics* », 2nd Ed., Academic Press, Inc.1995

- [58] K. Jiang, C. Ouyang, P. P. Shum, K. Wu and J.H. Wong, « High-energy dissipative soliton with MHz repetition rate from an all-fiber passively mode-locked laser », *Optics Communications*, Vol.285, pp 2422-2425 , 2012.
- [59] T.O.Tsun, M.K. Islam and P.L. Chu, « High-energy femtosecond figure-eight fiber laser », *Optics Communications*, V.141, pp 65-68, 1997
- [60] A. Hideur, T. Chartier, M. Brunel, S. Louis, C. Ozkul, and F. Sanchez, « Generation of high energy femtosecond pulses from a side-pumped Yp-doped double-clad fiber laser », *Applied Physics Letters*, Vol.79, No.21, pp.389-391, 2001.
- [61] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, 4 édition, 2007.
- [62] B.G. Bale, J.N. Kutz, A. Chong, W.H. Renninger, and F.W. Wise, « Spectral filtering for high-energy mode-locking in normal dispersion fiber lasers » *Journal of the Optical Society of America.B* , Vol.25, pp.1763-1765 ,2008.
- [63] L.M. Zhao, D.Y. Tang, and J. Wu, « Gain-guided soliton in a positive group-dispersion fiber laser », *Optics Letters*, Vol. 31, No. 12, pp. 1788–1790, Jun. 2006.
- [64] K. Kieu and F.W. Wise, « All-fiber normal-dispersion femtosecond laser », *Optics Express.*, Vol. 16, No. 15, pp. 11 453–11 458, 2008.
- [65] L. Zhao, D. Tang, X. Wu, and H. Zhang, « Dissipative soliton generation in Yb-fiber laser with an invisible intracavity bandpass filter », *Optics Letters*, Vol. 35, No. 16, pp. 2756–2758, 2010.
- [66] A. Haboucha, A. Komarov, H. Leblond, F. Sanchez, G. Martel, « Mechanism of multiple pulse formation in the normal dispersion regime of passively mode-locked fiber ring lasers », *Optical Fiber Technology*, V. 14, pp. 262-267, 2008.
- [67] M. Lai, J. Nicholson, W. Rudolph, « Multiple pulse operation of a femtosecond Ti: sapphire laser », *Optics Communications*, V.142, 2000.
- [68] A. K. Komarov and K. P. Komarov, « Pulse splitting in a passive mode-locked laser » *Optics Communications*. Vol. **183**, pp. 265-270, 2000.

- [69] D. Y. Tang, L. M. Zhao, B. Zhao, and A. Q. Liu, « Mechanism of multi soliton formation and soliton energy quantization in passively mode-locked fiber lasers », *Physical Review. A*, Vol. 72, 043816, 2005
- [70] A.B. Grudinin, D.J. Richardson and D.N. Payne, « Passive harmonic mode-locking of fiber soliton ring laser », *Electron Letters*, Vol 29, pp.1860-1861, 1993.
- [71] A.B. Grudinin and S. Gray, « Passive harmonic mode locking in soliton fiber lasers », *Journal of the Optical Society of America.B*, Vol. 14, No. 1, pp. 144-154. 1997.
- [72] B.C. Collings, K. Bergman and W.H. Knox, « Stable multi gigahertz pulse-train formation in a short-cavity passively harmonic mode-locked erbium/ytterbium fiber laser », *Optics Letters*, Vol. 23, No. 2, pp. 123-125, 1998.
- [73] B. Zhao, D.Y. Tang, P. Shum, W.S. Man, H.Y. Tam, Y.D. Gong, and C. Lu, « Passive harmonic mode locking of twin-pulse soliton in an erbium-doped fiber ring laser », *Optics Communications*. Vol 229, pp 363-370, 2004.
- [74] A. Komarov, K. Komarov, H. Leblond and F. Sanchez, « Spectral control over the interaction of ultra short pulses in fiber lasers », *Optics and Spectroscopy*, Vol.103, pp 825-830, 2007.
- [75] Ph. Grelu, F. Belhache, F. Guty and J.M. Soto-Crespo, « Relative phase locking of pulses in a passively mode-locked fiber laser », *Journal of Optical Society of America. B*, Vol. 20, No. 5, pp. 863-870, 2003.
- [76] J.P. Gordon, « Interaction forces among solitons in Optical fibers », *Optics Letters*, Vol. 8, pp. 596-598, 1983.
- [77] F.M. Mitschke and L.F. Mollenauer, « Experimental observation of interaction forces between solitons in optical fibers », *Optics Letters*, vol. 12, p. 355-357, 1987.
- [78] B.A. Malomed, « Bound solitons in the nonlinear Schrödinger Ginzburg-Landau equation », *Physical Review. A*, vol. 44, p. 6954- 6957, Nov 1991
- [79] B. A. Malomed, « Bound states of envelope solitons », *Physical Review. E*, Vol. 47, p. 2874-2880, Apr 1993

- [80] M. Soto-Crespo, N. Akhmediev, P. Grelu et F. Belhache, « Quantized separations of phase-locked soliton pairs in fiber lasers », *Optics Letters.*, Vol. 28, No. 19, pp. 1757-1759, 2003
- [81] D.R. Nicholson, M.V. Goldman, « Damped nonlinear Schrödinger equation », *Physical Fluids*, Vol.19, pp.1621-1625, 1976.
- [82] P.A. Belanger, L.Gagnon and C.Fare, « Solitary pulses in an amplified nonlinear dispersive medium », *Optics Letters*, Vol.14, pp.943-945, 1989.
- [83] B.A. Malomed and A.A. Neppomnyashchy, « Kinks and solitons in the generalized Ginzburg-Landau equation », *Physical .Review.A*, Vol.42, pp.6009-6014, 1990.
- [84] D.C. Hanna, I.M. Jaunoy, R.M. Percival, I.R. Perry, R.G. Smart, P.J. Suni, J.E. Townsend, A.C. Tropper, « Continuous-wave oscillation of a monomode thulium-doped fiber laser », *Electron Letters*, Vol.24, pp.1222-1223, 1988.
- [85] D.C. Hanna, R.M. Percival, R.G. Smart, J.E. Townsend, A.C. Tropper, « Continuous-wave oscillation of holmium-doped silica fiber laser», *Electron Letters*, Vol.25, pp. 593-594,1989.
- [86] Y. Dureste, M. Monerie, J.Y. Allain, H. Poignant, « Amplification and lasing at 1.3  $\mu\text{m}$  in praseodymium-doped fluorozirconate fibres », *Electron Letters*, Vol.27, pp. 626-628, 1991.
- [87] D.C. Hanna, R.M. Percival, I.R. Perry, R.G. Smart, P.J. Suni, J.E. Townsend, A.C.Tropper, « Continuous-wave oscillation of a monomode ytterbium-doped fiber laser » *Electron Letters*, 24, 1111-1113, 1988.
- [88] D.J. Kuizenga and A.E. Siegman, « FM and AM mode locking of the homogeneous laser-Part I: theory ». *IEEE J. Quantum Electron*, Vol 6, pp.694-701, 1970.
- [89] D.J. Kuizenga and A.E. 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, pp.709-715, 1970
- [90] D.M. Kim, S. Marathe and T.A. Rabson, « Eigen function analysis of mode locking process ». *Journal of applied physics*, Vol. 44, pp 16731675 (1973)

- [91] H.A. Haus, « A theory of forced mode locking », IEEE: Journal of Quantum Electronics, Vol. 11, pp. 323330, 1975.
- [92] H.A. Haus, « Theory of mode locking with a fast saturable absorber », Journal of applied physics, Vol. 46, pp 30493058, 1975.
- [93] H.A. Haus, J.G. Fujimoto and E.P. Ippen, « Structure of additive pulse mode locking », Journal of the optical society of America. B, Vol.8, pp. 2072-2076, 1991.
- [94] G. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics, 3rd Edition. New York Academic press, 2001.
- [95] A.J. Barlow, J.R. Hansen, and D.N. Payne, « Birefringence and polarization mode dispersion in spun single-mode fiber », Applied Optics. Vol. 20, pp. 2963, 1981
- [96] F. Corsi, A.Galtarossa and L. Palmieri, «Polarization mode dispersion characterization of single mode optical fiber using backscattering technique», Journal of Light wave Technology, Vol. 16, N. 10, 1998
- [97] A. Hasegawa and F. Tappert, « Transmission of stationary nonlinear optical pulse in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion », Applied Physics Letters, Vol. 23, No. 3, pp. 142–144, 1973.
- [98] R. Fisher and W. K. Bischel, « A role of linear dispersion in plane wave self phase modulation », Applied Physics Letters, Vol. 23, pp. 661–663, 1975.
- [99] G. P. Agrawal, « Nonlinear Fiber Optics, 2nd Ed Academic », Press, Inc.1995
- [100] T. Ennejah and R. Attia, « Mode Locked Fiber Lasers », Current developpements in optical fiber technology, Chapter 15, 2013
- [101] S. Wang, A. Docherty, B. S. Marks, and C. R. Menyuk, « Comparison of numerical methods for modeling laser mode locking with saturable gain », Journal of the optical society of America. B, Vol. 30, No. 11, 2013
- [102] T.R. Tarand and M. Ablowitz, « Analytical and numerical aspects of certain nonlinear evolution equations II. Numerical, nonlinear Schrodinger equation », Journal of computational physics, Vol. 55, pp. 203–230, 1984.

- [103] E.O. Herrero, « Étude des effets non linéaires dans les lasers et amplificateurs de puissance à fibre double gaine dopée  $\text{Er}^{3+}/\text{Yr}^{3+}$  », Thèse de doctorat de Paris TELECOM, 2003.
- [104] A. Liu and K. Ueda, «The absorption characteristics of circular, offset, and rectangular double-clad fibers», *Optics Communications*, Vol.136, pp. 511-518, 1996.
- [105] E. Snitzer, H. Po, R. Tmminelli, and B. C. McCollum, « Double-clad, offset core Nd fiber laser pumped by GaAlAs phased array », *Optical Fiber Communication Conf.PD5*, 1988.
- [106] H. Po, E. Snitzer, R. Tmminelli, L. Zenteno, F. Hakimi, N. M. Cho, and T. Haw, « Double clad high brightness Nd fiber laser pumped by GaAlAs phase darray », *Optical Fiber Communication Conf. PD7*, 1989.
- [107] D. Taverner, A. Galvanauskas, D. Harter, D. J. Richardson, et L. Dong, « Generation of high-energy pulses using a large-mode-area erbium-doped fiber amplifier ». *Proceedings of Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, pages 496–497, 1996.
- [108] A. Ferrando, E. Silvestre, J.J. Miret, and P. Andres, « Nearly zero ultraflattened dispersion in photonic crystal fibers ». *Optics Letters*, Vol.25, No. 11, pp. 790-792, 2000.
- [109] J. Broeng, D. Mogilevstev, S.E. Barkou and A. Bjarklev, « Photonic crystal fibers: a new class of optical waveguides », *Optical Fiber Technology*, Vol.5, pp. 96-98, 1999.
- [110] F. Brechet, J. Marcou, D. Pagnoux and P. Roy, « Complete analysis of the characteristics of propagation into photonic crystal fibers, by the finite element method », *Optical Fiber Technology*, Vol.6, No. 2, pp. 181-191, 2000.
- [111] Pierre Deslandes, « Développement d'oscillateurs lasers à fibre de forte puissance moyenne et à durée d'impulsion ajustable », thèse de doctorat de l'université de Bordeaux 1, 2013.
- [112] T.A. Birks, J.C. Knight, and P.S. Russel, « Endlessly single-mode photonic crystal fiber », *Optics Letters*, Vol.22, No. 13, pp. 961-963, 1997.
- [113] T.A. Birks, P.J. Roberts, P.S. Russel, D.M. Atkin and T.J. Shepherd, « Full 2-D photonic bandgaps in silica/air structures », *Electronics Letters*, Vol. 31, No. 22, pp.1941-1943, 1995.

- [114] 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 Journal of Quantum Electron, Vol. 34, pp. 1749-1757, 1998.
- [115] X. Liu, L. Wang, X. Li, H. Sun, A. Lin, K. Lu, Y. Wang, and W. Zhao, « Multistability evolution and hysteresis phenomena of dissipative solitons in a passively mode-locked fiber laser with large normal cavity dispersion », Optics Express, Vol. 17, No. 10, 2009.
- [116] A. Komarov, H. Leblond, and F. Sanchez, « Multistability and hysteresis phenomena in passively mode-locked fiber lasers », Physical Review. A. 71, 053809, 2005.
- [117] L.M. Zhao, D.Y. Tang, F. Lin and B. Zhao, « Observation of period-doubling bifurcations in a femtosecond fiber soliton laser with dispersion management cavity », Optics Express 12, pp. 4573-4578, 2004.
- [118] F. Ö. Ilday, J. Buckley and F. W. Wise, « Period-doubling route to multiple-pulsing in femtosecond fiber lasers Nonlinear Guided Waves Topical Meeting », Optical Society of America.B, Washington, D.C, MD9, 2004.
- [119] J.M. Soto-Crespo, M. Grapinet, Ph. Grelu, and N. Akhmediev, « Bifurcations and multiple-period soliton pulsations in a passively mode-locked fiber laser », Physical Review. E. 70, 066612, 2004.
- [120] D.Y. Tang, L.M. Zhao and F. Lin, « Numerical studies of routes to chaos in passively mode-locked fiber soliton ring lasers with dispersion-managed cavity », Euro physics Letters, Vol.71, pp. 56-62, 2005.
- [121] J.M. Soto-Crespo and N. Akhmediev, « Soliton as strange attractor: nonlinear synchronization and chaos », Physical Review Letters. 95, 024101, 2005.
- [122] B. Zhao, D. Y. Tang, L. M. Zhao, P. Shum, et H. Y. Tam, « Pulse-train non uniformity in a fiber soliton ring laser mode-locked by using the nonlinear polarization rotation technique », Physical Review. A 69, 043808, 2004.
- [123] W.J. Tomlinson, R.H. Stolen, and A.M. Johnson, « Optical wave breaking of pulses in nonlinear optical fibers ». Optics Letters, Vol. 10, No.9, pp.457–459, 1985



- [124] K. Tamura and M. Nakazawa, « Pulse compression by nonlinear pulse evolution with reduced optical wave breaking in erbium-doped fiber amplifiers ». *Optics Letters*, Vol. 21, No. 1, pp. 68–70, 1996.
- [125] V.I. Kruglov, A.C. Peacock, J.D. Harvey, and J.M. Dudley, « Self-similar propagation of parabolic pulses in normal-dispersion fiber amplifiers ». *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 19, No. 3, pp. 461–469, 2002.
- [126] D. Anderson, M. Desaix, M. Karlsson, M. Lisak, and M.L. Quiroga-Teixeiro, « Wave breaking-free pulses in nonlinear-optical fibers ». *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 10, No.7, pp. 1185–1190, 1993.
- [127] W. Chang, A. Ankiewicz, J. M. Soto-Crespo, and N. Akhmediev, « Dissipative soliton resonances », *Physical Review.A* , Vol. 78(2), 023830, 2008.
- [128] W. Chang, J. M. Soto-Crespo, A. Ankiewicz, and N. Akhmediev, « Dissipative soliton resonances in the anomalous dispersion regime », *Physical Review. A*, Vol. 79(3), 033840, 2009.
- [129] Ph. Grelu, W. Chang, A. Ankiewicz, J. M. Soto-Crespo, and N. Akhmediev, « Dissipative soliton resonance as a guideline for high-energy pulse laser oscillators », *Journal of the Optical Society of America. B*, Vol. 27(11), 2336–2341, 2010.
- [130] E. Ding, Ph. Grelu, and J. N. Kutz, « Dissipative soliton resonance in a passively mode-locked fiber laser », *Optics Letters*, Vol. 36(7), pp. 1146–1148, 2011.
- [131] X. Wu, D.Y. Tang, H. Zhang, and L.M. Zhao, « Dissipative soliton resonance in an all-normal-dispersion erbium-doped fiber laser », *Optics Express* Vol. 17(7), pp. 5580–5584 2009.
- [132] 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 », *Optics Letters*, Vol. 37(22), pp. 4777–4779 , 2012.
- [133] 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 », *Optics Express*, Vol. 21, Issue 2, pp. 2402-2407, 2013.

- [134] J. Yang, C. Guo, S. Ruan, D. Ouyang, H. Lin, Y.Wu, R. Wen, «Observation of Dissipative Soliton Resonance in a Net-Normal Dispersion Figure-of-Eight Fiber Laser», IEEE Photonics Journal, Vol. 5,N.3, 2013.
- [135] 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», Physical Review. A87, 023838 , 2013.
- [136] 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 », Optics Letters, Vol. 39, pp. 3235-3237, 2014.
- [137] M. Nakazawa, Y. Kimura, et K. Suzuki. « Efficient Er<sup>3+</sup>-doped optical fiber amplifier pumped by a 1.48 μm InGaAsP laser diode ». Applied Physics Letters, Vol. 54, No.4, pp. 295–297, 1989.
- [138] J.F. Massicott, J.R. Armitage, R. Wyatt, B.J. Ainslie, and S.P. Craig-Ryan, « High gain, broadband, 1.6 μm Er<sup>3+</sup> doped silica fiber amplifier », Electron Letters, Vol. 26, pp. 1642-1645,1990.
- [139] H. Schmeckeber, G. Fiol, C. Meuer, D. Arsenijević, and D. Bimberg, « Complete pulse characterization of quantum dot mode-locked lasers suitable for optical communication up to 160 Gbit/s » Optics. Express 18(4), pp.3415–3425, 2010.
- [140] X. Feng, C. Lu, H.Y. Tam, P.K.A. Wai, D.Y. Tang, and B.O. Guan , « Mechanism for stable, ultra-flat multiwavelength operation in erbium-doped fiber lasers employing intensity-dependent loss », Optics and Laser Technology, Vol. 44, 74, 2012.
- [141] X. Feng, H. Y. Tam, H. Liu, and P. K. A. Wai, « Multiwavelength erbium-doped fiber laser employing a nonlinear optical loop mirror », Optics Communications, Vol. 268, pp. 272-278, 2006.
- [142] F. Morin, F. Druon, M. Hanna, and P. Georges, « Microjoule femtosecond fiber laser at 1.6 μm for corneal surgery applications », Optics Letters, Vol.34, 1991, 2009.
- [143] K. Guesmi, M. Yichang, A. Niang, M. Salhi, F. Bahloul, R. Attia, and F. Sanchez, « 1.6 μm emission based on linear loss control in Er :Yr doped double clad fiber laser », Optics Letters, Vol.39, No.22,2014

- [144] H. Ono, M. Yamada, T. Kanamori, S. Sudo, and Y. Ohishi, « 1.58  $\mu\text{m}$  band gain-flattened erbium-doped fiber amplifiers for WDM transmission systems », *Journal of Light wave Technology*, Vol. 17(3), pp. 490–496, 1999.
- [145] K. Plamann, F. Aptel, C.L. Arnold, A. Courjaud, C. Crotti, F. Deloison, F. Druon, P. Georges, M. Hanna, J.M. Legeais, F. Morin, É. Mottay, V. Nuzzo, D.A. Peyrot, and M. Savoldelli, « Ultra short pulse laser surgery of the cornea and the sclera », *Journal of Optics*, Vol. 12, No. 8, pp. 084002, 2010.
- [146] F. Deloison, « Greffe de cornée automatisée assistée par laser femtoseconde optimisé en longueur d'onde ». Thèse de doctorat de l'école polytechnique (CNRS, France), 2010
- [147] C.K. Kao, « Optical Fiber Systems: Technology, Design and Application », pp 85-90, USA, 1982
- [148] Julien MAURY, « Étude et caractérisation d'une fibre optique amplificatrice et compensatrice de dispersion chromatique ». Thèse de doctorat de l'université de Limoges (France), 2003
- [149] C. J. Koester and E. Snitzer, « Amplification in a fiber laser », *Applied Optics*, Vol. 3, No. 10, pp. 1182–1186, 1964
- [150] E. Snitzer and R. Woodcock, «  $\text{Yb}^{3+}$ ,  $\text{Er}^{3+}$  glass laser », *Applied Physics Letters*, Vol. 6, No. 3, pp. 45–46, 1965.
- [151] R. Mears, L. Reekie, I. Jauncey and D. Payne, « Low-noise erbium-doped fiber amplifier operating at 1.54  $\mu\text{m}$  », *Electronic Letters*, Vol. 23, No. 19, pp. 1026–1028, 1987.
- [152] E. Desurvire, J. Simpson, et P. Becker, « High-gain erbium-doped traveling wave fiber amplifier », *Optics Letters*, Vol. 12, pp. 888–890, 1987.
- [153] Michel J.F. Digonnet, « Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers, second edition », CRC Press, 2001
- [154] F. Morin, « Conception d'une source cohérente à impulsions courtes à 1600 nm à fibres dopées erbium: application à la greffe de cornée », Thèse de doctorat de l'université Paris-Sud, 2010

- [155] D. Boivin, T. Föhn, E. Burov, A. Pastouret and C. Gonnet, « Quenching investigation on new erbium doped fibers using MCVD nano particle doping process », Proceedings of SPIE, Vol. 7580, 2010.
- [156] L. Goldberg, J. Koplow, « Compact, side-pumped 25 dBm Er / Yb co-doped double cladding fiber amplifier », Electronics Letters, Vol. 34, No. 21, pp. 2027-2028, 1998.
- [157] B.C. Hwang, S. Jiang, T. Luo, J. Watson, G. Sorbello and N. Peyghambarian, « Cooperative up conversion and energy transfer of new high Er<sup>3+</sup>- and Yb<sup>3+</sup>-Er<sup>3+</sup>-doped phosphate glasses », Journal of the Optical Society of America B, Vol. 17, No. 5, pp. 833-839, 2000.
- [158] D.H. Sutter, G. Steinmeyer, L. Gallmann, N. Matuschek, F.M. Genoud, U. Keller, V. Scheuer, G. Angelow and T. Tschudi, « Semiconductor saturable-absorber mirror assisted Kerr-lens mode-locked Ti: sapphire laser producing pulses in the two-cycle regime ». Optics Letters, Vol. 24, no. 9, pp. 631–633, 1999.
- [159] Y. Zaouter, J. Didierjean, E. Balembois, G. Leclin, F. Druon, P. Georges, P. Goldner and B. Viana, « 47 as diode-pumped Yb<sup>3+</sup>: CaGdAlO<sub>4</sub> laser ». Optics Letters, Vol. 31, No. 1, pp.119–121, 2006.
- [160] C. Raman and K. Krishnan, « A new type of secondary radiation ». Nature, 1928.
- [161] C. V. Raman, « A new radiation », Indian Journal of Physics 2, 387 (1928)
- [162] R. W. Boyd, « Nonlinear Optics» ,Academic Press, 1992.
- [163] G. P. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics - Third edition, Academic Press, 2001.
- [164] F.M. Mitschke and L.F. Mollenauer, « Discovery of the soliton self-frequency shift », Optics Letters, Vol. 11, No. 10, pp. 657-659, 1986.
- [165] M. Hofer, M.E. Fermann, A. Galvanauskas, D. Harter, et R.S. Windeler, « High-power 100 fs pulse generation by frequency doubling of an erbium ytterbium-fiber master oscillators power amplifier ». Optics Letters, Vol. 23, No. 23, pp. 1840–1842, 1998.
- [166] F. Sanchez, B. Meziane, T. Chartier, P.L. François and G.M. Stephan, « Output coupling optimization of Nd-fibre lasers », Appl. Opt. **34**, 7674-7679, 1995.

- [167] M. Melo, O. Frazao, A.L.J. Texeira, L.A. Gomes, J.R. Ferreira Da Rocha and H.M Salgado, « Tunable L-band erbium-doped fibre ring laser by means of induced cavity loss using a fibre taper », *Appl. Phys. B* **77**, 139-142, 2003.
- [168] H. Tai, K. Yamamoto, M. Uchida, S. Osawa, and K. Uehara, « Long-distance simultaneous detection of methane and acetylene by using diode lasers coupled with optical fibers », *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 4, pp. 804–807, 1992.
- [169] B. Ferguson and X.C. Zhang, « Materials for terahertz science and technology », *Nature. Materials*. 1(1), pp. 26–33, 2002.
- [170] M. Tonouchi, « Cutting-edge terahertz technology », *Nature. Photonics* 1(2), pp. 97–105, 2007.
- [171] C. Svelto, E. Bava, S. Taccheo, and P. Laporta, « Pound–Drever frequency-stabilized Yb-Er: glass laser against C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> molecule at 1.534097 mm », *Electron Letters*, Vol.34, pp. 461–462, 1998.
- [172] C. Greiner, B. Boggs, T. Wang, and T.W. Mossberg, « Laser frequency stabilization by means of optical self-heterodyne beat-frequency control », *Optics Letters*, Vol. 23, pp. 1280–1282, 1998.
- [173] M. Ibsen, S.Y. Set, G.S. Goh and K. Kikuchi, « Broad-band continuously tunable all-fiber DFB lasers », *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.14, pp. 21–23, 2002.
- [174] N. Park, J. W. Dawson, and K. J. Vahala, « Frequency locking of an erbium-doped fiber ring laser to an external fiber Fabry–Perot resonator », *Optics Letters*, Vol.18, pp. 879–881, 1993.
- [175] H. Sabert, « Continuous electronic tuning of a narrow-band Nd fiber laser », *Electron Letters*, Vol.29, pp.1004–1005, 1993.
- [176] S.K. Kim, G. Stewart, and B. Culshaw, « Mode-hop-free single-longitudinal-mode erbium-doped fiber laser frequency scanned with a fiber ring resonator », *Applied. Optics*, Vol. 38, No. 24, pp. 5154–5157, 1999.
- [177] J. Zhang, J. W. Y. Lit, and G. W. Schinn, «Cancellation of associated frequency dithering in a single-frequency compound-ring erbium-doped fiber laser », *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 8, pp. 1621–1623, 1996.

- [178] H. Chen, F. Babin, M. Leblanc, and G. W. Schinn, « Widely Tunable Single-Frequency Erbium-Doped Fiber Lasers », *IEEE Photonics technology letters*, Vol.15, No.2, 2003.
- [179] F. Wang, A. G. Rozhin, V. Scardaci, Z. Sun, F. Hennrich, I. H. White, W. I. Milne, and A. C. Ferrari, « Wideband-tunable, nanotube mode-locked, fiber laser », *Nature Nano technology*, Vol. 3(12), pp. 738–742 , 2008.
- [180] Z. Sun, D. Popa, T. Hasan, F. Torrisi, F. Wang, E. J. R. Kelleher, J. C. Travers, V. Nicolosi, and A. C. Ferrari, « A stable, wideband tunable, near transform-limited, graphene-mode-locked, ultrafast laser », *Nano. Research*, Vol. 3, Iss.9, pp. 653–660, 2010.
- [181] O. G. Okhotnikov, L. Gomes, N. Xiang, T. Jouhti, and A. B. Grudinin, « Mode-locked ytterbium fiber laser tunable in the 980–1070-nm spectral range », *Optics Letters*, Vol.28, Iss.17, pp.1522–1524, 2003.
- [182] W.S. Man, H.Y. Tam, M.S. Demokan, P.K.A. Wai, and D. Y. Tang, « Mechanism of intrinsic wavelength tuning and sideband asymmetry in a passively mode-locked soliton fiber ring laser », *Journal of the optical society of America. B*, Vol. 17, Iss.1, 28–33, 2000.
- [183] H. Zhang, D. Tang, R.J. Knize, L. Zhao, Q. Bao and K.P. Loh, « Graphène mode locked, wavelength-tunable, dissipative soliton fiber laser », *Applied Physics Letters*, Vol. 96(11), pp. 111-112, 2010.
- [184] J.L. Luo, Y.Q. Ge, D.Y. Tang, S.M. Zhang, D.Y. Shen and L.M. Zhao, « Mechanism of Spectrum Moving, Narrowing, Broadening, and Wavelength Switching of Dissipative Solitons in All-Normal-Dispersion Yb-Fiber Lasers», *IEEE Photonics Journal*, Vol.6, No.1, 2014
- [185] K. Tamura, C.R. Doerr, H.A. Haus and E.P. Ippen « Soliton fiber ring laser stabilization and tuning with a broad intracavity filter », *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 6, No. 6, pp. 697–699, Jun. 1994.
- [186] G.R. Lin and J.Y. Chang, « Femtosecond mode-locked Erbium-doped fiber ring laser with intra-cavity loss controlled full L-band wavelength tenability », *Optics Express* Vol. 15(1), pp. 97–103, 2007.

- [187] Yichang Meng, Mohamed Salhi, Alioune Niang, Khmaies Guesmi, Georges Semaan, and Francois Sanchez « Mode-locked Er :Yb-doped double-clad fiber laser with 75-nm tuning range», *Optics Letters*, Vol. 40, No. 7, 2015.
- [188] 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 Physics Letters*, Vol. 4, No. 8, pp. 592–596, 2007.
- [189] A. Komarov, H. Leblond, and F. Sanchez, « Passive harmonic mode-locking in a fiber laser with nonlinear polarization rotation », *Optics Communications*, Vol. 267, No. 1, pp. 162–169, 2006.
- [190] 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 », *Optics letters*, Vol. 31, pp. 1041-1043, 2006.
- [191] F. Amrani, A. Haboucha, M. Salhi, H. Leblond, A. Komarov, P. Grelu, and F. Sanchez, « Passively mode-locked erbium-doped double-clad fiber laser operating at the 322nd harmonic », *Optics Letters*, Vol. 34, No. 14, pp. 2120–2122, 2009.
- [192] J. Sotor, G. Sobon, K. Krzempek and K.M. Abramski K M, « Fundamental and harmonic mode-locking in erbium-doped fiber laser based on graphene saturable absorber », *Optics communications*, Vol. 285, pp. 3174–3178, 2012.
- [193] Z.C. Luo, M. Liu, H. Liu, X.W. Zheng, A.P. Luo, C.P. Zhao, H. Zhang, S.C. Wen and W.C. Xu, « 2 GHz passively harmonic mode-locked fiber laser by a microfiber-based topological insulator saturable absorber », *Optics Letters*, Vol. 38, pp. 5212–5215 ,2013.
- [194] B. Zhao, D.Y. Tang, P. Shum, Y.D. Gong, C. Lu, W.S. Man and H.Y. Tam, « Energy quantization of twin-pulse solitons in a passively mode-locked fiber ring laser », *Applied Physics. B*, Vol. 77, pp.585-588, 2003.
- [195] Z.H. 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 Physics Letters*, Vol. 4. pp. 592-596, 2007.

- [196] G. Martel, C. Chédot, A. Hideur and P. Grelu, « Numerical maps for fiber lasers mode locked with nonlinear polarization evolution: comparaison with Semi-Analytical models » *Fiber and Integrated Optics*, Vol. 2, pp. 302-340, 2008
- [197] X. Zhu, C. Bu, C. Wang, R. Xu and G. Zhang, « Harmonically Mode-Locked Twin-pulse Dissipative Solitons Yb-doped Fiber Laser », *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 27, Iss. 14, pp. 256-259, 2015.
- [198] R. Paschotta « Noise of mode-locked lasers (Part II): timing jitter and other fluctuations », *Applied Physics. B: Lasers Optics*, Vol. 79, pp.163-173, 2004.
- [199] D.V.D. Lind, « Characterization of noise in continuously operating mode locked lasers », *Applied Physics .B*, Vol. 39, pp 201-207, 1986.
- [200] F. Rana, H.L.T. Lee, R.J. Ram, M.E. Grein, L.A. Jiang, E.P. Ippen and H.A. Haus, « Characterization of the noise and correlations in harmonically mode-locked lasers », *Journal of Optical. Society of America. B*, Vol. 19, No. 11, pp. 2609–2621, 2002.
- [201] J.P. Tourneng, S.O. Donoghue, M.T. Todaro, S.P. Hegarty, M.B. Flynn, G. Huyet J.G. Mcinerney, L.O. Faolain and T.F. Krauss, « Cross-Correlation Timing Jitter Measurement of High Power Passively Mode Locked Two-Section Quantum-Dot Lasers », *IEEE Photonics Technology letters*, Vol. 18, pp. 2317-2319, 2006.
- [202] J.P. Tourneng, A.A. Krout, K. Merghem, A. Martinez, F. Ielarge, A. Shen, G.H. Duan and A. Ramadane, « Experimental investigation of the timing jitter in self pulsating quantum-dash lasers operating at 1.55  $\mu\text{m}$  », *Optics Express*, Vol 16, pp 17706-17713, 2008.
- [203] K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. V Dubonos, I. V Grigorieva and a. Firsov, « Electric field effect in atomically thin carbon films », *Science*, Vol. 306, pp. 666-669, 2004.
- [204] S. Morozov, K. Novoselov, M. Katsnelson, F. Schedin, D. Elias, J. Jaszczak, and a. Geim, « Giant intrinsic carrier mobilities in graphene and its bilayer », *Physical Review Letters*, Vol. 100, 016602, 2008.
- [205] C. Lee, X. Wei, J.W. Kysar and J. Hone, « Measurement of the elastic properties and intrinsic strength of monolayer graphene », *Science*, Vol. 321, 385, 2008.



- [206] K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, M.I. Katsnelson, I.V. Grigorieva, S.V. Dubonos and A.A. Firsov, « Two-dimensional gas of mass less Dirac fermions in graphene », *Nature* 438, 197 (2005)
- [207] A.A. Balandin, S. Ghosh, W. Bao, I. Calizo, D. Teweldebrhan, F. Miao and C.N. Lau, « Superior thermal conductivity of single-layer graphene », *Nano Letters*, Vol. 8, pp. 902-903, (2008)
- [208] R. R. Nair, P. Blake, a N. Grigorenko, K. S. Novoselov, T. J. Booth, T. Stauber, N. M. R. Peres, and a K. Geim, « Fine structure constant defines visual transparency of graphene ». *Science*, Vol. 320, pp.1308-1311, 2008.
- [209] A.K. Geim and K. S. Novoselov, « The rise of graphene », *Nature Materials*. Vol. 6, pp. 183-191 (2007)
- [210] Q. Bao, H. Zhang, Y. Wang, Z. Ni, Y. Yan, Z.X. Shen, K.P. Loh and D.Y. Tang, «Atomic-Layer Graphene as a Saturable Absorber for Ultrafast Pulsed Lasers », *Advanced Functional Materials*, Vol. 19, pp. 3077–3083, 2009.
- [211] Y. Cui and X. Liu, « Graphene and nanotube mode-locked fiber laser emitting dissipative and conventional solitons », *Optics Express* Vol. 21(16), pp.1969–1974, 2013.
- [212] Y.W. Song, S.Y. Jang, W.S. Han, and M.K. Bae, « Graphene mode-lockers for fiber lasers functioned with evanescent field interaction », *Applied Physics. Letters*. Vol. 96(5), 051122, 2010.
- [213] D. Popa, Z. Sun, F. Torrisi, T. Hasan, F. Wang, and A.C. Ferrari, « Sub 200 fs pulse generation from a graphene mode-locked fiber laser », *Applied Physics Letters*, Vol. 97(20), 203106, 2010.
- [214] H. Zhang, D.Y. Tang, L.M. Zhao, Q.L. Bao, and K.P. Loh, « Large energy mode locking of an erbium-doped fiber laser with atomic layer graphene », *Optics Express*, Vol. 17(20), pp. 17630–17635, 2009.

[215] J. Zhao, Y. Wang, S. Ruan, P. Yan, H. Zhang, Y.H. Tsang, J. Yang and G. Huang, « Three operation regimes with an L-band ultrafast fiber laser passively mode-locked by graphene oxide saturable absorber » Journal of optical society of America. B, Vol. 31(4), pp. 716–722, 2014.

[216] Y. Meng, A. Niang, K. Guesmi, M. Salhi, and F. Sanchez, «1.61  $\mu\text{m}$  high-order passive harmonic mode locking in a fiber laser based on graphene saturable absorber » Optics Express, Vol. 22, No. 24, 2014.





# Thèse de Doctorat

Khmaies GUESMI

## Etude d'un laser à fibre microstructurée en forme de huit et développement de sources à 1.6 $\mu\text{m}$

### Résumé

Les travaux de recherche, menés dans ce manuscrit, portent sur l'étude d'un laser à fibre en forme de huit et le développement de sources à 1.6  $\mu\text{m}$ . En premier temps, nous avons étudié la dynamique impulsionnelle d'un laser à fibre microstructurée en forme de huit. L'objectif est de montrer l'impact des propriétés de la fibre microstructurée sur le comportement impulsionnel du laser. Nous avons également étudié le phénomène d'hystérésis dans cette cavité. Nos résultats numériques ont permis de démontrer l'universalité de ce phénomène dans les cavités lasers. Autrement, il est indépendant de la technique de verrouillage de mode. En second lieu, nous avons développé une source laser émettant à 1.6  $\mu\text{m}$  à partir d'un amplificateur fonctionnant dans la bande C. La méthode que nous avons explorée est basée sur la gestion des pertes linéaires. L'émission, en continu et en verrouillage de mode, a été démontrée dans deux configurations différentes. Enfin et en se basant sur ce concept, nous avons rapporté des sources accordables sur une large fenêtre spectrale. Nous avons également étudié différentes formes des régimes harmoniques autour de 1.6  $\mu\text{m}$

### Mots clés

Laser à fibre, soliton, fibre microstructurée, pertes linéaires, accordable, verrouillage de mode harmonique.

### Abstract

During our research, we are interested in studying the figure of eight fiber laser based on the microstructured optical fiber and developing a 1.61  $\mu\text{m}$  mode locked fiber laser from a C-band double-clad Er : Yb doped fiber amplifier. In the first step and based on a theoretical model, we have investigated the multi-pulse emission of a microstructured figure-of-eight fiber laser operating in passive mode-locking. The proposed laser is mode locked by the nonlinear amplifying loop mirror (NALM). We further study the hysteresis dependence and the number of pulses in steady state as a function of both the small signal gain and the nonlinear coefficient of microstructured fiber. Our results demonstrate that the nonlinear coefficient of microstructured fiber plays a key role in the formation of multi-soliton. In the second step and based on the control of the linear losses of the cavity, we demonstrate the possibility to achieve filter less laser emission above 1.6  $\mu\text{m}$ , from a C-band double-clad Er : Yb doped fiber amplifier, using a figure-of-eight geometry and a unidirectional ring cavity. We also reported a widely tunable mode locked fiber laser and harmonic mode locking of twin and third pulse around 1.61  $\mu\text{m}$ .

### Key Words

Fiber laser, soliton, microstructured fiber, linear loss, tunable, harmonic-mode locking.