



HAL
open science

Manipulation d'un grand nombre de solitons dissipatifs dans les lasers à fibre

Alioune Niang

► **To cite this version:**

Alioune Niang. Manipulation d'un grand nombre de solitons dissipatifs dans les lasers à fibre. Physique [physics]. Université d'Angers, 2014. Français. NNT : 2014ANGE0023 . tel-01581761

HAL Id: tel-01581761

<https://theses.hal.science/tel-01581761v1>

Submitted on 5 Sep 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

Alioune NIANG

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

Soutenance : 10/12/2014

Thèse N° : 1441

Manipulation d'un grand nombre de solitons dissipatifs dans les lasers à fibre

JURY

Rapporteurs : **Mr Marc BRUNEL**, Professeur, Université de Rouen
Mr Marc VALLET, Professeur, Université de Rennes

Examineurs : **Mr Hervé LEBLOND**, Professeur, Université d'Angers
Mr Kamel AIT-AMEUR, Professeur, Université de Caen
Mr Pascal PICART, Professeur, Professeur, Université du Maine

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

Co-encadrant : **Mr Mohamed SALHI**, MCF, Université d'Angers

2013-2014

Manipulation d'un grand nombre de solitons dissipatifs dans les lasers à fibre

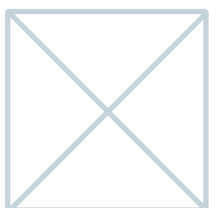
Alioune NIANG

Sous la direction de Mr François SANCHEZ et de Mr
Mohamed SALHI

JURY

Rapporteurs : **Mr Marc BRUNEL**, Professeur, Université de Rouen
Mr Marc VALLET, Professeur, Université de Rennes

Examineurs : **Mr Hervé LEBLOND**, Professeur, Université d'Angers
Mr Kamel AIT-AMEUR, Professeur, Université de Caen
Mr Pascal PICART, Professeur, Professeur, Université du Maine



Soutenu publiquement le :
10/12/2014

Table des matières

Table des matières	i
Abréviations et Symboles	iv
Liste des Figures	viii
Liste des Tableaux	xv
Remerciements	xviii
Introduction Générale	1
Chapitre 1 : Généralités : Impulsions solitoniques dans un laser à fibre à modes bloqués	13
1.1. Introduction	15
1.2. Propagation d'impulsions courtes dans les fibres optiques	15
1.2.1. Dispersion chromatique.....	15
1.2.2. Biréfringence.....	17
1.2.3. Les effets non-linéaires	18
1.2.4. Equation de Schrödinger non-linéaire	21
1.3. Génération d'impulsions ultra-courte	22
1.3.1. Verrouillage (blocage) de modes dans les lasers à fibre	22
1.3.2. Exemples de techniques de verrouillage de modes	25
a) Cavitité en anneau : blocage de modes par la rotation non-linéaire de la polarisation (RNLP).....	25
b) Cavitité en forme de huit ou laser en forme de huit (F8L)	26
i. Blocage de modes par le miroir optique à boucle non-linéaire (NOLM)	26
ii. Blocage de modes par le miroir à boucle non-linéaire amplificatrice (NALM)	27
1.4. Solitons dissipatifs	28
1.5. Etats de solitons dans les lasers à fibre	29
1.5.1. Distribution désorganisée.....	30
1.5.2. Distribution organisée	32
1.6. Conclusion	35
Première Partie : Etude d'un laser à fibre verrouillé en phase par la rotation non linéaire de la polarisation	37
Chapitre 2 : Caractérisation d'un laser à fibre double gaine dopée Er-Yb de forte puissance	39
2.1. Introduction	41
2.2. Etat de l'art : montée en puissance dans les lasers à fibre	42
2.3. Fonctionnement continu	44
2.3.1. Dispositif expérimental	44
2.3.2. Caractéristiques du laser.....	48
2.3.3. Optimisation du couplage de sortie.....	51
2.4. Fonctionnement verrouillé en phase : instabilité d'un cristal de solitons	52
2.4.1. Dispositif expérimental du laser en régime de verrouillage de modes passif.....	52

2.4.2.	Cristal de solitons	53
2.4.3.	Instabilité du cristal	58
2.5.	Conclusion.....	63
Chapitre 3 : Influence d'une onde continue (cw) externe sur le régime de fonctionnement		
	d'un laser à fibre à verrouillage de modes passif	65
3.1.	Introduction	67
3.2.	Dispositif expérimental	68
3.3.	Résultats expérimentaux.....	70
3.3.1.	Des états liés au verrouillage harmonique de solitons.....	70
	a) Distribution initiale	70
	b) Distribution finale	73
3.3.2.	Du gaz de solitons au verrouillage harmonique de gouttes de solitons	77
	a) Distribution initiale	77
	b) Distribution finale	79
3.4.	Conclusion.....	83
Chapitre 4 : Modélisation de l'effet d'une composante continue (cw) externe sur les		
	interactions des solitons	85
4.1.	Introduction	87
4.2.	Approche théorique basée sur une équation CGLQ universelle.....	87
4.2.1.	Equation CGLQ	87
	a) Présentation de l'équation CGLQ	87
	b) Ajout d'un terme source à l'équation CGLQ	93
	c) « Transition de phase » solitonique sous l'effet du signal cw externe	96
4.2.2.	Prise en compte de la dynamique du gain dans l'équation CGLQ	101
	a) Prise en compte de la dynamique du gain	101
	b) Résultats.....	106
4.2.3.	Discussion	117
4.2.4.	Conclusion	119
4.3.	Approche basée sur les équations du laser	119
4.3.1.	Présentation du modèle dans le milieu intra-cavité uniformément réparti	119
4.3.2.	Laser à fibre verrouillé en phase par la RNLP	123
4.3.3.	Discussion	130
4.3.4.	Conclusion	131
4.4.	Conclusion.....	131
Deuxième partie : Le miroir à boucle non linéaire (NOLM)		
135		
Chapitre 5 : Etats multi-solitoniques dans le laser NOLM		
137		
5.1.	Introduction	139
5.2.	Laser en forme de huit (F8L) : état de l'art	140
5.3.	Montage expérimental	143

5.4.	Distributions de solitons : résultats expérimentaux	144
5.4.1.	Gaz de solitons	144
5.4.2.	Liquide de solitons	145
5.4.3.	Poly-cristal de solitons	147
5.4.4.	Multi-cristal de solitons.....	149
5.4.5.	Etats liés	151
5.4.6.	Verrouillage harmonique d'états liés	162
5.5.	Conclusion.....	165
Chapitre 6 : Pluie de solitons.....		167
6.1.	Introduction	169
6.2.	Dispositif expérimental	170
6.3.	Pluie de solitons dans un LF8.....	171
6.4.	Caractérisation de la pluie de solitons.....	174
6.4.1.	Evolution de la formation de la pluie de solitons : en fonction du contrôleur de polarisation	174
6.4.2.	Evolution de la formation de la pluie de solitons : en fonction de la puissance de pompage.....	175
6.4.3.	Discussion	176
6.5.	Pluie de solitons et ses harmoniques	177
6.6.	Conclusion.....	178
Chapitre 7 : Emission laser à 1600 nm		181
7.1.	Introduction	183
7.2.	Observation d'une émission à 1600 nm.....	183
7.3.	Discussion.....	187
7.4.	Etat de l'art : émission laser autour de 1600 nm	189
7.5.	Régime continu	190
7.6.	Régime multi-impulsionnel.....	192
7.7.	Conclusion.....	196
Conclusion et perspectives.....		197
Listes des publications et conférences de l'auteur.....		203
Bibliographie.....		209
Résumé		228
Abstract		228

Abréviations et Symboles

Abréviations

<i>AI-NOLM</i>	<i>Attenuation-Imballanced Nonlinear Optical Loop Mirror</i>
<i>AM</i>	<i>Amplitude Modulation</i>
<i>AOM</i>	<i>Acousto-Optic Modulator</i>
<i>ASE</i>	<i>Amplification Spontaneous Emission</i>
<i>BP</i>	<i>Birefringent Plate</i>
<i>BU</i>	<i>Boucle Unidirectionnelle</i>
<i>CGL</i>	<i>Ginzburg-Landau cubique</i>
<i>CGLQ</i>	<i>Complex Cubic-Quintic Ginzburg-Landau</i>
<i>CNT</i>	<i>Carbon Nanotubes</i>
<i>CP</i>	<i>Contrôleur de Polarisation</i>
<i>CPA</i>	<i>Chirped Pulse Amplification</i>
<i>Cw</i>	<i>Contineous Wave</i>
<i>DBS</i>	<i>Diffusion Brillouin Stimulée</i>
<i>DCF</i>	<i>Double Clad Fiber</i>
<i>DIAL</i>	<i>Differential Absorption LIDAR</i>
<i>DILM</i>	<i>Dispersion Imbalanced Loop Mirror</i>
<i>DI-NOLM</i>	<i>Dispersion-Imbalanced Nonlinear Optical Loop Mirror</i>
<i>DVG</i>	<i>Group Velocity Dispersion</i>
<i>EDFA</i>	<i>Erbium-Doped Fiber Amplification</i>
<i>EOM</i>	<i>Electro-Optic Modulator</i>
<i>Er</i>	<i>Erbium</i>
<i>F8L</i>	<i>Figure-of-eight laser</i>
<i>FBG</i>	<i>Fiber Bragg Grating</i>
<i>FM</i>	<i>Frequency Modulation</i>
<i>FMAS</i>	<i>Fibre Microstructurée Air Silice</i>
<i>FWM</i>	<i>Four Wave Mixing</i>
<i>GO</i>	<i>Graphene Oxid</i>
<i>HML</i>	<i>Harmonic-Mode Locking</i>
<i>ISL</i>	<i>Intervalle Spectral Libre</i>
<i>ISO</i>	<i>Isolateur</i>

<i>laser</i>	<i>Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation</i>
<i>Lidars</i>	<i>Light Detection And Ranging</i>
<i>LMA</i>	<i>Large Mode Area</i>
<i>maser</i>	<i>Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation</i>
<i>MOPA</i>	<i>Master Oscillator Power Amplifier</i>
<i>NA</i>	<i>Numerical Aperture</i>
<i>NALM</i>	<i>Nonlinear Amplifying Loop Mirror</i>
<i>Nd</i>	<i>Néodyme</i>
<i>NLF</i>	<i>Nonlinear Fiber</i>
<i>NLSE</i>	<i>Nonlinéaire Schrödinger Equation</i>
<i>NPR</i>	<i>Nonlinear Polarization Rotation</i>
<i>NOLM</i>	<i>Nonlinear Optical Loop Mirror</i>
<i>RNLP</i>	<i>La rotation Non-linéaire de la Polarisation</i>
<i>SA</i>	<i>Saturable Absorber</i>
<i>SBS</i>	<i>Stimulated Brillouin Scattering</i>
<i>SMF</i>	<i>Single Monomode Fiber</i>
<i>SPM</i>	<i>Self-Phase Modulation</i>
<i>TCO</i>	<i>Tomographie par Cohérence Optique</i>
<i>Tb</i>	<i>Terbium</i>
<i>XOR</i>	<i>eXclusive OR</i>
<i>XPM</i>	<i>Cross Phase Modulation</i>
<i>YAG</i>	<i>Yttrium Aluminium Garnet</i>
<i>Yb</i>	<i>Ytterbium</i>

Symboles

$A(z, t)$	<i>L'amplitude lentement variable du signal</i>
A	<i>Le paramètre de saturation</i>
A_{eff}	<i>L'aire effective du mode</i>
A_{cw}	<i>L'amplitude en fréquence de la composante cw externe</i>
A_1	<i>L'amplitude de l'impulsion</i>
A_2	<i>La durée de l'impulsion</i>
B	<i>Le paramètre de saturation</i>

c	<i>La vitesse de la lumière dans le vide</i>
C	<i>Le chirp linéaire</i>
D	<i>Le coefficient de dispersion</i>
D_r	<i>L'auto-modulation de phase</i>
E	<i>Le champ complexe</i>
E_0	<i>L'amplitude du soliton</i>
E_x, E_y	<i>Deux composantes orthogonales du champ électronique</i>
G	<i>Le paramètre de modulation du gain</i>
g_0	<i>Le gain non saturé</i>
I	<i>L'intensité du champ</i>
I_{cw}	<i>L'intensité du signal injecté</i>
I_{sat}	<i>Le courant de saturation</i>
K	<i>Le paramètre de fréquence</i>
K_d	<i>Le paramètre de la fréquence de l'aile droite du soliton</i>
K_g	<i>Le paramètre de fréquence de l'aile gauche</i>
L	<i>La longueur de la cavité</i>
L_b	<i>La longueur de battement</i>
L_T	<i>La longueur totale de la cavité</i>
l	<i>La longueur de la boîte de calcul dans le temps</i>
n_y	<i>L'indice de réfraction suivant l'axe rapide</i>
n	<i>L'indice de réfraction du milieu</i>
n_0	<i>L'indice linéaire</i>
$n(\omega_0)$	<i>Indice de réfraction à la fréquence ω_0</i>
n_2	<i>L'indice non-linéaire</i>
n_i	<i>L'indice de réfraction du matériau utilisé à la pulsation ω_i</i>
r	<i>Les pertes linéaires</i>
T	<i>Le temps dans le repère de l'impulsion</i>
T	<i>La distance de propagation normalisée</i>
t_m	<i>La position de l'impulsion dans le paquet</i>
z	<i>Le nombre de tours normalisé</i>

β	<i>Le filtrage spectral</i>
β_2	<i>La dispersion de la vitesse de groupe</i>
$\beta(\omega)$	<i>La constante de propagation</i>
β_m	<i>L'inverse de la vitesse de groupe</i>
ω_p	<i>L'onde optique de fréquence</i>
ω_s	<i>L'onde Stokes de fréquence</i>
ω_a	<i>L'onde anti-Stokes de fréquence</i>
ω_0	<i>La pulsation centrale</i>
ω_r	<i>La fréquence propre du laser</i>
z	<i>La distance de propagation</i>
γ	<i>La constante non-linéarité</i>
L	<i>La longueur d'onde</i>
λ_{ext}	<i>La longueur d'onde du laser externe</i>
δ	<i>Le coefficient correspondant au bilan entre le gain et les pertes linéaires dans la cavité</i>
μ	<i>Le coefficient de gain non-linéaire cubique</i>
ν	<i>Le coefficient de gain non-linéaire quintique</i>
ε	<i>Le gain non-linéaire</i>
ε_m	<i>La valeur d'équilibre</i>
φ	<i>Le décalage en fréquence</i>
$\Delta\tau$	<i>La longueur d'onde centrale du spectre</i>
Δt	<i>La séparation entre deux impulsions</i>
$\Delta\omega_1$	<i>Le décalage en fréquence</i>
$\Delta\omega_0$	<i>Le décalage en fréquence de la composante cw externe</i>
Δk	<i>Le désaccord de phase entre l'onde linéaire et l'onde injectée</i>
$\Delta\nu_0$	<i>Le décalage de fréquence de l'onde cw injectée</i>
τ	<i>Le retard temporel</i>
Γ	<i>Le paramètre de la saturation du gain normalisé</i>
ϕ	<i>La phase de l'impulsion</i>
ϕ_m	<i>La phase de l'impulsion</i>

Liste des Figures

Figure 1.1 : Principe d'un absorbant saturable [35]. Lorsque les modes ne sont pas synchronisés, ils sont bloqués par l'absorbant saturable (en haut) et lorsqu'ils sont synchronisés, l'intensité est suffisante pour qu'une impulsion ultra-courte soit transmise.	23
Figure 1.2 : Principe de la technique du verrouillage de modes par la rotation non-linéaire de la polarisation [48].	25
Figure 1.3 : Principe de la technique du verrouillage de mode par le miroir optique à boucle non-linéaire.....	27
Figure 1.4 : Principe de la technique du verrouillage de mode par le miroir à boucle non-linéaire amplificatrice [48].	28
Figure 1.5 : Exemple d'une distribution temporelle désorganisée : un gaz de solitons.	30
Figure 1.6 : Exemple d'une distribution temporelle désorganisée : un liquide de solitons.	31
Figure 1.7 : Exemple d'une distribution temporelle désorganisée : une pluie de solitons [64].	31
Figure 1.8 : Exemple d'une distribution temporelle organisée : un cristal de solitons.	32
Figure 1.9 : Exemple d'une distribution temporelle organisée : verrouillage harmonique de modes.	32
Figure 2.1 : Montage expérimental du laser à fibre double gaine dopée erbium/ytterbium de forte puissance fonctionnant en régime continu.....	45
Figure 2.2 : Dispositif du laser auxiliaire.	46
Figure 2.3 : Instruments d'analyse et d'acquisition : 1) Analyseur de spectre optique. 2) Oscilloscope rapide monocoup de 12 GHz de bande passante. 3) Photodétecteur rapide. 4) Analyseur de spectre basse fréquence.	47
Figure 2.4 : Trace temporelle du signal de sortie du laser [48]......	48
Figure 2.5 : Spectre basse fréquence du laser [48]......	49
Figure 2.6 : Evolution du carré de la fréquence en fonction de la puissance de la pompe [48].	50
Figure 2.7 : Spectre optique du laser en régime continu (en rouge) et l'émission spontanée amplifiée (ASE) (en bleue).	50
Figure 2.8 : Puissance de sortie en fonction de la puissance de pompage du laser en régime continu : couplage de sortie 50% (bleu) et couplage de sortie 70% (rouge) [48].	51

Figure 2.9 : Montage expérimental du laser à fibre double gaine dopée erbium/ytterbium de forte puissance à verrouillage de modes par la rotation non-linéaire de la polarisation (RNLP).	53
Figure 2.10 : Trace temporelle d'un cristal de solitons de 6,6 ns.....	54
Figure 2.11 : Spectre optique d'un cristal de solitons de 6,6 ns. (a) En échelle logarithmique. (b) En échelle linéaire.	55
Figure 2.12 : Trace d'autocorrélation d'un cristal de solitons de 6,6 ns.	55
Figure 2.13 : Cristal de solitons remplissant une partie de la cavité avec une puissance de pompage modérée [23]......	56
Figure 2.14 : Cristal de solitons remplissant toute la cavité pour une puissance très élevée [23].	56
Figure 2.15 : Trace temporelle d'un cristal de solitons de 9,3 ns.....	57
Figure 2.16 : Spectre optique d'un cristal de 9,3 ns.	57
Figure 2.17 : Trace d'autocorrélation d'un cristal de solitons de 9,3 ns.....	58
Figure 2.18 : Evolution de l'instabilité du cristal de solitons pour une puissance de pompage comprise entre 15 W et 25 W.	59
Figure 2.19 : Trace temporelle du verrouillage de cristaux de solitons.	60
Figure 2.20 : Spectre optique du verrouillage harmonique de cristaux de solitons.	61
Figure 2.21 : Trace d'autocorrélation du verrouillage harmonique de cristaux de solitons.	61
Figure 2.22 : Spectre de basse fréquence tracé à partir de la trace temporelle du verrouillage de modes harmonique de cristaux de solitons [48].	62
Figure 3.1 : Montage expérimental du laser à fibre double gaine dopée erbium/ytterbium de forte puissance à verrouillage de modes par la rotation non-linéaire de la polarisation (RNLP).	69
Figure 3.2 : Distribution temporelle initiale de solitons.....	71
Figure 3.3 : Spectre optique correspond à la distribution initiale.	71
Figure 3.4 : Trace d'autocorrélation de la distribution initiale.	72
Figure 3.5 : Distribution finale de solitons : verrouillage de modes harmonique.....	73
Figure 3.6 : Spectre optique du verrouillage de modes harmonique.....	74
Figure 3.7 : Trace d'autocorrélation du verrouillage de modes harmonique.	74
Figure 3.8 : Spectre de basse fréquence du verrouillage de modes harmonique.....	76
Figure 3.9 : Trace temporelle d'un gaz de solitons : distribution initiale.	78
Figure 3.10 : Spectre optique de l'état initial.	78
Figure 3.11 : Autocorrélation de l'état initial.....	79

Figure 3.12 : Distribution finale en partant d'un gaz de solitons.	80
Figure 3.13 : Spectre optique de la distribution finale en partant d'un gaz de solitons.	80
Figure 3.14 : Trace d'autocorrélation de la distribution finale en partant d'un gaz de solitons.	81
Figure 3.15 : Spectre de basse fréquence du verrouillage de modes harmonique de gouttes de solitons.	82
Figure 4.1 : $\beta = 0$: mouvement d'un soliton unique.	92
Figure 4.2 : $\beta \neq 0$: freinage d'un soliton unique.	93
Figure 4.3 : L'inverse de la vitesse du soliton $w = \frac{\Delta t}{\Delta z}$ en fonction du décalage en fréquence $\Delta\nu_0 = \frac{\Delta\omega_0}{2\pi}$ pour quelques valeurs de l'amplitude du signal cw externe injecté. $A_{cw} = 0,001$ (ligne pointillée rouge) $A_{cw} = 0,002$ (ligne continue bleue), $A_{cw} = 0,004$ (ligne pointillée verte).....	94
Figure 4.4 : L'instabilité d'un soliton pour une petite amplitude $A_{cw} = 0,01$ et du décalage $\Delta\nu_0 = 0,05$ de la composante cw.....	95
Figure 4.5 : L'instabilité de deux solitons pour une amplitude relativement forte $A_{cw} = 0,15$ et $\Delta\nu_0 = 0,15$ de la composante cw.....	96
Figure 4.6 : Gaz de solitons pour $A_{cw} = 1,5$ et $\Delta\nu_0 = -0,8$	97
Figure 4.7 : Liquide de solitons pour $A_{cw} = 1,5$ et $\Delta\nu_0 = -0,9$	98
Figure 4.8 : Cristal de solitons pour $A_{cw} = 1,5$ et $\Delta\nu_0 = -1,2$	98
Figure 4.9 : Spectre optique. (a) Gaz de solitons pour $\Delta\nu_0 = -0,8$. (b) Liquide de solitons pour $\Delta\nu_0 = -0,9$. (c) Cristal de solitons pour $\Delta\nu_0 = -1,2$	99
Figure 4.10 : Trace d'autocorrélation. (a) Gaz de solitons pour $\Delta\nu_0 = -0,8$. (b) Liquide de solitons pour $\Delta\nu_0 = -0,9$. (c) Cristal de solitons pour $\Delta\nu_0 = -1,2$	100
Figure 4.11 : Différents états en fonctions de A_{cw} et $\Delta\nu_0$	100
Figure 4.12 : Un cristal de 5 solitons avec les paramètres $g_0 = 0,09$, $\Gamma = 0,0003$, $r = 0,2$ et $I_{sat} = 10$	104
Figure 4.13 : Ajustement de la position des impulsions en fonction de l'amplitude de la source externe pour $\Delta\nu_0 = 0,1$. (a) $A_{cw} = 0,005$, $w = 0$. (b) $A_{cw} = 0,020$, $w = -0,0005$	107

Figure 4.14 : Evolution de la phase de chaque impulsion au cours de la propagation pour $\Delta\nu_0 = 0,1$. (a) $A_{cw} = 0,005$. (b) $A_{cw} = 0,020$ (zoom).	108
Figure 4.15 : Ajustement de la position des impulsions en fonction de l'amplitude de la source externe pour $\Delta\nu_0 = 0,1$. (a) $A_{cw} = 0,115$, $w = -0,05877$. (b) $A_{cw} = 0,120$, $w = -0,07040$	109
Figure 4.16 : Evolution de la phase de chaque impulsion au cours de la propagation, $\Delta\nu_0 = 0,1$. (a) $A_{cw} = 0,115$. (b) $A_{cw} = 0,120$ (zoom).	110
Figure 4.17 : Allure temporelle du verrouillage de modes harmonique, $\Delta\nu_0 = 0,1$, $A_{cw} = 0,130$, $w = +0,02755$	111
Figure 4.18 : Différence de phase entre deux impulsions successives $\Delta\nu_0 = 0,1$ et $A_{cw} = 0,130$	111
Figure 4.19 : Spectre optique du verrouillage de modes harmonique, $\Delta\nu_0 = 0,1$ et $A_{cw} = 0,130$	112
Figure 4.20 : Evolution du nombre d'impulsions en fonction de l'amplitude de la composante externe injectée.	113
Figure 4.21 : Distribution temporelle du verrouillage de modes harmonique pour $A_{cw} = 0,130$. (a) $\Delta\nu_0 = 0,0999$ et $w = +0,02755$, (b) $\Delta\nu_0 = 0,1001$ et $w = +0,02758$	114
Figure 4.22 : Phase des impulsions $\Delta\nu_0 = 0,0999$ et $A_{cw} = 0,130$. (a) Différence de phase entre deux impulsions successives. (b) Zoom de (a).	115
Figure 4.23 : Série de distributions temporelles pour différents désaccord de fréquence avec une amplitude fixe ($A_{cw} = 0,130$). (a) $\Delta\nu_0 = 0,2$ et $w = 0$. (b) $\Delta\nu_0 = 0,5$ et $w = +0,0024$. (c) $\Delta\nu_0 = 0,7$ et $w = +0,0005$. (d) $\Delta\nu_0 = 1,0$ et $w = 0$	116
Figure 4.24 : Evolution de l'intensité du signal continu (cw) injecté en fonction de son désaccord de fréquence donnant une zone de verrouillage de phase entre le soliton isolé et la composante externe injectée.	121
Figure 4.25 : Caractéristique de l'intervalle de fréquence δK du verrouillage de phase entre le soliton isolé en fonction de l'amplitude $ E_{cw} $ de l'onde injectée.	122
Figure 4.26 : Variation de la vitesse du soliton isolé en fonction du désaccord de fréquence K de la composante externe injectée. L'intervalle entre les points 1 et 2 correspond à la plage où le verrouillage de phase se produit entre le soliton isolé et la composante externe injectée.	123
Figure 4.27 : Schéma représentant notre laser à fibre dopée erbium à verrouillage de phase par la rotation non-linéaire de la polarisation injecté d'un signal continu cw externe.	124

Figure 4.28 : Propagation d'un soliton sans l'injection du signal externe. (a) Distribution de l'intensité et de la phase du soliton au cours du temps. (b) Spectre optique du soliton.	126
Figure 4.29 : Propagation d'un soliton dans le cas de l'injection de la composante externe. (a) Distribution de l'intensité et de la phase du champ. (b) Spectre optique du rayonnement résultant.	127
Figure 4.30 : Variation de la vitesse du soliton en fonction de l'intensité de la composante externe injectée avec $K = 40$	128
Figure 4.31 : Distribution de solitons dans la cavité à verrouillage de modes passif avec une composante continue externe injectée dont les paramètres sont $K = 40$, $P = 0,1$. (a) Evolution du mécanisme répulsif entre les solitons. (b) Zoom sur l'état d'équilibre.	129
Figure 5.1 : Le dispositif expérimental.	143
Figure 5.2 : Allure temporelle à un instant d'un gaz de solitons.	144
Figure 5.3 : Spectre optique d'un gaz de solitons.	145
Figure 5.4 : Autocorrélation du gaz de solitons.	145
Figure 5.5 : Trace temporelle d'un liquide de solitons.	146
Figure 5.6 : Spectre optique d'un liquide de solitons.	146
Figure 5.7 : Trace d'autocorrélation d'un liquide solitons.	147
Figure 5.8 : Distribution temporelle d'un poly-cristal de solitons.	148
Figure 5.9 : Spectre optique d'un poly-cristal de solitons.	148
Figure 5.10 : Trace d'autocorrélation d'un poly-cristal de solitons.	149
Figure 5.11 : Distribution temporelle d'un multi-cristal de solitons.	149
Figure 5.12 : Spectre optique d'un multi-cristal de solitons.	150
Figure 5.13 : Trace d'autocorrélation de multi-cristal de solitons.	150
Figure 5.14 : Trace temporelle. Zooms de cette trace montrant des groupes de solitons.	152
Figure 5.15 : (a) Spectre optique correspondant à la distribution temporelle de la figure 1. (b) Zoom de ce spectre montrant une forte modulation avec une double périodicité égale à $\Delta\lambda = 0,40 \text{ nm}$ et $\Delta\lambda = 0,80 \text{ nm}$	152
Figure 5.16 : Transformée de Fourier du spectre optique.	153
Figure 5.17 : Trace d'autocorrélation.	153
Figure 5.18 : Trace temporelle d'une superposition incohérente de 4 paquets d'impulsions liées.	156

Figure 5.19 : Spectre optique d'un train d'impulsions. (a) Une superposition incohérente de 4 paquets d'impulsions liées. (b) La taille de la boîte de calcul réduite pour avoir un seul paquet.	157
Figure 5.20 : Trace d'autocorrélation d'un train d'impulsion. (a) Reconstruction d'une superposition incohérente de 4 paquets d'impulsions liées. (b) La taille de la boîte de calcul réduite pour avoir un seul paquet.	158
Figure 5.21 : Distribution temporelle montrant 27 grands pics.	159
Figure 5.22 : Distribution temporelle montrant 25 grands pics.	160
Figure 5.23 : (a) Spectre optique. (b) Zoom montrant une modulation irrégulière.....	160
Figure 5.24 : (a) TF du spectre optique. (b) Zoom sur le pic de cohérence.	161
Figure 5.25 : Trace d'autocorrélation.....	162
Figure 5.26 : Trace temporelle d'états liés en régime de verrouillage harmonique.	163
Figure 5.27 : Spectre optique d'états liés en régime de verrouillage harmonique.	163
Figure 5.28 : Trace d'autocorrélation d'états liés en régime de verrouillage harmonique. ...	164
Figure 5.29 : Spectre basse fréquence d'états liés en régime de verrouillage harmonique....	164
Figure 6.1 : Dispositif expérimental.....	170
Figure 6.2 : Trace temporelle de la pluie de solitons.	172
Figure 6.3 : Spectre optique de la pluie de solitons.	173
Figure 6.4 : Trace d'autocorrélation de la pluie de solitons.	174
Figure 6.5 : Evolution de la formation de la pluie de solitons en fonction du CP.	175
Figure 6.6 : Evolution de la formation de la pluie de solitons en fonction de la pompe.....	176
Figure 6.7 : Harmonique de pluie de solitons.	178
Figure 7.1 : Spectre de fluorescence de l'amplificateur.	184
Figure 7.2 : Dispositif expérimental.....	184
Figure 7.3 : Distribution temporelle à un instant donné.....	185
Figure 7.4 : Spectre optique correspond à la trace temporelle de la figure 7.3.....	185
Figure 7.5 : Emission du laser autour de 1,5 μm et 1,6 μm pour deux positions différentes du contrôleur de polarisation.....	186
Figure 7.6 : Evolution spectrale en fonction du contrôleur de polarisation.	187
Figure 7.7 : Large spectre d'une gamme de 70 nm couvrant la bande C+L.	188
Figure 7.8 : Trace temporelle du régime continu.	190
Figure 7.9 : Spectre optique du régime continu.	191
Figure 7.10 : Evolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance de pompage. Les symboles sont des points expérimentaux et la ligne correspond à un ajustement linéaire.....	191

Figure 7.11 : Trace temporelle à un instant donné du régime impulsionnel en fonction de la position du CP.	192
Figure 7.12 : Spectre optique correspondant à la trace temporelle 7.11.	193
Figure 7.13 : Trace temporelle du verrouillage de modes harmonique de solitons.	194
Figure 7.14 : Spectre optique du verrouillage de modes harmonique de solitons.	194
Figure 7.15 : Trace d'autocorrélation du verrouillage de modes harmonique de solitons.	195
Figure 7.16 : Spectre basse fréquence du verrouillage de modes harmonique de solitons. ...	195

Liste des Tableaux

Tableau 3.1 : Caractéristiques du laser principal et du laser externe.	69
-----------------------------------------------------------------------------	----

A ma mère,

A mon père,

A ma famille,

A ma famille Malienne,

A ma chérie,

A Houlye Mamoudou SAKHO,

A mon ami et frère-jumeau : Abdoulaye NIANG,

Aux enfants (filles et garçons) violés !

« J'ai laissé beaucoup d'hommes semblables à mon père dans le Fouta¹, mais je n'ai pas laissé de femmes comparables à ma mère » El Hadji Omar Tall (Résistant, soufi et érudit musulman)

« Après avoir étonné le monde, le laser est encore à inventer » François de Closets
(Journaliste et écrivain français)

¹ *Région du Nord du Sénégal.*

Remerciements

Merci maman !

J'ai incessamment pensé à vous tout au long de ce travail car je sais que vos prières me suivent toujours et partout.

A ma famille !

Merci pour tout ce que vous avez fait pour moi et votre compréhension pour toutes ces années passées loin de vous.

A ma famille Malienne pour son soutien, ses conseils, ses prières...

D'octobre 2011 à Décembre 2014, j'ai eu la chance et le privilège d'effectuer mes travaux de thèse au sein du laboratoire de photonique d'Angers (LPHiA) à l'université d'Angers. Cela a été rendu possible grâce, d'une part, au co-financement par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) et Angers Loire Métropole et, d'autre part à l'encadrement efficace de Messieurs *François SANCHEZ* (également Directeur de LPHiA) et *Mohamed SALHI*. De ce fait, ma reconnaissance et mes chaleureux remerciements vont d'abord à Messieurs *François SANCHEZ* et *Mohamed SALHI*. Leurs qualités (humaines et scientifiques), leur confiance, leur disponibilité, leurs conseils, leurs encouragements m'ont permis d'avancer tout au long de mes travaux de recherches.

Tout au long de mes études au lycée, je rêvais de faire des études de médecine. Une fois le baccalauréat obtenu, j'ai demandé une orientation en Physique-Chimie (PC). Certes, ce choix a été doublement motivé : d'un côté, un oncle m'avait déconseillé les études de médecine prétextant que c'est un cursus long, et de l'autre, pour « suivre » mes amis de classe qui voulaient tous étudier les Sciences Physiques. Me voici alors inscrit en première année de PC à l'Université Cheikh Anta Diop de Dakar (Sénégal).

Très tôt, dans notre groupe de TD, certains ne parlaient que leur souhait d'obtenir leur Maîtrise (Master, notre Université n'avait pas encore adopté le système LMD) pour aller enseigner. Nous étions donc très peu à « rêver » d'obtenir un doctorat. Il est vrai qu'en ce moment, nous ne connaissions pas vraiment les exigences d'un doctorat et nous ne savions pas exactement dans quel domaine nous allions poursuivre nos études, mais ce qui est certain, c'est que nous étions déjà conscients de notre envie d'apprendre. Cette conscience a toujours été entretenue par la question suivante : que choisir parmi toutes ces matières passionnantes que nous étudions ? Dans quel domaine spécifique se spécialiser ?

Pour ma part, j'étais plus passionné par la Mécanique Quantique et le Traitement du Signal.

Remerciements

Je suis également redevable à tous ceux qui m'ont donné un enseignement de qualité durant mes études universitaires au Sénégal.

C'est le moment aussi d'avoir une pensée très amicale pour *Ndeye DIOP*, ma collègue de l'époque. Femme de qualité, elle a su être pour moi une amie, une sœur et une mère.

Entre temps, et après mon Master 1, j'ai eu la chance de continuer mes études de Master en France. Un jour, à la sortie d'un TP, je me rappelle avoir discuté avec Monsieur *Mohamed SALHI* (qui est devenu mon directeur de stage de Master 1 et co-encadrant de thèse) des conditions de faisabilité d'une thèse en France. Cependant, alors que mon objectif de faire une thèse est resté inchangé, me voilà découvrir et admirer le cours de laser de Monsieur *François SANCHEZ*. Ce cours m'avait appris à voir non seulement l'optique autrement et surtout à « l'aimer », mais aussi la photonique en général. Commençait ainsi à changer tout au fond de moi le centre d'intérêt scientifique. C'est pourquoi, je comprends certains de mes amis qui me disent que je suis « un physicien ou un opticien par défaut » ! Je rends un grand hommage à tous mes enseignants de Master de Photonique, Signal et Imagerie qui nous ont donné une formation de qualité et accompagné tout au long du cursus.

Personnellement, je suis surtout reconnaissant envers Monsieur *François SANCHEZ* d'avoir eu confiance en ma modeste personne, de m'avoir permis de concrétiser cette ambition mais également de m'avoir permis de mener à bien ce projet de rêve. Ce fut un honneur de travailler avec vous (toi...).

Merci *chef*, vous avez toute mon estime !

Je suis également très reconnaissant envers Monsieur *Hervé LEBLOND*, Professeur à l'Université d'Angers. J'ai pu bénéficier de son savoir-faire théorique et numérique dans mes calculs numériques et particulièrement dans la modélisation scalaire d'un signal continu externe injecté dans un laser à fibre verrouillé en phase. Tout au long de ma thèse, il m'a toujours aidé avec une très grande simplicité et une disponibilité sans faille. De plus, il a accepté de relire le chapitre 4 de mon manuscrit et de me faire ainsi d'excellentes suggestions. Sa présence et son aide pendant la préparation de la soutenance (répétition) m'ont énormément encouragé car elles ont été pour moi cette source intarissable d'inspiration et de motivation. Je le remercie également d'avoir accepté d'être membre de mon jury.

Merci Hervé, pour tout !

Je tiens également à exprimer ma gratitude à Messieurs *Marc BRUNEL* et *Marc VALLET*, respectivement Professeurs à l'Université de Rouen et à l'Université de Rennes, qui

Remerciements

ont bien voulu accepter de rapporter ce travail mais aussi pour le grand intérêt qu'ils ont porté à mes travaux de recherche et particulièrement au manuscrit et à ma présentation publique. Je les remercie de leurs critiques, de leurs remarques et de leurs questions pertinentes. De même, je tiens particulièrement à remercier Monsieur *Marc VALLET* de m'avoir envoyé ses corrections pour le manuscrit final.

Je remercie aussi, très chaleureusement, Monsieur *Kamel AIT AMEUR*, Professeur à l'Université de Caen, d'avoir accepté d'être examinateur de mon jury de thèse. J'ai apprécié ses remarques pertinentes et notre discussion pendant le pot. Ma reconnaissance va également à Monsieur *Pascal PICART*, Professeur à l'Université du Maine, d'avoir bien voulu accepter de présider mon jury de thèse mais aussi pour ses remarques pertinentes.

Mes remerciements vont également aux personnels techniques, administratifs du LPhiA et particulièrement à Madame *Sylvie CHAUMONT*.

A Monsieur *Andrey KOMAROV* qui a développé le modèle vectorielle qui nous a permis de simuler « notre » cavité sous l'injection d'un signal continu externe. Je le remercie également de m'avoir permis de reprendre ses résultats (deuxième partie du chapitre 4) dans mon manuscrit.

Ma reconnaissance et mes remerciements à Monsieur *Foued AMRANI* qui m'a fait découvrir les solitons lors de mes stages de Master mais également pour son soutien tout au long de ma thèse. C'est un honneur pour moi d'avoir continué son travail au laboratoire.

Mes pensées vont aussi vers mes amis et collègues thésards : *Dr Valentin BESSE*, *Dr Tania JAHANBIN*, *Julien MERIGEON*, *Yining ZHAO* et *Ariadne KERASIDOU*. J'ai apprécié leurs conseils, leurs soutiens et également tous ces moments que nous avons passés ensemble : au restaurant universitaire, à la cafétéria (où on discutait de sciences, religion, politique, société, monde, ...), au sport (même si c'est une seule fois), au cinéma et pendant nos sorties en ville pour changer d'idées. Je souhaite à *Julien MERIGEON*, *Ariadne KERASIDOU* de finir leurs thèses avec succès et à *Yining ZHAO* de réussir son Master. Je tiens à remercier particulièrement *Dr Tania JAHANBIN* et *Julien MERIGEON* qui m'ont soutenu dans les moments de finalisation du manuscrit et dans la préparation de la présentation : Merci pour tout !

Remerciements

Je voudrais également remercier à tous ces thésards, post-docts, stagiaires... et autres que j'ai côtoyés au département de Physique : *Meherzia CHNITI, Kostas, IIIOPOULOS, Xavier BIDAUULT, Christophe CASSAGNE, Fédia BEN SLIMEN, Sonia TAAMMALLI*. Pour ceux qui sont en thèse, je leur souhaite une bonne réussite dans leurs recherches.

J'ai une pensée très amicale pour *Khmaies GUESMI* et *Georges SEMAAN* doctorants au LPHiA. Je les remercie pour leurs critiques et leurs remarques sur la présentation. Je suis content que tous les deux prennent la suite de mon travail : *Georges* sur la RNLP et *Khmaies* sur la figure huit. Je leur souhaite bon courage et un bon succès. Un grand merci à *Yichang MENG* post-doct au LPHiA de m'avoir fait découvrir le graphène.

J'ai fortement été touché que mon ami et frère *Yaya SALL (Ousmane SALL)*, un homme sage, généreux et plein de qualités, ait trouvé le temps pour assister à ma soutenance. Mon cher *Yaya*, « ton petit a grandi », je te remercie de ton soutien et de tes conseils. J'ai une pensée très particulière pour ta fille et ta femme (ma nièce). A travers toi, j'ai une pensée pour tous nos amis et camarades d'enfance, et particulièrement nos amis de l'UJD (Union des Jeunes de Doumga).

A mon frère *Oumar Samba NIANG* qui a tenu à être présent à ma soutenance. Je te remercie pour tes prières, pour ton soutien moral et d'avoir relu tout le manuscrit. Je te souhaite plein de succès dans tes études. A travers toi, je remercie tous nos frères et sœurs (particulièrement mon jeune frère *Yaya Samba NIANG* qui, depuis le Sénégal, voulait venir à cette soutenance) de leur soutien et surtout de leur courage et respect envers ma modeste personne. Je suis également très reconnaissant envers vous tous de m'avoir pris comme modèle malgré mon absence à vos côtés.

Mes pensées vont aussi à l'endroit de mon ami et frère jumeau *Abdoulaye NIANG* pour tout ce que nous partageons ensemble. Nos discussions depuis le collège m'ont forgé et ont fait de moi tout ce que je suis devenu. Rien que le fait de penser à toi m'inspire et m'encourage. Je te dois beaucoup !

Jamais je n'oublierai mes tuteurs (familles d'accueil) qui m'ont accueilli chez eux durant toute ma scolarité au collège (à Thilogne, alors que j'étais encore jeune, j'avais 12 ou 13 ans) mais aussi au lycée (à Matam). En effet, sans les familles *MBODJ* et *SY* de Thilogne

Remerciements

je n'aurai pas eu mon Brevet de Fin d'Etudes Moyennes (BFEM) pour aller au lycée de Matam et sans la famille *DIOUF*, je n'aurais pas eu mon baccalauréat ! Chers tuteurs, sans vous, je ne serai peut-être pas en train d'écrire cette page. Je vous dois tout.

J'ai une pensée très particulière pour ces courageux et vaillants enseignants (primaire, collègue et lycée) qui nous ont pédagogiquement ouvert les portes du savoir et, en conséquence, celles du monde !

A ma famille à Dakar, qui m'a accueilli et soutenu durant mes études universitaires au Sénégal. Ma reconnaissance va à l'endroit de ma tante *Ramatoulaye DEME*. A travers mon cousin *Aliou NIANG*, un de mes modèles, je remercie mes cousins et cousines.

A ces modèles, il faut ajouter mon oncle *Amadou WANE*, ma cousine *Aminata SOW LY* et mon cousin *Ibrahima SOW* qui m'ont toujours donné le goût des études. Ils m'ont également soutenu. J'ai une pensée pour vous et vos familles. J'ai une pensée aussi pour ma « mère » (tante) *Sabé WANE*.

Je remercie également mon cousin et homonyme *Alioune SOUMARE* pour ses conseils et pour son soutien. Une pensée pour tes filles et ta femme.

Que dire de ma famille (*CAMARA* et *TRAORE*) Malienne à Angers, cette famille qui m'a accueilli et adopté depuis mon arrivée en France : les mots me manquent pour saluer et remercier à sa juste valeur tout ce que vous avez fait pour moi ! De par leur compréhension et de leur générosité, je ne me suis jamais senti étranger de la maisonnée. Je vous remercie de vos prières et de votre soutien qui m'ont permis de tenir dans les moments difficiles de mes recherches. Toute ma gratitude au professeur *Many CAMARA*, homme multidimensionnel. Merci Professeur d'avoir trouvé le temps de relire mon manuscrit. Une pensée envers notre sœur *Dieynaba CAMARA* et son fils *Baba (Jean SARKOZY)* qui est né juste avant mon arrivée dans la famille.

Je dédie ce travail à ma famille Malienne (*CAMARA* et *TRAORE*). A travers eux, je remercie toute la communauté Malienne d'Angers : *BENSO*.

Merci à ma chère et brave mère et à mon digne père pour tout ce qu'ils ont fait pour moi. J'ai une pensée fraternelle envers tous mes frères et sœurs et également la famille de ma mère qui m'ont tout donné. Je remercie en particulier mon oncle maternel *Amadou SOW*.

Remerciements

Enfin, j'ai une pensée pour ma regrettée grand-mère maternelle *Aminata BA* et ma tante *Kardiatou (Kadia Racky) NIANG*. Que la terre de Doumga leur soit légère !

Une pensée particulière à ma chérie bien aimée

Merci à tous !

Alioune NIANG



Introduction Générale

En mai 1960, Ted Maiman créa le premier laser² [1]. Il réalisa en effet un laser fonctionnant en impulsion avec un cristal de rubis comme milieu amplificateur pompé par une lampe flash intense. C'est un dispositif qui émet un faisceau de lumière cohérente. Le laser est un « cousin » du maser³ qui a apparu six ans plus tôt. En effet, en 1954, Charles Townes réalisa le premier maser à ammoniac. D'ailleurs, au début des lasers, on les appelait masers optiques avec raison puisque le principe de fonctionnement du laser et du maser est identique. La différence réside dans les domaines de fréquence du rayonnement émis. Le maser fonctionne dans le domaine des micro-ondes dans lequel les longueurs d'onde émises sont de l'ordre centimétrique ou millimétrique tandis que le laser opère, en optique, dans le domaine visible et infrarouge où les longueurs d'ondes sont beaucoup plus petites.

Par la suite, d'autres milieux amplificateurs sont apparus. D'autres types de lasers ont donc suivi ce premier laser solide à rubis. Il s'agit surtout des lasers à gaz, des lasers à liquide. Dans les lasers solides, en plus des cristaux, on trouve aussi des verres, des fibres optiques et des semi-conducteurs.

Au-delà de leur milieu amplificateur, on distingue les lasers également selon leur mode de fonctionnement. Ils fonctionnent en continu ou en pulsé (impulsionnel) de plus en plus courtes.

Pourtant, au moment de la création du laser, personne ne pouvait soupçonner sa portée. Et aujourd'hui, avec le développement de nombreuses applications, nous voyons son rôle se manifester autour de nous (télécommunications, stockage d'informations dans les CD et DVD,...) et son marché mondial atteint plus de 7570 M\$ (donnée de 2012) [2]. De plus, on trouve ces applications dans plusieurs domaines. Par exemples :

- Recherche (d'où les lasers sont naturellement partis) : en optique, on arrive à faire des lasers de forte puissance en régime cw (onde continue) et en régime pulsé, et on trouve des sources infrarouges accordables, la génération de super-continuum par exemple. En métrologie, on rencontre des lasers capables de générer des peignes de fréquence. En spectroscopie, on fabrique des lasers à largeur de raie étroite.
- Industrie : Grâce aux propriétés et aux puissances de la lumière émise, le laser est utilisé pour la soudure, la découpe, la gravure, le marquage, le perçage ...

² *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation.*

³ *Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation.*

Introduction Générale

Les lasers permettent d'effectuer une centaine de soudure par minute dans l'industrie automobile. On utilise les lasers pour découper n'importe quelle dimension. Notons que les lasers impulsionnels nanosecondes sont largement utilisés pour la coupe de feuille d'aluminium en alliage léger, pour le marquage sur les tranches de silicium [3]–[5].

- Détection : on peut citer des Lidars⁴ (détection et télémétrie par la lumière), des télémètres lasers et aussi des lasers de détection de polluants.
- Médical : on assiste au resurfaçage de la peau par laser en dermatologie, on utilise la précision et la cohérence du faisceau laser pour la chirurgie réfractive de la cornée et la tomographie par cohérence optique (TCO) en imagerie médicale. De plus, les deux graphes ci-dessous nous montrent respectivement la répartition en 2008 par type de laser médical et les types de lasers utilisés [2].



Répartition en 2008 par type de laser médical [2].

⁴ Light Detection And Ranging.

Laser	longueurs d'ondes	régime
CO2	10,6 μ	CW, pulsé
Er:YAG	2,94 μ	pulsé
Er:YSGG	2,79 μ	pulsé
Excimer	193 & 308 nm	pulsé, CW
ND:YAG/ Nd:YVO4	1,064 , 1,320, 1, 340 & 1,444 μ	CW, pulsé, Q-switched
Alexandrite	755 nm	pulsé
Diode (en direct)	voir tableau	CW, pulsé
Doublés en fréquence	532, 561, 660, 670 nm	CW, pulsé, Q-switched
Rubis	694 nm	Q-switched
Colorant	585 nm	pulsé
Er:Glass	1,54 μ	pulsé
Femtosecondes	800 nm 1,03, 1,6 μ	
Laser à fibre	532 & 660 nm , 1,64, 1,08, 1,55 et 2 μ	CW, pulsé

Types de lasers utilisés [2].

Les lasers à fibre présentent de nombreux avantages par rapport aux autres lasers solides. En effet, ils ne nécessitent pas un système de refroidissement, leur utilisation entraîne un faible coût et ils ne causent qu'un faible encombrement. La fibre est l'élément principal de ces types de lasers et elle permet de guider la lumière dans la cavité sans risque de se confronter aux effets de diffraction. Aussi, elle met en jeu des effets linéaires et non-linéaires lors de la propagation d'impulsions suffisamment puissantes.

L'arrivée des fibres double gaine⁵ dopée dans la conception des fibres a révolutionné les lasers. Elle a permis par exemple de réaliser des lasers de forte puissance pour pomper d'autres lasers.

Toutefois, bien que les lasers à fibre dopée aux ions de terres rares aient vu le jour dans les années soixante [6], il a fallu attendre les années quatre-vingts pour surmonter les défauts liés à la fabrication des fibres optiques à faibles pertes. C'est ainsi qu'en 1985, Poole et ses collègues réussissent à incorporer des ions Nd³⁺, Er³⁺ et Tb³⁺ dans les fibres optiques [7]. Par ailleurs, ils réalisèrent peu de temps après le premier laser à fibre monomode dopée au néodyme [8]. Ce laser opère en régime continu avec un seuil laser de moins de 1 mW. Par ce travail, ils ouvrirent alors la voix aux lasers à fibre dopée aux ions de terres rares. Ainsi, on assiste au développement d'autres lasers à fibre dopée : d'abord l'erbium [9], ensuite l'ytterbium, le thulium et l'holmium par Hanna *et al.* [10]–[12], puis le praséodyme [13]. Les fibres dopées ytterbium restent d'ailleurs les plus utilisées pour générer les fortes puissances

⁵ Double-clad.

en sortie de laser. Le co-dopage erbium/ytterbium exploitant la longueur d'onde autour de 1550 nm trouve un grand intérêt dans les télécommunications en particulier et dans les lasers à fibre en général.

Actuellement, les lasers à fibre double gaine dopée ytterbium ou co-dopée erbium/ytterbium présentent de nombreuses applications. Ces applications vont de la réalisation des lasers en continu de fortes puissances au développement de sources compactes à impulsions ultra-brèves. Ces impulsions ont des durées de plus en plus courtes. Pour générer ces impulsions ultra-courtes, on dispose classiquement de deux méthodes. Il s'agit du régime déclenché et du régime de verrouillage de modes. Dans le régime déclenché, les impulsions produites sont de l'ordre de la nanoseconde alors qu'en régime de verrouillage de modes, les impulsions sont plus courtes. En fait, elles peuvent être de l'ordre de la picoseconde ou de la femtoseconde.

Dans un laser à fibre, la propagation des impulsions de fortes puissances est régie par la dispersion chromatique et des effets non-linéaires (essentiellement effet Kerr) de la fibre. A cela, il faut ajouter le gain fourni par le milieu amplificateur et les pertes permanentes de la cavité. Lors de la propagation des impulsions, il peut arriver que deux équilibres s'établissent simultanément dans la cavité, d'un côté entre la dispersion et les effets non-linéaires, de l'autre entre le gain et les pertes. Les impulsions ainsi obtenues sont appelées solitons dissipatifs.

En particulier, en régime de dispersion anormale, le laser émet des centaines voire des milliers d'impulsions par tour de cavité. Ce nombre est d'autant plus grand que la puissance de pompage est grande. La présence d'un grand nombre d'impulsions dans la cavité engendre des phénomènes d'attraction et de répulsion entre les impulsions. Ainsi, ces impulsions dites solitoniques interagissent entre elles et se structurent pour former des états plus ou moins organisés. C'est pourquoi, la classification de ces comportements collectifs est nécessaire puisqu'elle permet de les qualifier. Dans certains cas, des distributions de solitons peuvent être par exemple analogues aux états de la « matière » (gaz de solitons, liquide de solitons et cristal de solitons) ou au cycle de l'eau dans la nature (pluie de solitons). Un gaz de solitons est une distribution dans laquelle les solitons occupent toute la cavité et subissent de nombreuses collisions. Ces impulsions sont éparpillées et en mouvement sans aucune relation de phase déterminée. Lorsque les impulsions sont confinées dans une partie de la cavité et elles sont en mouvement, mais moins libre que dans le cas d'un gaz de solitons, cet état est appelé liquide de solitons. Dans le cas où les impulsions sont regroupées dans un paquet serré, régulier et stable, et il existe une relation de phase fixe entre les impulsions on parle alors de

cristal de solitons ou d'état lié. Quant à la pluie de solitons, c'est un comportement dans lequel existent à la fois un fond continu, des solitons isolés et une phase condensée de solitons.

Les comportements collectifs des impulsions qui en résultent dans les lasers à fibre sont interprétés comme une conséquence de leurs interactions qui peuvent être répulsives ou attractives, voir les deux suivant la distance d'interaction. L'interaction attractive est réputée être responsable d'états liés ou de cristaux de solitons [14], [15], une interaction répulsive à longue distance est responsable du verrouillage de modes harmonique (HML⁶) [16], alors que les interactions sont faibles dans le liquide de solitons et elles sont négligeables voir absentes dans le cas d'un gaz de solitons.

Contexte et motivation de la thèse

Depuis plusieurs années déjà, le Pr F. Sanchez et son équipe développent, au laboratoire de Photonique d'Angers (LPHiA), des activités sur des lasers à fibre de puissance dopée aux ions de terres rares (Erbium) en régime d'impulsions courtes. Dans ce cadre, ils étudient l'interaction d'un grand nombre de solitons dans les lasers à fibre. Pendant les travaux de thèse de Haboucha [17], l'équipe observa expérimentalement une transition d'un gaz de solitons vers le cristal de solitons. Par ailleurs, Haboucha *et al.* [15] analysèrent théoriquement la formation d'une distribution périodique. Les auteurs rapportèrent en effet un cristal de solitons remplissant toute la cavité numérique (boîte de calcul).

En outre, Amrani étudia dans ses travaux de thèse les solitons dans tous ses états. En effet, il observa expérimentalement un gaz de solitons, un liquide de solitons, un polycristal de solitons, un multi-cristal de solitons, un cristal de solitons et un mélange diphasique de solide et de liquide [18]–[20]. La reconstruction numérique de ses distributions permit à Amrani *et al.* [20], [21] de mieux interpréter et de comprendre les comportements collectifs des solitons observés.

L'observation de différents comportements collectifs des solitons dans les lasers à fibre pose plusieurs questions complexes mais évidentes et importantes, entre autres. Ces distributions sont-elles liées à une cavité particulière ? Ces distributions dépendent-elles d'une

⁶ *Harmonic Mode Locking.*

méthode spécifique de verrouillage de modes ? Ces distributions sont-elles dues à la nature spéciale des interactions entre les solitons ? Peut-on contrôler ces distributions ?

F. Amrani apporta un début de réponse sur le caractère universel des distributions des solitons dans la cavité [19]. En utilisant en effet deux cavités, l'une verrouillée passivement en phase par la rotation non linéaire de la polarisation (RNLP⁷) et l'autre une cavité en forme de huit à verrouillage de modes passif par le miroir à boucle non-linéaire amplificatrice (NALM⁸) ; l'équipe observa des comportements de solitons similaires, à savoir un gaz de solitons, un liquide de solitons, un cristal de solitons, dans les deux cavités. Ainsi, l'équipe prouva que les distributions des solitons ne dépendent ni du type de cavité ni d'une technique de verrouillage mais plutôt de la nature des interactions des solitons dans la cavité.

Dans la majorité des lasers à fibre fonctionnant en HML, une composante d'onde continue (cw) a été observée dans le spectre optique, suggérant que cette composante joue un rôle dans le mécanisme du verrouillage de modes harmonique.

Avec Komarov, l'équipe montra numériquement que la position de la composante continue dans le spectre optique permettait de contrôler l'interaction attractive ou répulsive des impulsions [22]. Notons aussi que le groupe du Pr. Ph. Grelu a pu forcer une pluie de solitons en injectant dans leur cavité une onde continue externe.

D'autre part, dans les lasers à fibre, il est connu que l'augmentation de la puissance de pompage revient à augmenter le nombre de solitons dans la cavité. Komarov *et al.* [23] montrèrent numériquement qu'on pouvait augmenter la taille d'un cristal de solitons, remplissant initialement une partie de la cavité numérique, en augmentant la puissance de pompage. Par ce procédé, le cristal de solitons initial finit par remplir toute la boîte de calcul avec de fortes puissances.

Fort de ces prédictions théoriques de l'équipe, nous avons voulu faire des expériences pour tenter de réaliser expérimentalement les observations théoriques de Komarov. De fait, le but principal de notre étude est double.

D'une part, elle tente de monter en puissance afin d'obtenir une forte densité de solitons le long de la cavité. Un des objectifs est ainsi de déterminer les conditions d'obtention d'un cristal de solitons remplissant toute la cavité. Arriver à un tel état est intéressant car il permet

⁷ ou bien NPR : *Nonlinear Polarization Rotation*.

⁸ *Nonlinear Amplifying Loop Mirror*.

de réaliser un verrouillage de modes harmonique avec une cadence très élevée et surtout, une très grande stabilité. Mais cet objectif n'a pas encore été obtenu, malgré plusieurs expériences, nous n'avons observé que des cristaux de solitons de largeurs moyennement grandes correspondant à entre 10 et 12% de la cavité. C'est peut-être l'effet de l'épuisement et du rétablissement du gain de l'amplificateur qui empêche la formation d'un cristal remplissant la moitié voir toute la cavité lorsque nous montons en puissance.

D'autre part, nous avons comme but, d'étudier l'influence d'un signal continu (cw) issu d'une source externe sur le comportement des solitons du laser principal. A terme, l'objectif principal est de contrôler un état (ou des états) en fonction de cette composante continue externe. Les résultats obtenus montrent bien que nous pouvons contrôler les interactions entre les solitons en injectant une source externe continue, par conséquent le contrôle des distributions de solitons.

Indépendamment du but principal, nous avons, par ailleurs, réalisé un laser en forme de huit verrouillé en phase par le miroir optique à boucle non-linéaire (NOLM⁹). Le but premier de ce montage expérimental est de retrouver les distributions de solitons similaires à celles trouvées à la fois par Mr. Foued Amrani au cours de sa thèse dans le laser verrouillé passivement en phase par la RNLP et par le NALM. Donc, l'objectif essentiel de cette partie est de confirmer que les comportements de solitons dans les lasers à fibre verrouillés en phase ne dépendent pas du type de cavité utilisée. C'est-à-dire conforter l'idée sur l'universalité des distributions.

Organisation du manuscrit

La présente thèse, qui est à la fois expérimentale et numérique, est répartie de la manière suivante :

- Le premier chapitre introduit quelques généralités sur les lasers à fibre à verrouillage de modes passif. Il permet en effet de comprendre certains phénomènes de base dans la fibre mais aussi des techniques utilisées dans nos travaux. Tout d'abord, nous aborderons des phénomènes qui interviennent lors de la propagation d'une impulsion dans la fibre. Ensuite, nous parlerons de la génération d'impulsions ultra-brèves dans

⁹ *Nonlinear Optical Loop Mirror.*

les lasers à fibre. Pour cela, nous rappellerons le verrouillage de modes qui est une des techniques utilisées pour générer des impulsions ultra-courtes dans les lasers à fibre. Nous parlerons également de ces méthodes de blocage de modes à savoir le verrouillage de modes actif et le verrouillage de modes passif. De plus, nous donnerons quelques exemples de techniques de verrouillage de modes passif, essentiellement celles utilisées dans nos travaux, ainsi que leurs principes. Puis, nous parlerons des solitons dissipatifs. Enfin, nous évoquerons des distributions temporelles des solitons, qui sont des conséquences des interactions entre les solitons dans les lasers à fibre. Ces distributions peuvent être organisées ou désorganisées. Nous terminerons alors par des interactions entre ces différents solitons

- Ensuite, nous avons une première partie qui, constituée de trois chapitres, est consacrée à l'étude d'un laser à fibre verrouillé passivement en phase par la rotation non-linéaire de la polarisation.

Le premier chapitre de cette partie porte sur la caractérisation d'un laser à fibre monomode double gaine co-dopée Er/Yb de forte puissance. Les résultats sont obtenus avec la collaboration de Mr. Foued Amrani lors de mon stage de Master 2. Après un état de l'art sur la montée en puissance des lasers à fibre, nous nous intéresserons à notre cavité laser et ses résultats. Dans un premier temps, nous présenterons le régime de fonctionnement continu en donnant tout d'abord les caractéristiques du laser ; puis nous optimiserons le couplage de sortie du laser, ceci nous a permis d'avoir une forte puissance de sortie pour un laser à fibre monomode continu. Dans un deuxième temps, le laser sera verrouillé passivement en phase par la RNLP. Avec des puissances de pompes relativement moyennes (10-15 W), nous avons obtenu des régimes multi-impulsions stables, un cristal de solitons qui occupe une partie de la cavité. Nous verrons que, lorsque la puissance est relativement grande, le cristal se casse et finit par donner des cristaux identiques et équidistants. Ils sont répartis tout au long de la cavité.

- Le deuxième chapitre de la première partie sera expérimentalement consacré à l'influence d'une onde continue (cw) externe sur le fonctionnement du laser monomode¹⁰ à verrouillage de modes passif. Nous rappellerons à ce niveau le montage expérimental utilisé. Les résultats expérimentaux obtenus démontrent que le verrouillage de modes harmonique peut être forcé par l'injection d'une source externe

¹⁰ réalisé dans le chapitre précédent.

continue. Ainsi, nous verrons que l'onde continue externe peut transformer une superposition d'états liés en régime de verrouillage de modes harmonique et qu'elle peut également transformer un gaz de solitons en verrouillage harmonique de gouttes de solitons.

- Le dernier chapitre de cette partie sera purement numérique. En effet, pour mieux comprendre l'influence de l'onde continue sur la distribution des solitons et suite aux résultats du chapitre précédent, nous avons eu recours à la simulation en utilisant l'équation de propagation de Ginzburg-Landau complexe cubique-quintique (CGLQ). En ajoutant un terme source à l'équation CGLQ, nous modéliserons cette injection avec deux modèles. Le premier modèle est purement scalaire et il est développé par le Pr H. Leblond. Comme nous le verrons, avec une donnée initiale d'un soliton, de deux solitons ou d'un grand nombre de solitons, le mouvement des solitons de l'équation CGLQ peut être rétabli. Le signal externe peut donc modifier les interactions entre les solitons en fonction des amplitudes et des fréquences du signal injecté. Le deuxième modèle est vectoriel, il prend en compte tous les détails de notre cavité laser du chapitre 3. Les résultats présentés dans cette section reprennent les travaux de notre collègue Mr. A. Komarov. Nous verrons que sous certaines conditions de résonances spécifiques, le signal externe peut mener à des interactions répulsives à l'intérieur du laser. Par conséquent, le régime HML s'établit dans la cavité.
- Enfin, la deuxième partie sera aussi expérimentale. Cependant, elle est complètement indépendante de la première partie. En effet, elle sera consacrée au laser en forme de huit verrouillé en phase par le miroir optique à boucle non-linéaire. Cette partie est également composée de trois chapitres.

Le chapitre cinq de ce manuscrit portera sur les régimes multi-impulsions dans le NOLM. Nous ferons d'abord une bibliographie des lasers en forme de huit et présenterons ensuite nos résultats avec cette configuration. Nous verrons aussi qu'à l'exception du cristal de solitons presque toutes les autres distributions analogues aux états de la matière seront observées dans la cavité NOLM. De plus, nous présenterons des solitons en état lié et également du verrouillage harmonique d'états liés. Dans cette sous-partie, nous ferons aussi une reconstruction pour certaines distributions de solitons en état lié.

Le chapitre six du manuscrit traitera la dynamique de la pluie de solitons. Cette dynamique est observée dans les lasers à fibre à verrouillage de modes par la rotation

non-linéaire de la polarisation en régime de dispersion anormale et normale. C'est d'ailleurs la première fois qu'elle est observée dans les lasers en forme de huit.

Les dynamiques présentées dans ces deux derniers chapitres (5 et 6) tendent à renforcer l'idée de l'universalité des comportements collectifs des solitons à l'intérieur du laser.

Le chapitre sept du manuscrit sera consacré aux observations d'une émission laser autour de 1600 nm. Cette observation dans nos expériences a été surprenante d'autant plus que nos amplificateurs sont conçus pour opérer aux alentours de 1550 nm. Nous présenterons ainsi les observations à 1600 nm puis nous caractérisons cette émission en fonction des paramètres de la cavité. De plus, grâce à un état de l'art, nous montrons l'intérêt d'une émission de laser à 1600 nm, pour ensuite présenter les résultats de nos observations en régime continu et multi-impulsionnel.

- Et pour finir ce travail de recherches expérimentales et numériques, nous présenterons une conclusion générale et proposerons des perspectives.

Chapitre 1 : Généralités : Impulsions solitoniques dans un laser à fibre à modes bloqués

1.1. Introduction

L'avènement des fibres dopées avec des ions de terres rares a permis le développement des sources permettant de générer des impulsions lumineuses ultra-courtes. La génération des impulsions brèves par des lasers à fibre dopée a fait l'objet de nombreux travaux de recherches expérimentaux et théoriques ces dernières années. En régime de dispersion anormale, ces impulsions sont appelées solitons. Dans le cas des fibres à double gaine, le laser émet plusieurs centaines d'impulsions par tour de cavité. Ces impulsions interagissent entre elles et se structurent pour former des distributions temporelles plus ou moins organisées.

Ce chapitre est consacré aux fondamentaux qui font des lasers à fibre des systèmes passionnants. D'abord, nous rappellerons les phénomènes qui interviennent dans une fibre lors de la propagation d'une impulsion, c'est-à-dire les effets de dispersions et les effets non-linéaires. Ensuite, nous aborderons la génération des impulsions ultra-brèves dans les lasers à fibre grâce au verrouillage de modes ; nous décrirons les techniques de verrouillage de modes ; nous donnerons quelques exemples de cavités lasers que nous avons utilisées. Puis nous définirons les solitons dissipatifs. Enfin, nous décrirons des distributions temporelles d'impulsions, dues aux interactions entre ces dernières, lorsque le nombre d'impulsions commence à être important dans la cavité.

1.2. Propagation d'impulsions courtes dans les fibres optiques

Lors de sa propagation dans une fibre optique, l'impulsion dépend fortement des propriétés intrinsèques de cette dernière, à savoir les effets linéaires et les effets non-linéaires. Nous rappelons ici ces effets de base.

1.2.1. Dispersion chromatique

Il est bien connu que la lumière se propage plus vite dans le vide que dans un milieu matériel. Par définition l'indice de réfraction du milieu considéré est le rapport entre la vitesse dans le vide et celle dans le milieu. Par ailleurs, l'indice de réfraction d'un milieu dépend de la longueur d'onde de la lumière qui s'y propage. En conséquence, les composantes spectrales de la lumière ne vont pas se propager à la même vitesse dans le milieu matériel. Cette

dépendance entre l'indice de réfraction du milieu par rapport à la longueur d'onde est appelée dispersion chromatique¹¹ de l'indice de réfraction. Si le milieu matériel est une fibre optique alors la dispersion se manifeste par l'étalement temporel d'une impulsion lors de sa propagation.

Généralement, on exprime la constante de propagation $\beta(\omega)$ par le développement en série de Taylor autour de la pulsation centrale ω_0 de l'impulsion,

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

avec

$$\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad \text{où } m = 0,1,2,3\dots \quad (1.2)$$

Les trois premiers termes de l'équation (1.1) représentent respectivement la constante de propagation à la pulsation ω_0 ($\beta_0 = n(\omega_0) \frac{\omega_0}{c}$, avec $n(\omega_0)$ indice de réfraction à la pulsation

ω_0), l'inverse de la vitesse de groupe ($\beta_1 = \left(\frac{\partial \beta}{\partial \omega} \right)_{\omega=\omega_0} = \frac{1}{v_g} = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right)$, exprimé en s/m)

et la variation de cette vitesse au voisinage de la pulsation centrale ω_0 .

Le paramètre β_2 est appelé coefficient de dispersion de vitesse de groupe (DVG¹²) et il est responsable de l'élargissement de l'impulsion lors de la propagation de cette dernière dans la fibre. Il s'exprime en ps^2/m et est donné par la relation suivante :

$$\beta_2 = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \left(\frac{d^2 n}{d\lambda^2} \right). \quad (1.3)$$

Notons que dans les fibres optiques en silice à $1,55 \mu m$ les ordres supérieurs sont négligeables devant β_2 .

¹¹ La dispersion étant la somme de la dispersion propre au matériau et de la dispersion du guide liée à la forme du profil d'indice.

¹² Group Velocity Dispersion.

Si $\beta_2 > 0$ alors on parle de dispersion normale, et dans le cas contraire ($\beta_2 < 0$), on parle de dispersion anormale. Pour un régime de dispersion anormale, les grandes longueurs d'onde se propagent plus lentement que les courtes longueurs d'onde tandis que dans un régime de dispersion normale, les grandes longueurs d'onde se propagent plus vite que les courtes longueurs d'onde. Dans les deux cas, on assiste à la variation de la fréquence instantanée de l'impulsion au cours du temps, on parle alors de dérive de fréquence, on dit que l'impulsion présente un chirp ou glissement de fréquence. En effet, pour une impulsion se propageant dans le milieu à dispersion normale, l'impulsion est positivement chirpée c'est-à-dire une augmentation de fréquences au cours du temps et dans le cas contraire, l'impulsion est négativement chirpée c'est-à-dire une diminution de fréquences au cours du temps.

Enfin, lorsque $\beta_2 = 0$, toutes les composantes fréquentielles de l'impulsion se propagent à la même vitesse dans le matériau et on dit que le milieu est non dispersif (à l'ordre 2).

Notons que, pour la dispersion, le coefficient D (exprimé en $ps/nm/km$) est aussi souvent utilisé et il est relié à β_2 par

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2. \quad (1.4)$$

1.2.2. Biréfringence

Dans une fibre optique idéale¹³, le mode fondamental a une constante de propagation deux fois dégénérée. Ainsi deux modes de propagation ayant des polarisations orthogonales se propagent dans la fibre avec la même constante de propagation. Malheureusement, les défauts de fabrication de la fibre et des contraintes externes lors de son utilisation brisent la symétrie circulaire¹⁴ et, par conséquent, la dégénérescence du mode fondamental sera levée. De fait, les deux modes se propagent avec des vitesses de phases différentes sur chaque axe propre¹⁵ de polarisation de la fibre. Dans ce cas, on parle de biréfringence. Celle-ci se traduit par une différence d'indice de réfraction entre l'axe lent et l'axe rapide.

Un des paramètres les plus importants de la biréfringence est la longueur de battement (L_b). Cette dernière correspond à la longueur de propagation au bout de laquelle tout état de polarisation de la lumière retrouve son état initial. Elle est définie par

¹³ Isotrope et à symétrie circulaire.

¹⁴ On parle alors d'anisotropie géométrique. Notons qu'elle s'ajoute aussi à l'anisotropie du matériau.

¹⁵ Un axe rapide et un axe lent appelés respectivement axe x et axe y .

$$L_b = \frac{\lambda}{|n_x - n_y|}, \quad (1.5)$$

où n_x et n_y sont respectivement les indices de réfraction suivant l'axe lent et l'axe rapide.

Selon les valeurs de L_b , on peut parler soit d'une fibre faiblement biréfringente pour $L_b > 5 \text{ cm}$ [24], soit dans le cas contraire, d'une fibre fortement biréfringente. Dans ce dernier cas on parle aussi de fibre à maintien de polarisation.

Dans nos travaux, nous utiliserons des fibres monomodes standard où L_b est de l'ordre de quelques mètres donc des fibres faiblement biréfringentes. Notons que différentes techniques existent pour mesurer la biréfringence [24]. D'autre part, lorsqu'une onde optique assez intense se propage dans une fibre, sous l'effet Kerr, elle induit une biréfringence non-linéaire en modifiant les indices de réfraction suivant l'axe lent et l'axe rapide.

1.2.3. Les effets non-linéaires

La réponse non-linéaire de la polarisation d'un champ optique intense se traduit par des effets non-linéaires dans la fibre. Dans le cadre du processus du troisième ordre, nous citons par exemple l'effet Kerr, la diffusion Raman et l'effet Brillouin.

➤ Effet Kerr

Lorsqu'une onde se propage dans un milieu, son intensité peut modifier l'indice de réfraction du milieu. Ceci crée, en effet, une dépendance de l'indice de réfraction n à l'intensité I . Ce phénomène est connu sous le nom de l'effet Kerr. L'indice de réfraction est donné par la relation suivante :

$$n = n_0 + n_2 I(t), \quad (1.6)$$

où n_0 et n_2 sont respectivement l'indice linéaire et l'indice non-linéaire. L'indice non-linéaire dépend du matériau du milieu et est relativement faible. Dans la fibre optique en silice, la valeur de n_2 varie en fonction de la constitution de la fibre. Pour une longueur d'onde autour de $\lambda = 1550 \text{ nm}$, on utilise souvent la valeur $3,2 \times 10^{-20} \text{ m}^2 / \text{W}$ [25]–[29]. En

exploitant l'effet Kerr dans la fibre, comme nous le verrons plus tard au paragraphe 1.3, on peut avoir un effet d'absorbant saturable effectif qui peut produire des impulsions ultra-courtes dans le milieu intra-cavité.

L'effet Kerr se manifeste essentiellement sous trois formes à savoir l'auto-modulation de phase (SPM¹⁶), la modulation de phase croisée (XPM¹⁷) et le mélange à quatre ondes (FWM¹⁸).

✓ Auto-modulation de phase

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 :

$$\Delta\phi_{NL} = \frac{2\pi l}{\lambda} n_2 I, \quad (1.7)$$

où l et λ 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

Lorsque deux champs 1 et 2, de fréquences ou d'états de polarisations différents, se propagent simultanément avec la même direction dans une fibre, le déphase non-linéaire de l'un des champs optiques induit par l'autre champ est appelé la modulation de phase croisée.

La phase non-linéaire des deux champs se propageant dans la fibre optique est donnée par :

$$\Delta\phi_{NL}^{1,2} = \frac{2\pi l}{\lambda_{1,2}} n_2 (I_{1,2} + 2I_{2,1}), \quad (1.8)$$

où $\Delta\phi_{NL}^1$ et $\Delta\phi_{NL}^2$ sont respectivement les phases non-linéaires des champs 1 et 2.

¹⁶ Self-Phase Modulation.

¹⁷ Cross Phase Modulation.

¹⁸ Four Wave Mixing.

Pour chaque champ considéré, le premier terme du deuxième membre de l'équation (1.8) représente la contribution de l'auto-modulation de phase et le deuxième terme correspond à la modulation de phase croisée [30].

✓ Mélange à quatre ondes

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 ω_1 et ω_2 ($\omega_1 = \omega_2$ dans le cas d'un processus dégénéré) et de la création de deux autres photons avec des fréquences ω_3 et ω_4 (ondes Stokes et onde anti-Stokes) qui sont symétriques par rapport à la pompe. 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

$$k_i = \frac{n_i \omega_i}{c} \quad (1.10)$$

où n_i est l'indice de réfraction du matériau utilisé à la pulsation ω_i .

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

➤ La diffusion Brillouin Stimulée (DBS) ou (SBS¹⁹)

Elle résulte d'un couplage paramétrique entre une onde optique et une onde acoustique. En fait, une onde optique (pompe) peut générer une onde acoustique par un processus d'électrostriction²⁰. Ce qui produit une modulation de l'indice de réfraction du milieu et par conséquent ces deux ondes interagissent. Cette interaction se traduit par la création d'une onde optique (Stokes) rétrodiffusée qui est décalée vers les fréquences plus basses par rapport à la fréquence d'excitation. Par conséquent, la DBS n'est rien d'autre qu'un transfert d'énergie de la pompe vers les basses fréquences. Ceci pourrait être un inconvénient pour les systèmes de transmission d'autant plus que cela constitue une limitation. Toutefois,

¹⁹ Stimulated Brillouin Scattering.

²⁰ En présence d'une importante densité de champ électrique, certains matériaux (silice par exemple) ont tendance à se comprimer. Cette propriété est appelée électrostriction.

ce phénomène peut être avantageux pour les lasers à fibre et pour les amplificateurs Brillouin en particulier.

➤ La diffusion Raman

La diffusion Raman, est une interaction qui se produit entre les vibrations moléculaires (phonons optiques) du matériau et l'onde optique de fréquence ω_p . Comme la diffusion Brillouin, la diffusion Raman se manifeste par la génération d'une nouvelle fréquence décalée par rapport à l'onde pompe. Cependant, elles sont différentes sur la puissance seuil, la valeur du gain et le décalage en fréquence²¹.

La diffusion Raman fait apparaître une onde Stokes de fréquence $\omega_s < \omega_p$ ou une onde anti-Stokes de fréquence $\omega_a > \omega_p$.

En outre, nous pouvons noter que dans les lasers à fibre, les diffusions Raman et Brillouin n'interviennent qu'à partir d'une certaine puissance seuil. Elles sont dues à un échange d'énergie entre le champ optique et le milieu diélectrique.

1.2.4. Equation de Schrödinger non-linéaire

Au cours de sa propagation dans une fibre optique, une impulsion subit l'influence des effets intrinsèques de la fibre tels que la dispersion et les effets non-linéaires. Afin de comprendre cette influence, des modèles théoriques et numériques ont été proposés pour modéliser la propagation d'une impulsion dans une fibre optique.

Dans des systèmes conservatifs, c'est-à-dire des systèmes qui ne tiennent compte que des effets de la dispersion et de la non-linéarité, l'équation de Schrödinger non-linéaire (NLSE²²) est la plus utilisée. Elle prend la forme [31] :

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \gamma |A|^2 A, \quad (1.11)$$

²¹ Dans une fibre en silice, le décalage Raman et Brillouin sont respectivement autour de 13,2 THz et 11 GHz pour une longueur d'onde de la pompe à 1550 nm.

²² Nonlinéaire Schrödinger Equation.

où $A(z, t)$ est l'amplitude (enveloppe) lentement variable du signal, z est la distance de propagation, t est le temps dans le repère de l'impulsion et, β_2 et γ sont respectivement la dispersion d'ordre 2 et la constante non-linéarité. Le paramètre non-linéaire, qui s'exprime en $m^{-1} \cdot W^{-1}$, est donné par :

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} = \frac{2 \pi n_2}{\lambda_0 A_{eff}}, \quad (1.12)$$

équation dans laquelle A_{eff} est l'aire effective du mode qui se propage dans la fibre, ω_0 est la pulsation de la porteuse et c est la vitesse de la lumière dans le vide.

Notons que l'équation de Schrödinger non-linéaire admet une solution de type impulsion. Cette dernière a un profil d'allure sécante hyperbolique. On l'appelle soliton classique.

1.3. Génération d'impulsions ultra-courte

1.3.1. Verrouillage (blocage) de modes dans les lasers à fibre

Le verrouillage de modes dans les lasers est une méthode utilisée pour générer les impulsions ultra-brèves. Dans un laser, les modes longitudinaux ont généralement une différence de phase variable et aléatoire, le laser fonctionne alors en régime continu. Cependant, on peut facilement imposer à ces modes d'avoir une différence de phase constante dans le temps en les synchronisant entre eux. Lorsque les modes longitudinaux sont bien synchronisés temporellement, on parle alors du verrouillage de modes ou encore de blocage de modes²³ ou tout simplement de laser verrouillé en phase. Ceci provoque l'oscillation du laser en régime impulsionnel avec des impulsions ultra-courtes et très intenses. C'est la largeur spectrale du gain qui, dépendant des propriétés du milieu actif²⁴, permet l'oscillation de plusieurs modes longitudinaux. Pour une cavité en anneau par exemple, l'intervalle spectral libre (ISL) est donné par la relation : $\Delta\nu = \frac{c}{nL}$, où c est la vitesse de la lumière ($c = 3 * 10^8$ m/s), n l'indice de réfraction du milieu et L la longueur de la cavité optique. L'ISL correspond au taux de répétition des impulsions émises par le laser (fréquence fondamentale de la cavité).

²³ mode-locking.

²⁴ milieu amplificateur.

Verrouiller un laser en phase nécessite un moyen qui favorise l'interférence constructive des modes. Pour cela, il existe deux types de verrouillage : le blocage de modes actif²⁵ et le blocage de modes passif²⁶. Le verrouillage actif utilise une source externe contrôlée pour moduler le gain ou les pertes permettant ainsi le verrouillage en phase des modes du laser. Pour cela, on utilise les modulateurs Electro-Optique (EOM²⁷) ou les modulateurs Acousto-Optique (AOM²⁸). Ces derniers permettent de moduler l'amplitude (pertes) (AM²⁹) [32], la fréquence ou encore la phase (FM³⁰) du signal optique [33], [34]. Le blocage de modes passif est une solution très utilisée parmi les lasers impulsionsnels, il s'autoproduit dans la cavité sans intervention extérieure en exploitant l'effet optique d'un matériau intra-cavité. On peut en effet introduire un élément supplémentaire dans la cavité. Ce dernier est appelé absorbant saturable (SA³¹). Son rôle consiste à transmettre les fortes intensités³² et à réfléchir ou à bloquer les faibles intensités³³. Son mode de fonctionnement est schématisé par la figure 1.1.

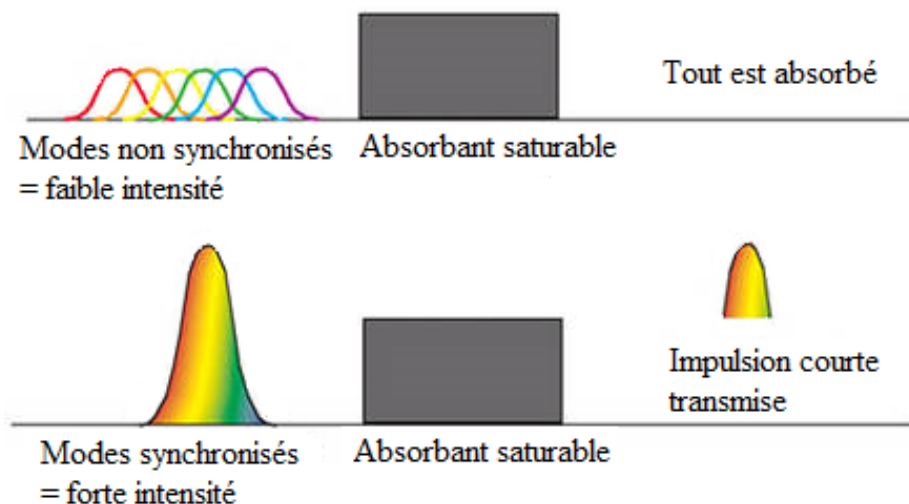


Figure 1.1 : Principe d'un absorbant saturable [35]. Lorsque les modes ne sont pas synchronisés, ils sont bloqués par l'absorbant saturable (en haut) et lorsqu'ils sont synchronisés, l'intensité est suffisante pour qu'une impulsion ultra-courte soit transmise.

²⁵ mode locking actif.

²⁶ mode locking passif.

²⁷ Electro-Optic Modulator.

²⁸ Acousto-Optic Modulator.

²⁹ Amplitude Modulation.

³⁰ Frequency Modulation.

³¹ Saturable Absorber.

³² lorsque les modes arrivent simultanément.

³³ lorsque les modes sont répartis dans le temps.

Généralement, on utilisait des semi-conducteurs ou des cristaux comme absorbant saturable. Depuis peu de temps, on assiste à un autre absorbant saturable qui est constitué de nanotubes de carbone mono-paroi (CNT³⁴) [36]–[38]. En effet, ces derniers possèdent de fortes non-linéarités et un temps de rétablissement rapide. Ce qui fait de ces nanotubes des matériaux idéaux comme absorbant saturable pour verrouiller en phase les lasers à fibre.

Plus récemment, un nouveau matériau s'est imposé pour le verrouillage de modes passif des lasers à fibre. Il s'agit du graphène. D'un côté une bonne maîtrise de sa synthèse et de l'autre l'optimisation de ses effets d'absorbants saturables ont permis en effet de mettre en évidence des lasers à fibre verrouillés passivement en phase avec du graphène [39]–[41].

La fibre optique peut aussi être une alternative d'insertion d'un matériau dans la cavité pour produire des impulsions très courtes. En effet, on peut exploiter l'effet Kerr (l'auto modulation de phase et la modulation de phase croisée) qui a lieu le long de la fibre optique pour produire artificiellement un absorbant saturable rapide dans la cavité. Le miroir à boucle non-linéaire amplificatrice (NALM) [42], le miroir optique à boucle non-linéaire (NOLM) [43] et l'évolution non-linéaire de la polarisation (RNLP) [44] sont les techniques utilisées pour produire un absorbant saturable effectif.

Notons qu'il est possible de combiner le verrouillage de modes passif et actif. Cette possibilité est appelée le verrouillage de modes hybride. Ce faisant et avec cette action, on arrive à combiner les avantages de chaque technique et à éviter respectivement les désavantages de chacune. A titre d'exemple, Carruthers *et al.* [45] ont intégré un modulateur d'amplitude dans une cavité passive verrouillée en phase par la rotation non-linéaire de la polarisation. Et ils ont obtenu des impulsions picosecondes. De plus, Li *et al.* ont également réalisé le verrouillage de mode hybride dans un laser à fibre en forme de huit [46]. Les auteurs ont inséré un modulateur de fréquence³⁵ dans la boucle linéaire. Cette dernière devient ainsi une boucle active. La deuxième boucle qu'ils ont appelé miroir à boucle de dispersion déséquilibrée (DILM³⁶) est passive. Avec cette configuration, les auteurs ont pu obtenir des impulsions avec une largeur faible (3,1 ps) et également une faible gigue (jitter) temporelle (400 fs). De même, une cavité en forme de huit, similaire à celle-ci-dessus, est aussi réalisée et étudiée dans la référence [47]. Dans cette étude, lorsque la fréquence de modulation RF est d'environ de 2,5 GHz, Wang *et al.* obtiennent un train d'impulsions harmonique d'ordre 2 à 4 avec une amplitude stable.

³⁴ Carbon Nanotubes.

³⁵ Modulateur LiNbO₃ d'une largeur de bande de 10 GHz avec une radiofréquence (RF) à 10 GHz.

³⁶ Dispersion Imbalanced Loop Mirror.

Le verrouillage de modes passif est de loin la méthode la plus utilisée peut-être parce qu'elle permet d'obtenir des impulsions beaucoup plus courtes. Au regard de ces mérites, c'est cette technique que nous avons utilisée dans nos travaux.

Pour mieux rendre compte de cette technique, nous nous intéressons au NALM, au NOLM et à la RNLP et nous présenterons, par la suite ces méthodes dans le paragraphe suivant.

1.3.2. Exemples de techniques de verrouillage de modes

- a) Cavité en anneau : blocage de modes par la rotation non-linéaire de la polarisation (RNLP)

Pour des lasers fibrés en anneau, la rotation non-linéaire de la polarisation est l'une des méthodes les plus efficaces pour générer les impulsions ultra-courtes. La RNLP exploite les effets non-linéaires (effet Kerr) induits dans les fibres.

Ce mode de fonctionnement est obtenu en plaçant par exemple un séparateur de polarisation et des contrôleurs de polarisation dans une cavité en anneau. Ces derniers permettent de changer l'état de polarisation du signal laser dépendant de l'intensité.

La figure 1.2 illustre la technique de verrouillage de modes par la RNLP.

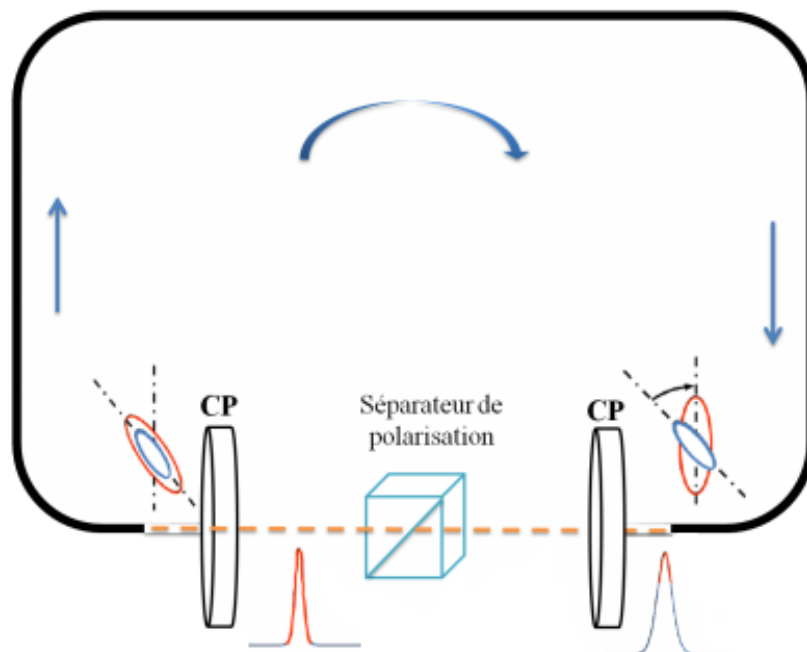


Figure 1.2 : Principe de la technique du verrouillage de modes par la rotation non-linéaire de la polarisation [48].

Avec ce principe, nous pouvons noter les mécanismes suivants :

- une impulsion est polarisée linéairement après sa traversée du séparateur de polarisation ;
- le premier contrôleur de polarisation transforme cette polarisation linéaire en polarisation elliptique ;
- la lumière passe dans la fibre (le milieu Kerr) où se produit la RNLP et le pic (centre) tourne plus vite que les ailes ;
- une bonne orientation du contrôleur de polarisation de sortie favorise le passage du centre avec moins de pertes. L'impulsion résultante est ainsi raccourcie.

Lorsque le processus se répète, on parle de laser verrouillé passivement en phase par la rotation non-linéaire de la polarisation.

Dans la première partie de nos expériences, nous allons utiliser la technique de la rotation non-linéaire de la polarisation.

b) Cavité en forme de huit ou laser en forme de huit (F8L³⁷)

Le laser en forme de huit (L8F) tire son nom de la forme de sa cavité. Elle est formée de deux anneaux de fibre couplés dont l'un d'eux est soit un miroir optique non-linéaire ou «Nonlinear Optical Loop Mirror» (NOLM), soit un miroir à boucle non linéaire amplificatrice ou bien «Nonlinear Amplifying Loop Mirror» (NALM). Dans les cavités en forme de huit, le blocage de mode se fait par la transmission des fortes intensités et par la réflexion des faibles intensités par le NALM ou par le NOLM, respectivement pour chaque configuration. L'impulsion se retrouve raccourcie à sa sortie dans le deuxième anneau pour les deux configurations. Dans la deuxième partie de nos travaux, nous allons utiliser la cavité en forme de huit avec le NOLM.

i. Blocage de modes par le miroir optique à boucle non-linéaire (NOLM)

Pour la configuration NOLM, le coupleur est asymétrique, comme le montre la figure 1.3. De ce fait, le mécanisme est le suivant :

³⁷ *Figure-of-eight laser.*

- l'impulsion incidente (en noir) se décompose en deux impulsions d'intensités inégales après traversée du coupleur ;
- dans le NOLM, ces deux impulsions (bleu et rouge) se propagent en sens opposé, comme les deux champs ont des intensités différentes, ils vont acquérir des phases non-linéaires différentes, mais la phase linéaire est la même car le chemin parcouru est le même ;
- les impulsions se retrouvent ainsi raccourcies à la sortie du coupleur ;
- les faibles intensités seront transmises par le bras du coupleur relié à l'isolateur (ISO) et elles seront bloquées par ce dernier ;
- les fortes intensités seront transmises vers l'autre bras.

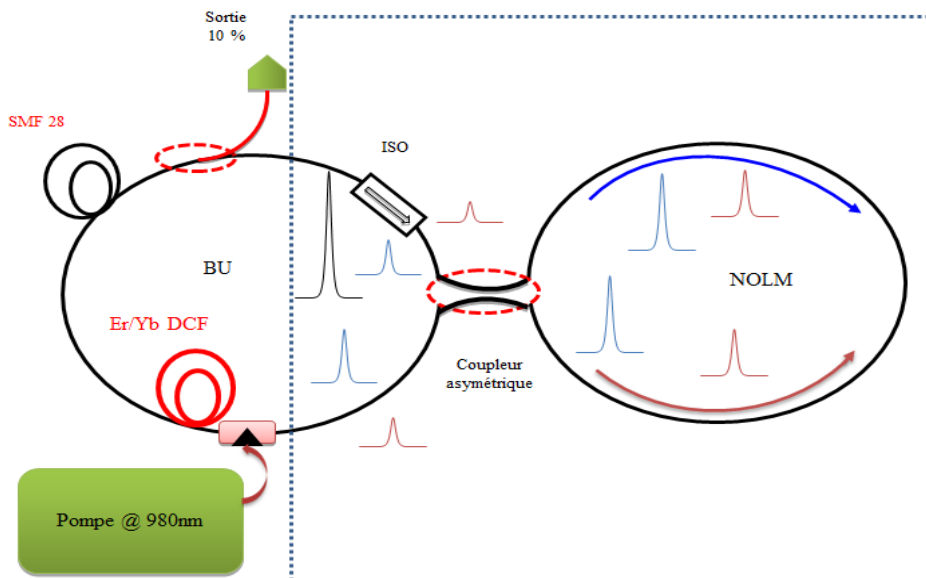


Figure 1.3 : Principe de la technique du verrouillage de mode par le miroir optique à boucle non-linéaire.

Nous ferons une revue bibliographique sur des lasers à fibre verrouillés passivement en phase par un miroir optique à boucle non-linéaire au chapitre 5.

ii. Blocage de modes par le miroir à boucle non-linéaire amplificatrice (NALM)

Fermann et ses collègues [49] ont introduit une fibre dopée comme milieu amplificateur dans la boucle NOLM pour induire la dissymétrie et ils l'ont appelée NALM. La figure 1.4 illustre cette configuration.

Le principe de cette technique est le suivant :

- on note une impulsion incidente sur le bras 1 du coupleur symétrique ;
- après le coupleur l'onde se décompose en deux ondes contra propagatives d'intensités égales ;
- à l'intérieur du NALM les deux ondes acquièrent des phases non-linéaires différentes à cause de l'emplacement dissymétrique du gain ;
- selon leurs intensités, ces deux impulsions peuvent ainsi arriver au niveau du coupleur soit en phase, soit en opposition de phase ;
- sur la voie 2 seront transmises les fortes intensités tandis que les faibles intensités seront transmises sur la voie 1 tout en étant bloquées par l'isolateur.

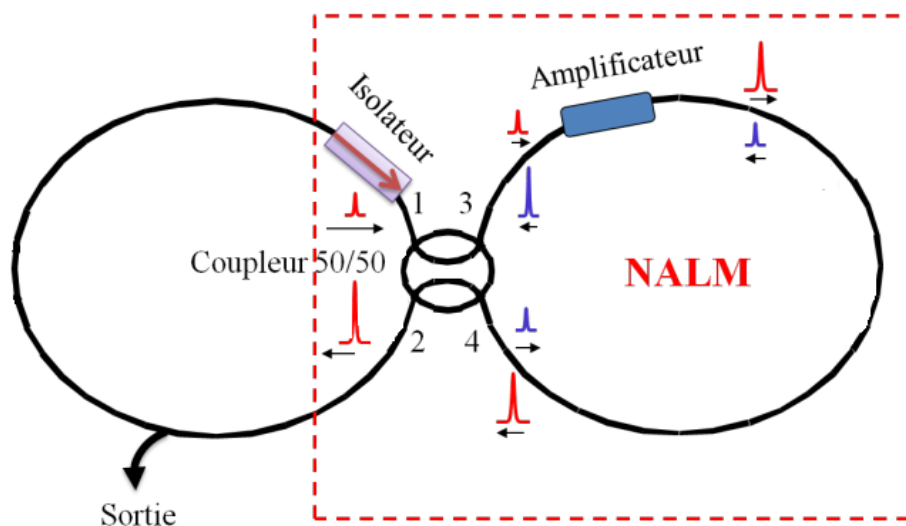


Figure 1.4 : Principe de la technique du verrouillage de mode par le miroir à boucle non-linéaire amplificatrice [48].

1.4. Solitons dissipatifs

Comme nous l'avons montré dans la section 1.2.4, l'équation de Schrödinger non-linéaire est idéale pour comprendre les systèmes dispersifs et non-linéaires. Cependant en plus de ces effets, on retrouve aussi des pertes linéaires dans la fibre optique. Par conséquent le NLSE ne suffit pas pour reproduire ce qui se passe dans la fibre. D'autre part, il faut compenser les pertes linéaires présentes dans la fibre optique, d'où la nécessité d'une source

capable d'apporter au système un moyen pour compenser ces pertes. De tels systèmes sont appelés systèmes dissipatifs, c'est-à-dire un milieu contenant du gain et des pertes. Et les solitons issus de ces systèmes sont appelés solitons dissipatifs. Naturellement, on comprend qu'à la différence des solitons classiques, les solitons dissipatifs résultent de deux équilibres. D'un côté, un équilibre entre la non-linéarité et la dispersion, et de l'autre, un équilibre entre le gain et les pertes.

Lorsqu'on inclut les effets dissipatifs (gain et pertes) à l'équation NLSE, on parle dans ce cas de l'équation de Schrödinger non-linéaire modifiée ou perturbée.

Pour décrire les interactions entre les solitons dissipatifs, on utilise, la plupart du temps, des approches théoriques basées sur l'équation de Ginzburg-Landau cubique (CGL³⁸). Cette dernière est également l'un des modèles les plus appropriés pour la description des lasers à fibre à verrouillage de modes. Par ailleurs, l'équation maîtresse de Haus [50], bien connue, n'est rien d'autre qu'une version stationnaire de l'équation CGL. Des modèles de laser à fibre basés sur l'équation de Ginzburg-Landau complexe cubique et cubique-quintique ont été tirés de plusieurs configurations spécifiques [51]–[54].

Les équations de Schrödinger non-linéaire modifiée et de Ginzburg-Landau cubique ont permis de prédire la formation d'états liés dans les lasers à fibre [55]–[58]. Nous reviendrons longuement à l'équation de Ginzburg-Landau, au chapitre 4.

L'étude des solitons dissipatifs, dans les lasers à fibre, est devenue en effet très importante dans les travaux expérimentaux et numériques. En particulier, lorsque le laser fonctionne en régime multi-impulsionnel, les solitons interagissent et finissent par s'auto-organiser pour donner des dynamiques riches et variées. Nous aborderons dans la section suivante les interactions entre ces impulsions solitoniques ainsi que les distributions temporelles des solitons que nous rencontrons dans les lasers à fibre.

1.5. Etats de solitons dans les lasers à fibre

Un laser à fibre à verrouillage de modes passif peut émettre plusieurs impulsions par tour de cavité. Ce nombre est d'autant plus grand que la puissance de pompage est grande. Ces impulsions interagissent entre elles et se structurent pour finalement former des distributions plus ou moins organisées, soit en occupant toute la cavité soit en se regroupant

³⁸ *Complex Ginzburg-Landau.*

au sein des paquets, en régimes de dispersion normale et anormale, aussi bien expérimentalement que numériquement.

Richardson *et al.* [59] ont expérimentalement observé l'évolution du nombre de solitons en fonction de la puissance de pompe. D'autre part, dans la référence [60] Tang et ses collègues ont montré que le nombre d'impulsions augmente une par une en augmentant la puissance de pompage. Dans le même temps ils ont observé le phénomène d'hystérésis en diminuant la puissance de pompage. L'évolution du nombre d'impulsions et le phénomène d'hystérésis ont été également étudiés numériquement par Komarov *et al.* [61]. En effet, les auteurs ont reporté la formation de multi-solitons et l'hystérésis de la pompe dans un laser à fibre à blocage de modes passif par la technique de la rotation non-linéaire de la polarisation.

Nous décrivons ci-dessous ces comportements de solitons et nous donnerons les types d'interactions qui en sont les causes.

1.5.1. Distribution désorganisée

Les impulsions peuvent être réparties aléatoirement sur tout l'espace disponible de la cavité où leurs amplitudes et leurs phases sont souvent non-corrélées. C'est une distribution dans laquelle les impulsions sont en mouvement avec des vitesses différentes et entrent perpétuellement en collision. Cette distribution est analogue au gaz comme pour la matière. C'est pourquoi on l'appelle gaz de solitons [18], [21], [62]. Ce comportement est observable très facilement dans le laser verrouillé passivement en phase. Ceci est illustré par la figure 1.5. Lorsque ces impulsions sont confinées dans une partie de la cavité et sont en mouvement mais moins libre et que les distances mutuelles entre les solitons sont plus petites que dans un gaz de solitons, on parle, dans ce cas, de phase condensée ou de liquide de solitons [18], [21]. Une telle distribution est montrée sur la figure 1.6.

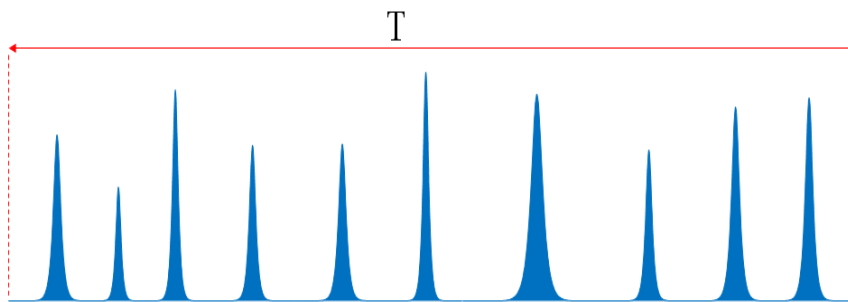


Figure 1.5 : Exemple d'une distribution temporelle désorganisée : un gaz de solitons.

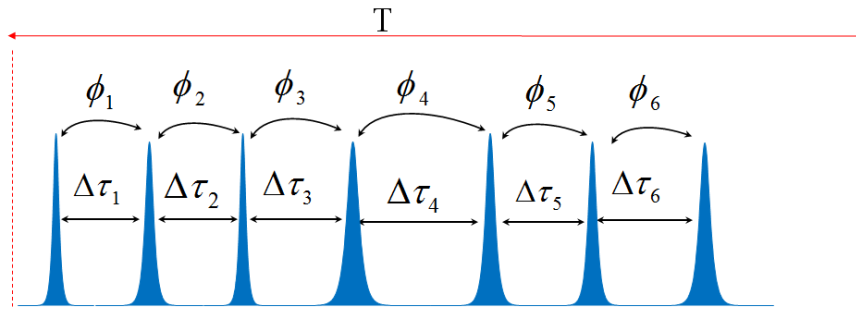


Figure 1.6 : Exemple d'une distribution temporelle désorganisée : un liquide de solitons.

Depuis peu, une nouvelle dynamique de solitons a été mise en évidence expérimentalement. Par analogie avec le cycle de l'eau, on l'appelle pluie de solitons. Elle a été observée pour la première fois dans un laser à fibre à verrouillage de modes passif en régime de dispersion anormale verrouillé par la rotation non-linéaire de la polarisation [63]. Cette dynamique de solitons est constituée d'un fond quasi-continu, où sont créées spontanément et aléatoirement des impulsions individuelles, d'une phase condensée qui est analogue au liquide de solitons. Les impulsions créées dérivent vers la phase condensée. La pluie de solitons est donc caractérisée par les trois composantes : fond continu, phase condensée et les impulsions solitaires. La figure 1.7 montre une pluie de solitons.

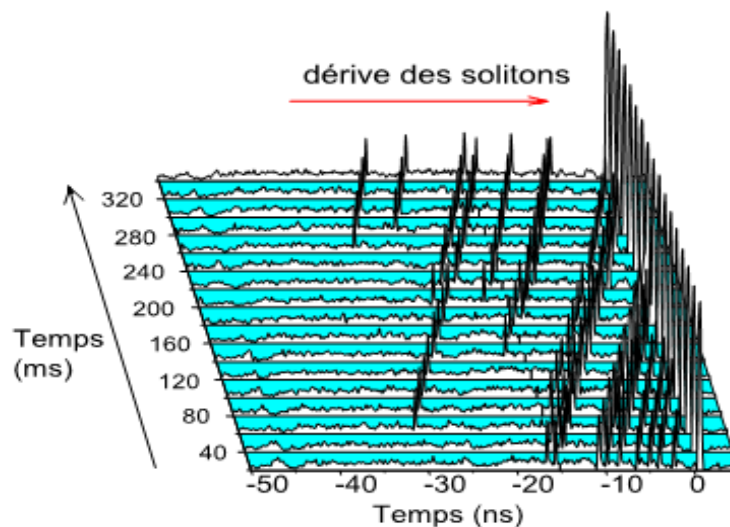


Figure 1.7 : Exemple d'une distribution temporelle désorganisée : une pluie de solitons [64].

Nous verrons dans le chapitre 6 que la pluie de solitons a été maintenant observée dans les lasers à fibre, en régime de dispersion anormale et normale, verrouillés passivement en phase par la RNLP et en régime de dispersion anormale par le NOLM.

1.5.2. Distribution organisée

Il est possible qu'au sein d'un groupe, les solitons soient au repos. Si les impulsions sont identiques, équidistantes et ont une relation de phase fixe, on parle alors d'états liés ou de cristal de solitons selon le nombre d'impulsions. Le doublet de solitons est l'état lié le plus simple. Par ailleurs, on peut trouver un triplet, quadruplet de solitons liés ou encore plusieurs impulsions en état lié. Malomed [65] est le premier à prédire l'existence de l'état lié de deux solitons en 1991. Depuis, d'autres équipes ont démontré numériquement et expérimentalement l'existence de deux ou de quelques solitons en état lié [56], [66]–[69]. Notons que la première expérience permettant la génération passive des impulsions liées par une relation de phase fixe a été réalisée par Tang *et al.* [67] en 2001. D'autre part, Haboucha *et al.* [15] ont étudié la formation d'un cristal de solitons. Le comportement d'un cristal de solitons est présenté sur la figure 1.8.

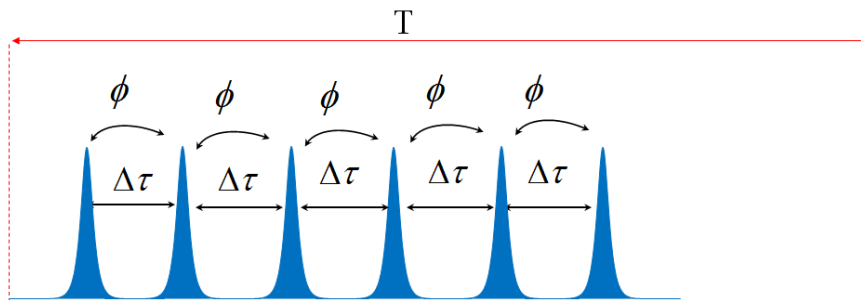


Figure 1.8 : Exemple d'une distribution temporelle organisée : un cristal de solitons.

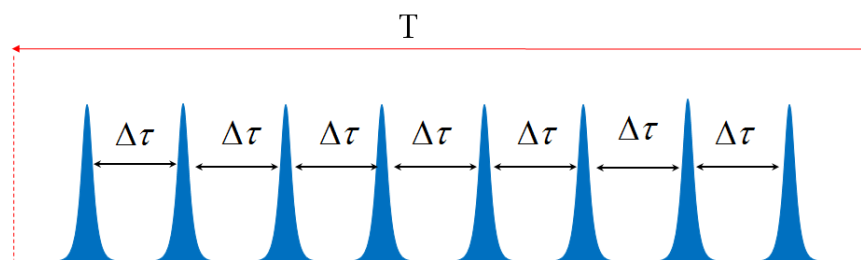


Figure 1.9 : Exemple d'une distribution temporelle organisée : verrouillage harmonique de modes.

On parle du verrouillage harmonique de modes (HML) dans le cas où un ensemble d'impulsions identiques se répartit uniformément tout au long de la cavité, avec un taux de répétition des solitons qui est un multiple du taux de répétition fondamental de la cavité. La

figure 1.9 donne un exemple de verrouillage de modes harmonique. Dans les lasers à fibre, le HLM passif est très connu et a fait, en effet, l'objet de nombreuses études [16], [70]–[75].

Notons que nous avons mis récemment en évidence du verrouillage harmonique des cristaux de solitons, comme nous le verrons au chapitre 2.

Les comportements des solitons ne sont rien d'autre qu'une conséquence des interactions entre les différents solitons. Comprendre les interactions revient donc à expliquer les comportements collectifs des solitons dans les lasers. Classiquement, il existe deux types d'interactions : interactions à courte distance et interactions à longue distance.

On trouvera un état de l'art et une présentation exhaustive des interactions entre les solitons respectivement dans les thèses d'Amrani [48] et de Chouli [64]. Nous nous en sommes inspirés pour donner quelques exemples.

➤ **Interactions à courte distance**

Ce sont des interactions cohérentes, elles sont constituées d'une interaction directe due aux ailes des solitons et d'une interaction par les ondes dispersives rayonnées par les solitons eux-mêmes. Numériquement et expérimentalement, il a été montré que ces interactions étaient responsables des états liés dans la fibre optique en particulier et d'une manière générale dans les lasers à fibre. En effet, Gordon [76] étudie théoriquement, en utilisant l'équation de Schrödinger, l'interaction entre deux solitons successifs, elle peut être soit répulsive soit attractive selon les valeurs de la différence de phase. En fait, pour deux solitons ayant des amplitudes et des fréquences identiques, si la différence de phase initiale est différente de zéro, alors les deux solitons se repoussent et dans le cas contraire, ils s'attirent. Ces interactions (attractive et répulsive) diminuent exponentiellement par rapport à la distance de séparation. Quelques années plus tard, Mitschke et Mollenauer [77] ont observé expérimentalement les mêmes résultats, ils furent ainsi les premiers à mettre en évidence l'existence des interactions entre les solitons dans un système passif.

D'autre part, pour les solitons dissipatifs, ce n'est qu'au début des années 90 que Malomed [55], [65], [78] a montré théoriquement, en utilisant le CGL, qu'une interaction par les ailes de deux solitons consécutifs pouvait conduire à des solitons en état lié avec des déphasages de 0 ou π . Selon l'auteur, la formation d'état lié est due à une interaction directe entre les solitons. Peu de temps après, on assista aux observations expérimentales d'états liés dans les lasers à fibre [79]. Cependant, il a fallu encore attendre presque dix ans (les années 2000)

pour retrouver à nouveau expérimentalement les états liés dans les lasers à fibre, et ceci a suscité un grand intérêt pour ce type de comportement de solitons dans les lasers.

➤ **Interactions à longue distance**

On parle aussi dans ce cas d'interactions non-cohérentes. Elles sont essentiellement étudiées dans les lasers à fibre à verrouillage de modes harmonique. On distingue généralement deux mécanismes pour ce type d'interactions, à savoir, les interactions qui résultent des effets acousto-optiques et celles qui sont dues à la relaxation du milieu à gain.

✓ Pour expliquer l'observation du HML dans un laser à fibre, Grudin *et al.* [80] l'ont attribué à un effet acousto-optique (qui est généré par l'impulsion en modifiant localement l'indice de réfraction) menant à une répulsion entre les solitons et conduisant finalement à une position d'équilibre stable. De leur côté, Pilipetskii et ses collègues ont montré [81] que la variation de l'indice de réfraction³⁹, dans un laser à fibre en anneau, peut grouper les impulsions dans un paquet ou bien donner à une distribution régulière des impulsions.

✓ L'effet d'épuisement et de rétablissement du gain⁴⁰ (gain depletion and recovery) est un phénomène qui induit une interaction entre les solitons dans les lasers à fibre verrouillés en phase et elle est responsable de la répartition uniforme des solitons dans toute la cavité. Une des conséquences de l'épuisement et du rétablissement du gain est une dérive de la vitesse de groupe, proportionnelle à la séparation entre les impulsions, dans les endroits où le gain est plus élevé. Ceci conduit à une répulsion entre les solitons consécutifs. L'épuisement et le rétablissement du gain ont été étudiés d'abord par Kutz *et al.* [82] et puis par Komarov *et al.* [71] qui ont numériquement étudié ce mécanisme.

Par ailleurs, le phénomène d'électrostriction et l'épuisement et le rétablissement du gain sont toujours présents dans les lasers verrouillés passivement en phase [83]. Cependant le HML n'est pas souvent observé. Néanmoins les auteurs fournissent une information et une explication de taille sur le HML. En effet, ils démontrent expérimentalement que le HML est toujours accompagné par une composante continue (cw). La présence de cette composante cw influence les solitons qui vont commencer à bouger dans la cavité. L'interaction entre le signal cw et les solitons conduit à une répartition régulière sur toute la cavité.

³⁹ entraînée par l'effet électrostriction.

⁴⁰ Lorsqu'un train d'impulsions traverse le milieu amplificateur, le niveau du gain diminue (épuisement du gain) puis, sous l'effet du pompage, ce dernier croît (rétablissement du gain) au bout d'un certain temps.

D'autre part, Komarov et ses collègues [22], [84] ont théoriquement démontré qu'une composante cw permettait de contrôler l'amplitude et le signe de l'interaction entre les impulsions. En choisissant les bons paramètres du laser, les auteurs ont mis en évidence une interaction répulsive entre les solitons : elle décroît lorsque la distance entre les solitons augmente. Ce qui permet alors d'observer le régime HML.

1.6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les paramètres qui interviennent dans la fibre pendant la propagation d'une impulsion. Nous nous sommes intéressés au verrouillage de modes, plus particulièrement au verrouillage de modes passif dans une cavité en anneau ou en forme de huit. Lorsque le laser à fibre oscille en régime multi-impulsionnel, les impulsions présentes dans la cavité interagissent, et selon les types d'interactions, on assiste à des dynamiques de solitons riches et variées.

Première Partie : Etude d'un laser à fibre verrouillé en phase par la rotation non linéaire de la polarisation

Chapitre 2 : Caractérisation d'un laser à fibre double gaine dopée Er-Yb de forte puissance

2.1. Introduction

Aujourd'hui les lasers trouvent de nombreuses applications allant de la recherche à l'industrie ou encore à la santé. Cette évolution est due d'un côté, à la cohérence spatiale du faisceau laser, et de l'autre, à la puissance élevée qu'ils peuvent délivrer. Pourtant, il y a eu pendant longtemps des limitations liées à la puissance de sortie qui jusque-là était faible. Avec l'avènement des fibres à double gaine dopées aux ions de terres rares, de par leur technologie révolutionnaire, celles-ci montrent des performances exceptionnelles en termes d'efficacité et de puissance de sortie. En particulier, le néodyme ($\sim 0,9\text{--}1,1$ et $\sim 1,3$ μm) [8], [85]–[87], thulium (~ 2 μm) [87]–[89], l'ytterbium ($1\text{--}1,2$ μm) [87], [90]–[93] et l'erbium ($\sim 1,5$ μm) [87], [92], [94]–[98] sont les terres rares les plus utilisées pour les applications des lasers de forte puissance.

D'autre part, les fibres à grande aire modale (LMA⁴¹) ont permis de franchir le verrou lié à la faible puissance, car leur utilisation a permis de réaliser des sources lasers de moyennes et de fortes puissances. On assiste alors à la montée en puissance de sortie des lasers. Pour répondre de plus en plus à cette demande en puissance, on utilise des lasers à fibre fonctionnant en régime continu, en régime déclenché ou en régime à impulsions ultra courtes avec des énergies par impulsion qui ne cessent de croître. Dans tous les cas, en raison de la propagation monomode du signal laser émis, l'onde de sortie présente une qualité de faisceau quasi limitée par la diffraction.

Par ailleurs, l'emploi de fibres à double gaine, dopées ou co-dopées, permet l'utilisation de diodes de pompage de fortes puissances. Ces dernières favorisent un régime multi-impulsionnel, qui délivre des puissances crêtes très élevées, aussi bien en régime de dispersion anormale [99] que normale [48], [100]. De plus, le nombre d'impulsions émis est d'autant plus grand que la puissance de pompage est grande. Haboucha *et al.* [101] ont étudié expérimentalement et numériquement l'évolution du nombre d'impulsions en fonction de la puissance de pompe en régime de dispersion normale et anormale.

Dans ce chapitre, nous ferons un bref état de l'art sur des lasers à fibre à double gaine monomode dopée erbium/ytterbium à forte puissance. D'autre part, nous caractériserons un amplificateur à double gaine co-dopée Er : Yb monomode de 10 W, dans deux configurations lasers. D'abord, nous considérons un régime continu. Dans ce cas, le laser émet une puissance

⁴¹ Large Mode Area.

de sortie d'environ 8 W. Ensuite, l'amplificateur de 10 W est alors utilisé dans une cavité verrouillée en phase par la rotation non-linéaire de la polarisation. Nous montrons que dans un régime de dispersion anormale, le laser émet un cristal de solitons qui subit une instabilité lorsqu'on augmente la puissance de pompage. La dislocation du cristal de solitons initial conduit à des cristaux de solitons identiques et équidistants, autrement dit, au verrouillage harmonique des cristaux de solitons.

2.2. Etat de l'art : montée en puissance dans les lasers à fibre

Dans cette section, nous allons faire un bref état de l'art sur les lasers à fibre à double gaine monomode à forte puissance fonctionnant en régime continu et impulsionnel de forte puissance.

➤ Laser à fibre en régime continu

En 25 ans, la montée en puissance des lasers à fibre, émettant en régime continu, a permis d'atteindre en 2009 10 kW avec une excellente qualité spatiale de faisceau [92], [93], [102], [103]. C'est en 2013 qu'un laser à fibre émettant en continu une puissance de sortie de 20 kW a été annoncé pour ensuite être commercialisé [103].

Comme la puissance de sortie, la qualité du faisceau est une caractéristique importante du laser de forte puissance.

Bien que de nombreuses longueurs d'onde puissent être générées selon la terre rare utilisée, il est intéressant de constater que la plupart des travaux sur les fortes puissances concernent l'ion ytterbium. Ce choix est probablement dû à la grande largeur de bande spectrale de gain avec un très faible défaut quantique pour un pompage à 980 nm conduisant à une faible charge thermique par rapport aux autres ions de terres rares. Actuellement les meilleures performances en puissance de sortie sont obtenues avec des lasers à fibre dopée ytterbium [92], [93], [104], [105].

En 1999, Dominic *et al.* [106] ont démontré le premier laser à fibre monomode continu émettant une puissance supérieure à 100 W. Les auteurs ont, en effet, rapporté une puissance de sortie de 110 W autour de 1120 nm avec un laser à fibre dopée Yb, battant ainsi le record de 55 W [107]. Le rendement de conversion de ce laser est de 58,3%. D'autre part, ils ont mesuré la qualité spatiale de faisceau. Le facteur M^2 est de 1,1 pour les faibles puissances

avant de croître linéairement jusqu'à 1,7 pour une puissance de sortie de 100 W. Ce n'est que 5 ans plus tard que la barre symbolique du kW a été franchie. En utilisant 8 m de fibre double gaine dopée Yb de large cœur (43 μm) avec une ouverture numérique de 0,09, pompée par deux diodes lasers 972/975 nm, Jeong et ses collègues [108] ont réalisé un laser qui émettait en continu une puissance de sortie de 1 kW à 1090 nm avec un rendement de 80% et une qualité de faisceau de 3,4. Notons qu'en 2009 L'IPG Photonics⁴² a démontré expérimentalement un laser à fibre monomode qui délivre une puissance de sortie d'environ 10 kW (9,6 kW) à 1070 nm avec un faisceau quasi-limité par la diffraction [103], [109]. Ce laser a été réalisé en configuration MOPA⁴³ entièrement intégrée et utilisant plusieurs fibres dopées ytterbium.

L'erbium, qui émet dans la fenêtre 1550 nm, a été très peu étudié dans des configurations de fibres double gaine à cœur monomode ou à large mode (LMA) et à forte puissance. En régime continu, il a été rapporté des puissances de sortie de quelques watts à partir de fibres double gaine à cœur monomode [94], [95]. Des puissances de sortie plus élevées ont été obtenues à partir de fibres LMA dopées ytterbium [110]. Dubinskii *et al.* [111] ont présenté un laser à fibre pompé à 1532,5 nm par résonance avec 6 modules InGaASP/InP, sur un réseau de Bragg (FBG⁴⁴) basé sur Yb et Er-dopée, large mode qui délivre en sortie 48 W à 1590 nm. C'est un laser entièrement intégré et qui présente une efficacité optique de 57%. Les mêmes auteurs ont récemment optimisé le défaut quantique cœur-pompe de la fibre LMA de leur laser qui émet 88 W à 1590 nm avec une efficacité de 69% [110]. En 2007, Jeong *et al.* [98] ont réalisé un laser à fibre double gaine co-dopée erbium/ytterbium, pompée à 975 nm, de forte puissance. Les auteurs ont obtenu un laser qui émet une puissance continue de 297 W à 1567 nm, avec une puissance de pompage de 1,2 kW, en utilisant 6 m de fibre Er/Yb dont le cœur a un grand diamètre de 30 μm et une ouverture numérique (NA⁴⁵) de 0,21. En outre, ils ont mesuré un facteur de qualité M^2 de 3,9. La qualité du faisceau semble être bonne, compte tenu de la dimension du cœur et de son NA relativement grandes. D'autre part, le rendement est de 19% pour les fortes puissances tandis qu'elle est de 40% pour les faibles puissances. Notons qu'à ce jour, à notre connaissance, ce laser détient la puissance maximale de sortie pour les lasers à fibre double gaine co-dopée Er/Yb [92].

⁴² <http://www.ipgphotonics.com/>

⁴³ Master Oscillator Power Amplifier.

⁴⁴ Fiber Bragg Grating.

⁴⁵ Numerical Aperture.

➤ Laser à fibre en régime impulsif

Dans le régime à verrouillage de modes, les lasers à fibre dopée Yb détiennent encore le record de puissance moyenne de sortie. Quelques centaines de watts peuvent être obtenus dans l'architecture de l'amplification laser CPA⁴⁶ (l'amplification à dérive de fréquence) [112]. Le système émet en effet une puissance moyenne de sortie de 830 W avec des impulsions qui ont une durée de 640 fs à un taux de répétition de 78 MHz et une puissance crête de 12 MW. Seulement quelques dizaines de watts sont obtenus avec un seul oscillateur, avec des fibres à cristal photonique, avec une très grande aire du mode [113]. Dans la référence [113], les auteurs ont utilisé la rotation non-linéaire de la polarisation pour verrouiller leur laser. La puissance moyenne est de 66 W, avec une fréquence de répétition de 76 MHz, correspondant à une énergie par impulsion de 0,9 μ J. A la sortie de la cavité, les impulsions sont « comprimées » à 91 fs avec une puissance moyenne de 60 W et une puissance crête supérieure à 7 MW.

Les lasers à fibre dopée erbium en régime de verrouillage de modes passif ont été largement étudiés avec des fibres monomodes classiques, mais très peu avec des fibres à double gaine. Dans un premier temps, les lasers à fibre ont été réalisés en plusieurs configurations optiques utilisant différents mécanismes de verrouillage de modes [27]. Le Pr F. Sanchez et ses collègues ont été parmi les pionniers dans ce domaine. En effet, ils ont démontré le blocage de modes passif dans un laser à fibre à double gaine co-dopée Er/Yb en régime de dispersion anormale avec une puissance moyenne de 1 W [14], [114].

2.3. Fonctionnement continu

2.3.1. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est représenté sur la figure 2.1. Il s'agit d'une cavité en anneau unidirectionnelle toute fibrée, évitant ainsi tout effet thermique au niveau des extrémités des fibres. Le fonctionnement unidirectionnel dans des configurations de lasers en anneau favorise l'auto-démarrage des modes bloqués [115]. Le milieu actif (amplificateur de 10 W fabriqué par KEOPSYS) comprend 5 m d'une fibre double gaine (DCF⁴⁷) dopée

⁴⁶ Chirped Pulse Amplification, consistant à mettre un oscillateur à basse puissance amplifiée en plusieurs étapes.

⁴⁷ Double Clad Fiber.

erbium/ytterbium. Le diamètre de la gaine interne est de 130 μm et celui du cœur de la fibre est de 12 μm . L'amplificateur est pompé à 980 nm par plusieurs diodes lasers injectées avec la technique d'une encoche en V. Le pompage maximum des diodes est de 40 W assurant une puissance de sortie de 10 W.

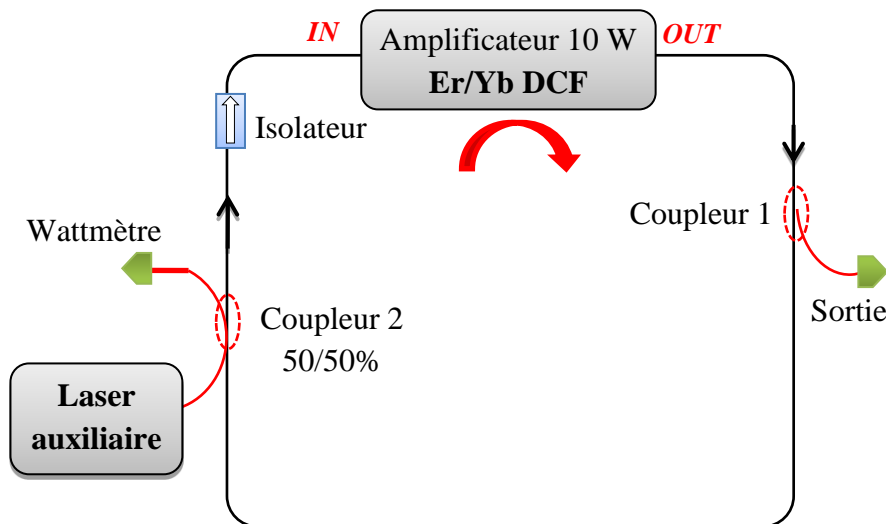


Figure 2.1 : Montage expérimental du laser à fibre double gaine dopée erbium/ytterbium de forte puissance fonctionnant en régime continu.

Les deux extrémités de la fibre double gaine (DCF) sont reliées à des morceaux de fibres monomodes standard (SMF⁴⁸ 28). La cavité est ensuite réalisée en reliant le port de sortie de l'amplificateur à son entrée. La cavité contient aussi un isolateur optique assurant une oscillation unidirectionnelle afin d'éviter la rétrodiffusion Brillouin qui a un sens contre-propagatif au laser [115]. Cette rétrodiffusion pourrait endommager l'amplificateur. Un coupleur fibré (coupleur 1) de sortie est placé juste à la sortie de l'amplificateur. Le coefficient de couplage de sortie est modifié pour optimiser la puissance de sortie.

Notons que, pour des raisons de sécurité et afin d'éviter des dommages irréversibles de l'amplificateur de 10 W, ce dernier doit être mis en marche par un signal externe d'au moins de 17 dBm (50 mW). D'où l'utilisation d'un laser auxiliaire pour faire démarrer le laser principal (laser de 10 W), il peut être arrêté une fois que le laser de 10 W commence à fonctionner. Le signal à la sortie du laser auxiliaire est injecté dans le laser principal à l'aide

⁴⁸ Single Monomode Fiber.

d'un coupleur (coupleur 2). La puissance injectée dans l'amplificateur de 10 W est contrôlée par l'autre sortie du coupleur 2 (figure 2.1).

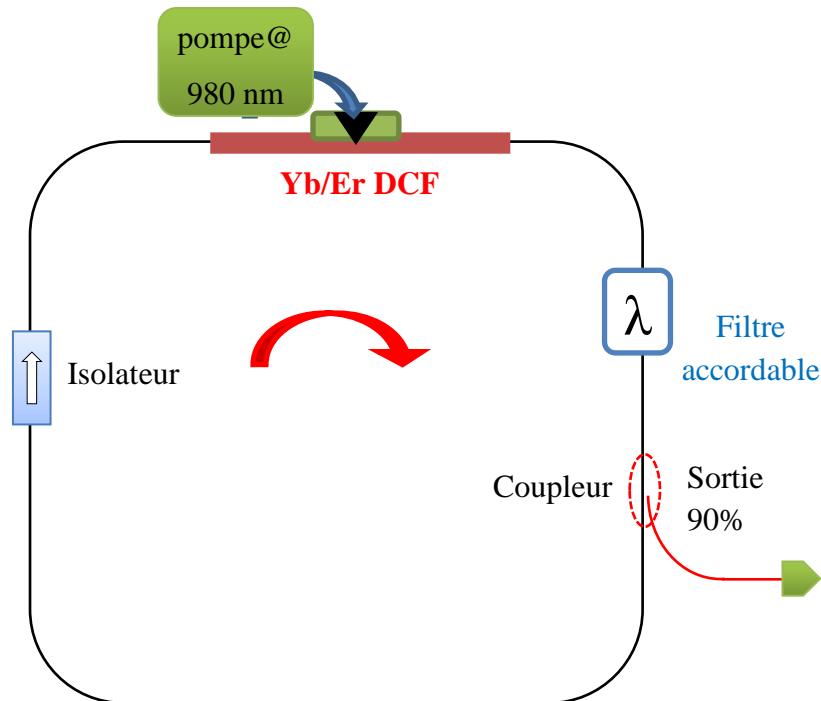


Figure 2.2 : Dispositif du laser auxiliaire.

Le laser auxiliaire émet en continu, c'est un laser à fibre à double gaine réalisé au laboratoire et sa configuration est donnée par la figure 2.2. Son milieu actif est constitué d'une fibre double gaine dopée erbium/ytterbium de 2,95 m et une diode de pompe à 980 nm d'environ 4 W de puissance maximale. La cavité contient un isolateur et un filtre accordable de 1530 à 1560 nm. Le couplage est de 90%, ce qui permet de disposer d'un maximum de puissance.



Analyseur de spectre optique



Oscilloscope rapide et détecteur rapide



Analyseur de spectre basse fréquence

Figure 2.3 : Instruments d'analyse et d'acquisition : 1) Analyseur de spectre optique. 2) Oscilloscope rapide monocoup de 12 GHz de bande passante. 3) Photodétecteur rapide. 4) Analyseur de spectre basse fréquence.

Le signal de sortie au niveau du coupleur 1 de la figure 2.1 est analysé en utilisant les moyens d'acquisitions suivants :

- Un oscilloscope rapide monocoup de 12 GHz de bande passante (Tektronix TDS 61124C) avec une résolution temporelle de 50 ps, il permet la visualisation et l'enregistrement en temps réel de la distribution temporelle du signal. Cet oscilloscope est associé à un photodétecteur rapide InGaAs/InP de 12 GHz de bande passante (Newport TIA-1200).
- Un analyseur de spectre optique (Anritsu MS9710 C) avec une résolution spectrale de 0,05 nm qui permet l'analyse du spectre optique.
- Un analyseur de spectre basse fréquence (Rhode Schwarz FSP 13) avec une bande passante comprise entre 9 kHz et 13 GHz.

De plus, nous utiliserons aussi un autocorrélateur (Femtochrome FR-103XL/IR) pour accéder aux échelles temporelles les plus courtes sur une fenêtre d'acquisition de ± 100 ps, par rapport à l'oscilloscope rapide.

2.3.2. Caractéristiques du laser

Dans la première série d'expériences, le couplage de sortie est fixé à 10%. Le signal obtenu à la sortie du laser est représenté par la figure 2.4.

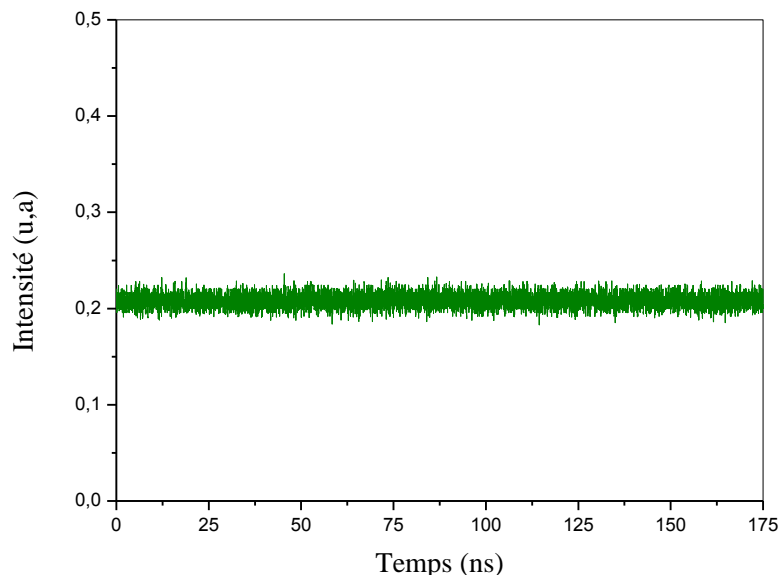


Figure 2.4 : Trace temporelle du signal de sortie du laser [48].

L'observation de la trace temporelle ne permet pas de distinguer entre l'émission spontanée amplifiée (en dessous du seuil d'émission laser) et le signal laser (au-dessus du seuil). Une signature claire est cependant rendue par le spectre basse fréquence (transformée de Fourier de l'intensité de sortie). En effet, en dessous du seuil laser, le spectre basse fréquence ne présente aucune fréquence propre tandis qu'une fréquence caractéristique apparaît au-dessus du seuil [116]. Celle-ci est associée aux oscillations de relaxation et elle peut être observée sans modulation externe car le bruit est suffisant pour l'exciter. La figure 2.5 montre un exemple de spectre basse fréquence du laser. Le pic, à environ 45 kHz pour une puissance de pompe de 4 W, est caractéristique de la fréquence des oscillations de relaxation ω_r (fréquence propre du laser). Ce qui confirme bien que le laser fonctionne au-dessus du seuil.

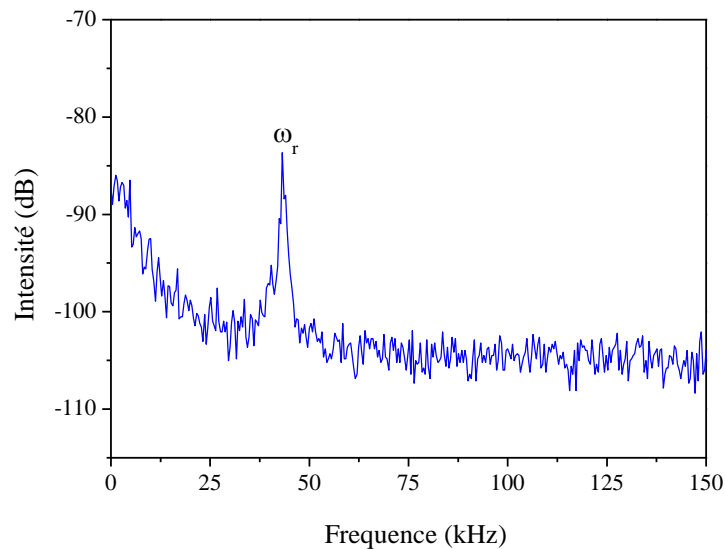


Figure 2.5 : Spectre basse fréquence du laser [48].

Il a été établi que le carré de la fréquence des oscillations de relaxation est une fonction linéaire de la puissance de pompage [116]. L'évolution de ω_r^2 en fonction de la puissance de pompage est montrée dans la figure 2.6. Comme prévu, on observe une évolution linéaire en fonction de la puissance de la pompe. Les points sont les données expérimentales tandis que la ligne continue est un ajustement linéaire. L'intersection de la droite avec l'axe des abscisses donne la valeur de la puissance de pompage au seuil du laser qui est de 2,3 W.

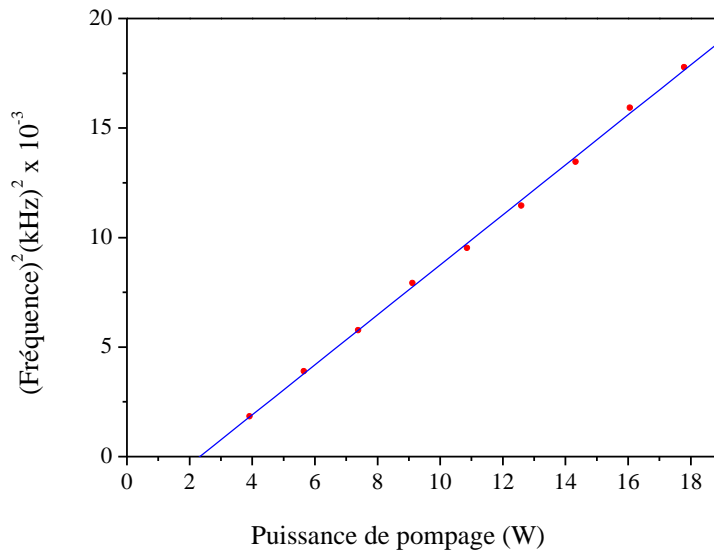


Figure 2.6 : Evolution du carré de la fréquence en fonction de la puissance de la pompe [48].

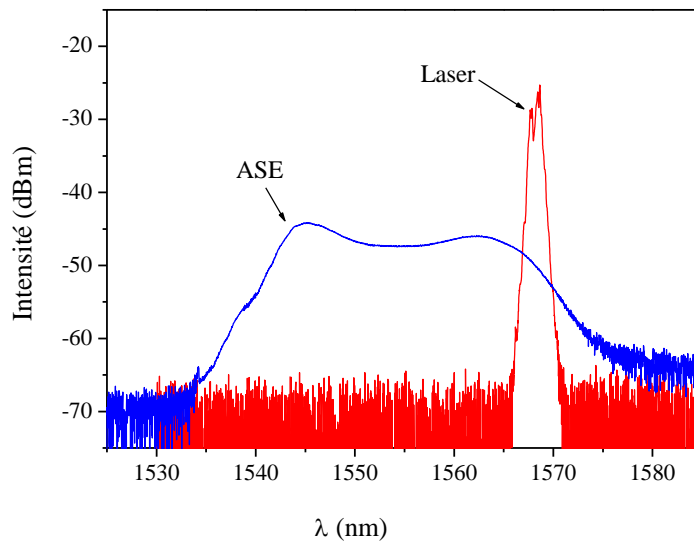


Figure 2.7 : Spectre optique du laser en régime continu (en rouge) et l'émission spontanée amplifiée (ASE) (en bleue).

Le spectre optique est représenté sur la figure 2.7. Le spectre d'émission spontanée amplifiée (ASE⁴⁹) est donné à titre comparatif. On observe que la fréquence du laser se situe dans la gamme des longueurs d'onde plus longues ($\lambda = 1568 \text{ nm}$) du spectre d'ASE révélant ainsi que le signal subit une réabsorption pour des longueurs d'onde courtes. Cela est probablement dû à

⁴⁹ Amplification Spontaneous Emission.

l'existence d'une partie de la fibre dopée dans laquelle l'inversion de population n'est pas réalisée favorisant ainsi l'absorption de longueurs d'onde courtes [117].

2.3.3. Optimisation du couplage de sortie

Maintenant, nous allons étudier l'optimisation du couplage de sortie. Pour cela, deux valeurs du couplage de sortie, à savoir $T = 50\%$ et $T = 70\%$, ont été testées. La sortie de 10% n'a pas été utilisée car l'optimisation dans les lasers à fibre se produit pour des couplages de sortie élevés [118].

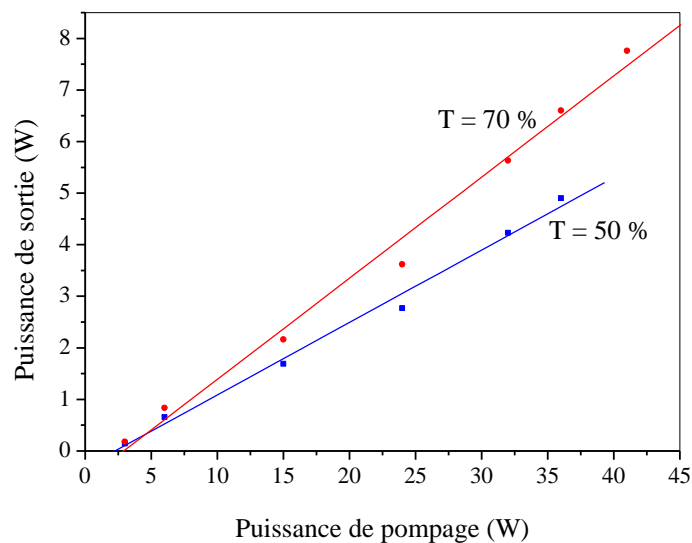


Figure 2.8 : Puissance de sortie en fonction de la puissance de pompage du laser en régime continu : couplage de sortie 50% (bleu) et couplage de sortie 70% (rouge) [48].

Les résultats présentés dans la figure 2.8 donnent l'évolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance de la pompe. Dans les deux cas ($T = 50\%$ et $T = 70\%$), les caractéristiques du laser sont quasi-linéaires et le seuil est d'environ 2,5 W. Le fait que le seuil soit peu sensible au coefficient de couplage de sortie signifie que les pertes dues au couplage sont faibles en comparaison avec d'autres pertes⁵⁰ de la cavité. Le laser oscille en continu, et cela, quelle que soit la puissance de pompage. Le rendement le plus élevé est obtenu avec $T = 70\%$ pour lequel $\eta = 20\%$ tandis qu'il est $\eta = 14\%$ avec $T = 50\%$.

Ces résultats sont en bon accord avec ce qui est habituellement observé dans les lasers à fibre [118]. En fait, le couplage de sortie optimal est certainement supérieur à 90% [119], mais

⁵⁰ distribuées et localisées.

cette valeur élevée de couplage conduirait à un signal réinjecté à l'entrée de l'amplificateur en dessous de sa valeur minimale requise (17 dBm, c'est-à-dire 50 mW). C'est la raison pour laquelle un couplage de sortie de 90% n'a pas été testé.

Néanmoins avec un taux de couplage $T = 70\%$, le laser émet en continu une puissance totale d'environ 8 W à la sortie [120]. Cette puissance à la sortie constitue à ce jour, à notre connaissance, un record dans les lasers à fibre double gaine monomode non LMA qui opèrent en régime continu autour de 1550 nm.

2.4. Fonctionnement verrouillé en phase : instabilité d'un cristal de solitons

2.4.1. Dispositif expérimental du laser en régime de verrouillage de modes passif

Le verrouillage de modes est obtenu par la technique de la rotation non linéaire de la polarisation [121]. Le montage expérimental est représenté sur la figure 2.9. Nous avons utilisé l'amplificateur à fibre Er/Yb de 10 W fonctionnant à $\lambda = 1550$ nm. Comme présenté dans la section précédente, l'amplificateur est composé d'une fibre double gaine (DCF) longue de 5 m qui présente un coefficient de dispersion chromatique $\beta_2^{DCF} = -0,021 \text{ ps}^2 / \text{m}$. A 1550 nm, les fibres DCF et SMF 28 fonctionnent en régime de dispersion anormale (c'est-à-dire avec une dispersion de la vitesse de groupe négative). Un bout de fibre à dispersion décalée (DSF ($\beta_2^{DSF} = 0,14 \text{ ps}^2 / \text{m}$)) est ajouté pour contrôler la dispersion totale de la cavité. Dans le laser, le mécanisme qui permet le verrouillage de modes nécessite un isolateur polarisant placé entre deux contrôleurs de polarisation (CP) afin de contrôler les pertes non-linéaires. Afin d'éviter des effets thermiques et en particulier au niveau des interfaces de silice/air, le laser est tout fibré.

La longueur de la fibre DSF est choisie de telle sorte que la dispersion totale de la cavité soit légèrement anormale, c'est-à-dire $\beta_2 < 0$ ($\beta_{2T} \times L_T = -0,12 \text{ ps}^2$). Ceci favorise le verrouillage de modes multi-impulsionnel [61] et nous assure de rester en régime solitonique. La longueur totale (L_T) de la cavité est de 30,5 m correspondant donc à une période (tour de cavité) de $T = 152,9$ ns.

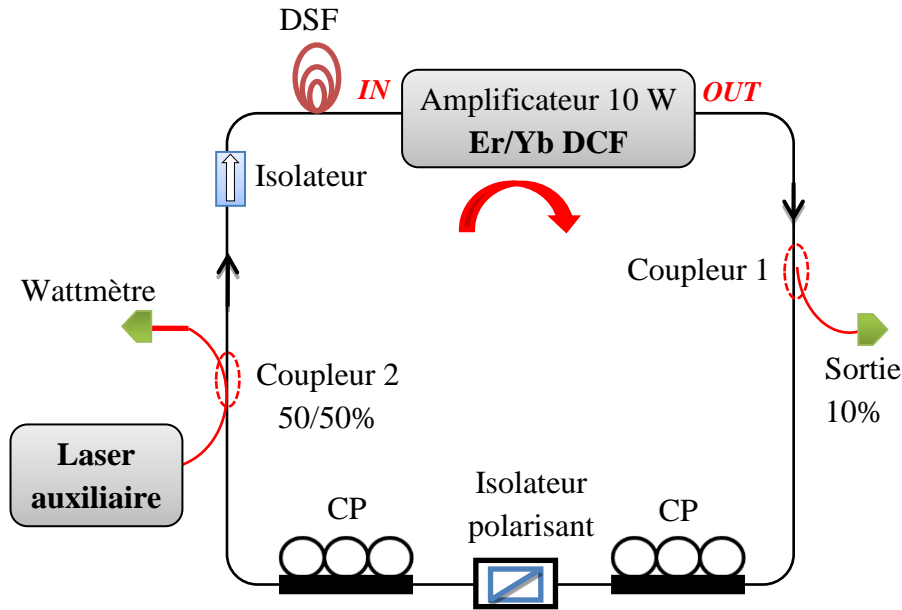


Figure 2.9 : Montage expérimental du laser à fibre double gaine dopée erbium/ytterbium de forte puissance à verrouillage de modes par la rotation non-linéaire de la polarisation (RNLP).

2.4.2. Cristal de solitons

En fixant la puissance de pompage à 10 W, et en ajustant convenablement les contrôleurs de polarisation, nous observons sur l'oscilloscope un signal temporel rectangulaire. Ce signal condensé est constitué, comme nous le verrons après, d'un grand nombre d'impulsions identiques régulièrement espacées d'un tour à l'autre, avec une différence de phase constante. Il s'agit d'un cristal de solitons [14], [19] constitué de plusieurs centaines de solitons. C'est un paquet d'une durée de 6,6 ns alors que le temps de parcours de la cavité est de 152,9 ns. La figure 2.10 donne cette trace temporelle. La résolution de notre oscilloscope ne nous permet pas de voir les détails dans le paquet en général et la séparation entre les impulsions en particulier. Nous le voyons bien sur l'encart de la figure 2.10.

Par conséquent, nous avons eu recours au spectre optique (figure 2.11) et à la trace d'autocorrélation (figure 2.12) qui nous permettront de déduire la distribution temporelle des solitons au sein de la phase condensée.

Le spectre optique donné sur la figure 2.11.a est ainsi fortement modulé. Ceci prouve qu'il y a une relation de phase entre les impulsions. De ce fait, les impulsions sont cohérentes entre elles dans le créneau de 6,6 ns.

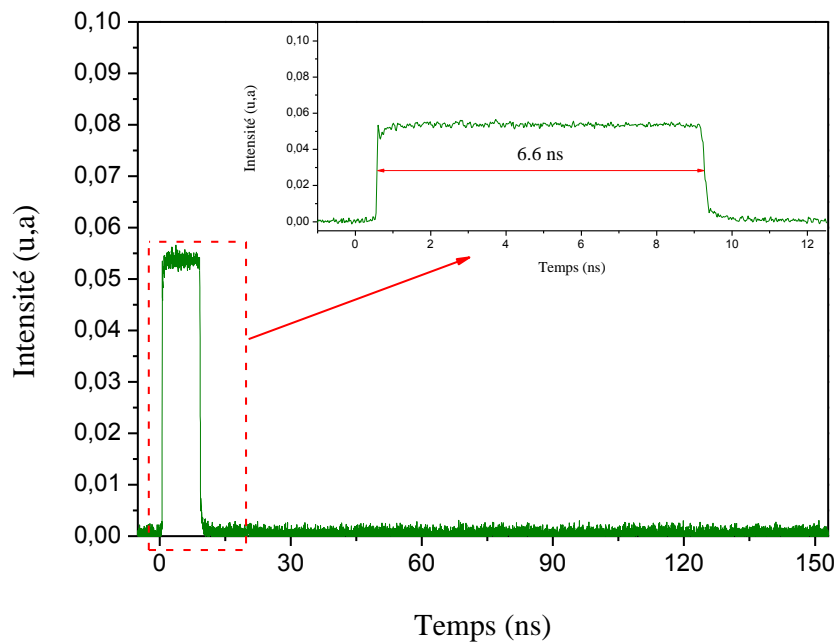


Figure 2.10 : Trace temporelle d'un cristal de solitons de 6,6 ns.

A partir de la figure 2.11.b, nous avons les détails du spectre optique, à savoir la période de modulation qui est de $\Delta\lambda = 0,83 \text{ nm}$ autour de 1570 nm. Cette période nous permet de remonter à la séparation $\Delta\tau$ consécutive entre les impulsions. En effet, $\Delta\tau$ est donnée par la relation : $\Delta\tau = \frac{\lambda_0^2}{c\Delta\lambda}$, où $\lambda_0 \approx 1570 \text{ nm}$ est la longueur d'onde centrale du spectre. Ainsi, nous

trouvons que les impulsions en état lié présentent entre elles une séparation $\Delta\tau = 10 \text{ ps}$. Cette séparation entre deux impulsions consécutives est confirmée par la trace d'autocorrélation de la figure 2.12. Les impulsions ont presque la même hauteur et semblent régulièrement espacées. Un examen minutieux semble montré qu'il apparaît une légère dérive au niveau de la trace de l'autocorrélation. Ceci pourrait être dû au fait que le gain soit plus élevé au début du cristal. En effet, ce phénomène se traduit par une diminution de la distance entre les solitons de l'avant et de ceux de l'arrière du cristal de solitons.

En supposant que les impulsions sont uniformément réparties dans le paquet de largeur 6,6 ns (figure 2.10), que la séparation entre deux impulsions consécutives est de 10 ps, nous déduisons le nombre d'impulsions qui est d'environ $N=660$ impulsions (solitons) liées par tour de cavité. Ce nombre de solitons en état lié constitue un record par rapport aux précédents résultats obtenus dans notre laboratoire [14], [19].

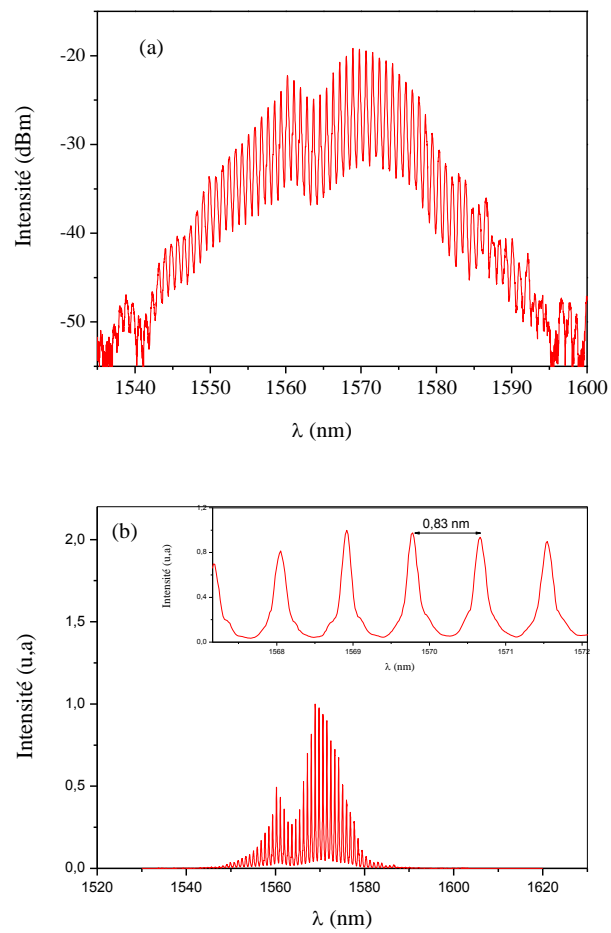


Figure 2.11 : Spectre optique d'un cristal de solitons de 6,6 ns. (a) En échelle logarithmique. (b) En échelle linéaire.

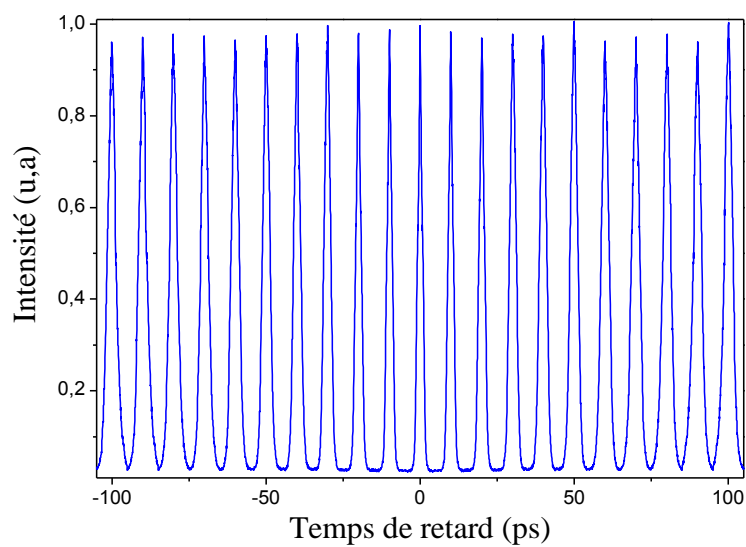


Figure 2.12 : Trace d'autocorrélation d'un cristal de solitons de 6,6 ns.

Il est bien connu qu'en augmentant la puissance de la pompe dans des lasers à fibre verrouillés passivement en phase, le nombre d'impulsions dans la cavité a tendance à augmenter.

Dans une étude théorique, Komarov *et al.* ont montré que la largeur du cristal de solitons augmente si on fait croître la puissance de pompage [23]. Plus précisément la taille du cristal de solitons croît avec le pompage tandis que la séparation entre les impulsions reste constante. Ces résultats sont représentés par les figures 2.13 et 2.14. Elles correspondent respectivement à un cristal de solitons remplissant une partie de la cavité avec une puissance de pompage modérée et un cristal de solitons remplissant toute la cavité pour une puissance très élevée. Dans ce dernier cas, nous avons des impulsions solitoniques liées en état de verrouillage harmonique de modes.

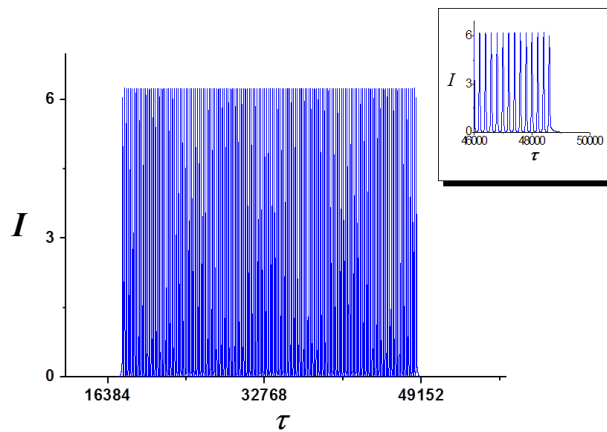


Figure 2.13 : Cristal de solitons remplissant une partie de la cavité avec une puissance de pompage modérée [23].

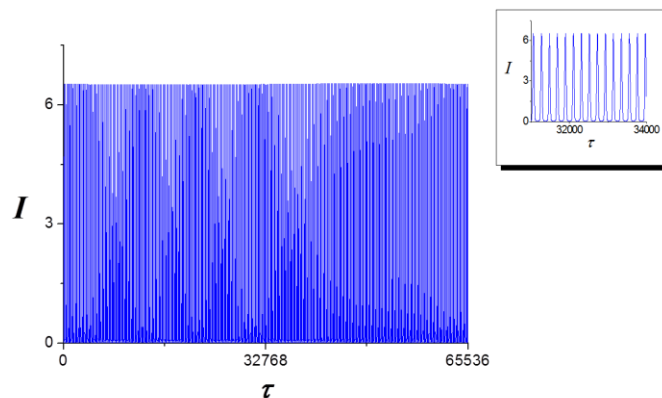


Figure 2.14 : Cristal de solitons remplissant toute la cavité pour une puissance très élevée [23].

Fort du constat théorique précédent, nous avons décidé d'augmenter la puissance de pompage. Dans un premier temps, nous avons fait varier la puissance de pompage de 10 W à 15 W, la taille du cristal de solitons passe de 6,6 ns à 9,3 ns comme le montre la trace temporelle donnée par la figure 2.15. Le spectre optique donné sur la figure 2.16, montre qu'il est fortement modulé, ce qui prouve la forte cohérence entre les impulsions mais avec un contraste légèrement supérieur à celui du cristal de solitons de 6,6 ns (figure 2.11).

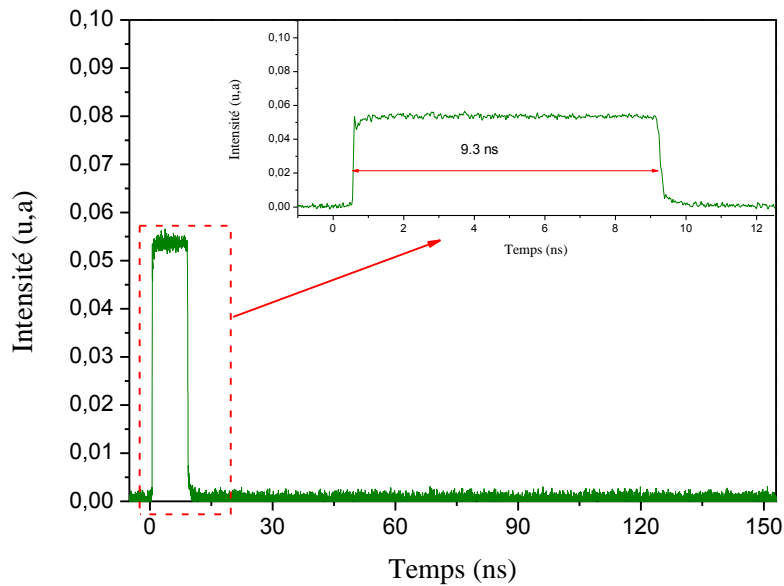


Figure 2.15 : Trace temporelle d'un cristal de solitons de 9,3 ns.

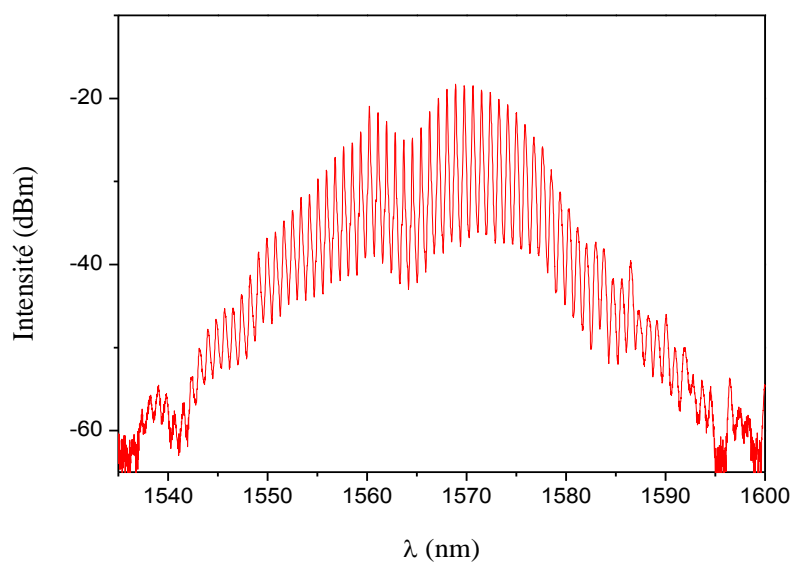


Figure 2.16 : Spectre optique d'un cristal de 9,3 ns.

La période de modulation spectrale est de 0,83 nm, correspondant ainsi à une séparation temporelle de 10 ps entre solitons. Ce qui est aussi en bon accord avec la trace d'autocorrélation illustrée par la figure 2.17. De la même manière que précédemment, nous estimons le nombre d'impulsions dans le cristal de solitons à 930 impulsions. Par conséquent, l'augmentation de la puissance de pompage a conduit à une augmentation de la taille du cristal sans modifier la séparation temporelle entre les impulsions. Ces deux observations sont en bon accord avec les prédictions de [23].

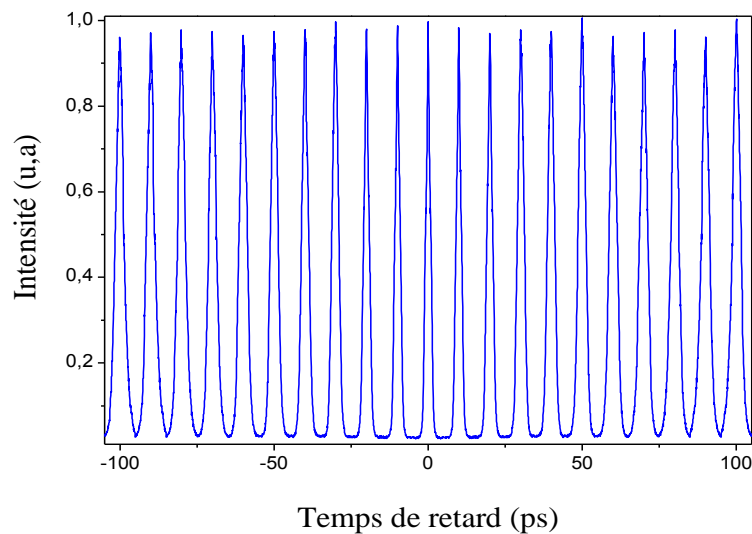


Figure 2.17 : Trace d'autocorrélation d'un cristal de solitons de 9,3 ns.

2.4.3. Instabilité du cristal

Les premiers résultats expérimentaux que nous avons obtenus semblent confirmer les prédictions théoriques de Komarov *et al.* Comme le cristal n'occupe pas toute la cavité et l'amplificateur à notre disposition pouvant atteindre jusqu'à 40 W (jusqu'à-là, seuls 15 W utilisés) de puissance de pompe, nous avons continué encore d'augmenter la puissance de pompage.

Entre 15 W et 25 W, le cristal de solitons devient moins stable, plusieurs paquets d'impulsions se détachent et s'éloignent du cristal initial pour enfin revenir fusionner avec lui. L'évolution de l'instabilité du cristal, dans cette gamme de puissance, est représentée sur la figure 2.18.

Lorsque le pompage est augmenté, la largeur du cristal de solitons augmente d'abord, et, ensuite, le cristal subit une dislocation conduisant à plusieurs paquets. Par rapport aux prédictions théoriques [23], la largeur de cristal n'augmente pas pour des puissances de

pompage élevées mais il souffre d'une instabilité intrinsèque. La raison physique de cette instabilité n'est pas encore bien comprise. Néanmoins, il pourrait s'agir de l'effet de l'épuisement et de rétablissement du gain. En effet, les impulsions placées au début du train reçoivent plus de gain que le reste du cristal de solitons. De ce fait, il en résulte une dérive de la vitesse de groupe qui est proportionnelle à la séparation entre les solitons. Par conséquent, les impulsions se détachent du cristal pour donner naissance à d'autres paquets.

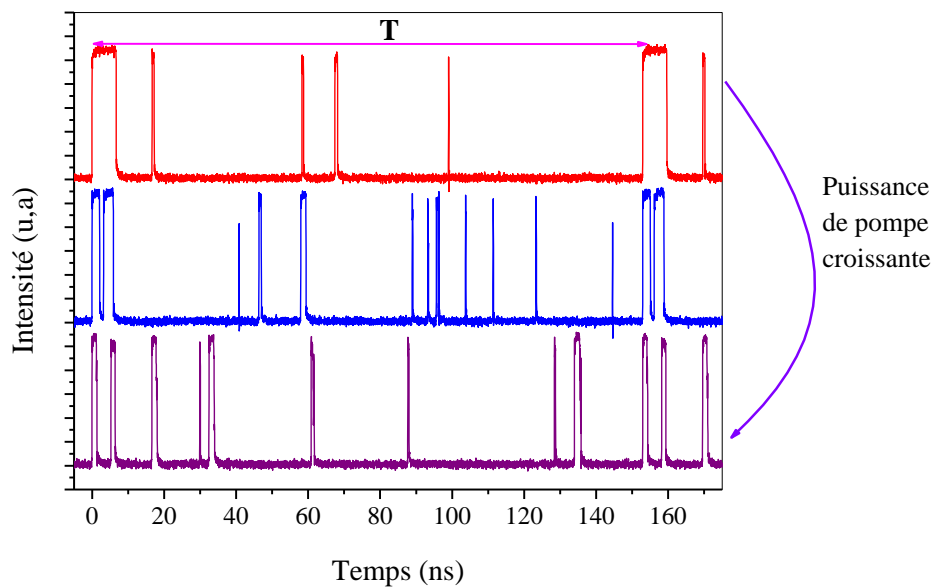


Figure 2.18 : Evolution de l'instabilité du cristal de solitons pour une puissance de pompe comprise entre 15 W et 25 W.

Cependant, juste au moment où plusieurs paquets de solitons commencent à se détacher du cristal de solitons initial, une composante continue (cw) apparaît sur le spectre optique. Cette composante cw pourrait être responsable d'une interaction répulsive entre solitons (ou entre les paquets de solitons). Petit à petit, les paquets de solitons se répartissent sur une grande partie de la cavité, et finissent par remplir toute la cavité. Cette distribution temporelle est représentée sur la figure 2.19. Le zoom de la figure 2.19 montre que les paquets sont distribués de manière uniforme avec une fluctuation d'amplitude d'environ 10% et que les paquets ont quasiment la même durée de temps. Les fluctuations d'amplitudes et la gigue (jitter) temporelle sont des caractéristiques intrinsèques du régime de verrouillage de modes harmonique passif dans les lasers, d'une manière générale, et dans les lasers à fibre, en particulier. Dans les lasers à verrouillage de modes, la gigue temporelle est due

principalement au bruit de l'émission spontanée, des fluctuations de la puissance de pompage et des variations thermiques [122]. Pour évaluer cette gigue temporelle, il faut une corrélation croisée des impulsions qui consiste à réaliser une corrélation optique entre différentes impulsions du train émises par le laser [123], [124]. Du fait de la limitation de notre autocorrélation qui ne permet pas de mesurer des délais supérieurs à 100 ps, cette méthode n'est pas utilisée dans nos travaux. En plus, ici le verrouillage harmonique se fait sur des cristaux, les méthodes de jitter temporel pour de simples impulsions ne s'appliquent pas forcément. Néanmoins, mon collègue Foued Amrani a développé un programme de calcul avec le langage matlab pour estimer la limite supérieure de la gigue temporelle à l'aide de la variance des solitons. Il calculait, en effet, la variance avec les temps de retard entre les impulsions consécutives qui sont données par la distribution temporelle. Nous avons utilisé cette méthode à chaque fois que nous avons obtenu un verrouillage harmonique.

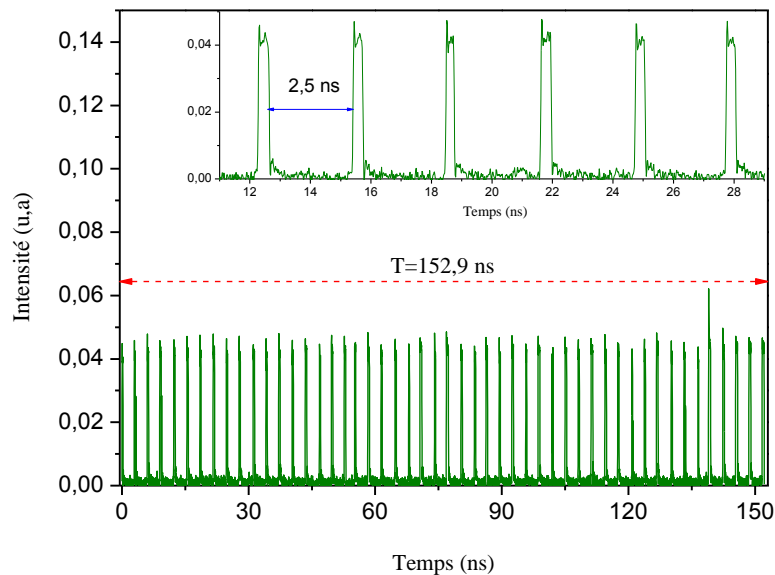


Figure 2.19 : Trace temporelle du verrouillage de cristaux de solitons.

Chaque paquet est un état lié comme le démontre la modulation du spectre optique de la figure 2.20. La période de modulation spectrale est de 0,83 nm, ce qui correspond à une séparation de 10 ps entre solitons à l'intérieur du paquet considéré, comme le confirme la trace d'autocorrélation donnée par la figure 2.21. L'enveloppe de la courbe d'autocorrélation est triangulaire, ceci prouve que les solitons sont identiques à l'intérieur d'un paquet. En faisant le rapport entre la largeur d'un paquet (0,5 ns) et la séparation entre deux impulsions successives, nous déduisons le nombre d'impulsion $N=50$. L'état lié ainsi considéré est donc

un cristal de solitons mais contenant seulement une petite partie de l'ensemble de solitons dans la cavité.

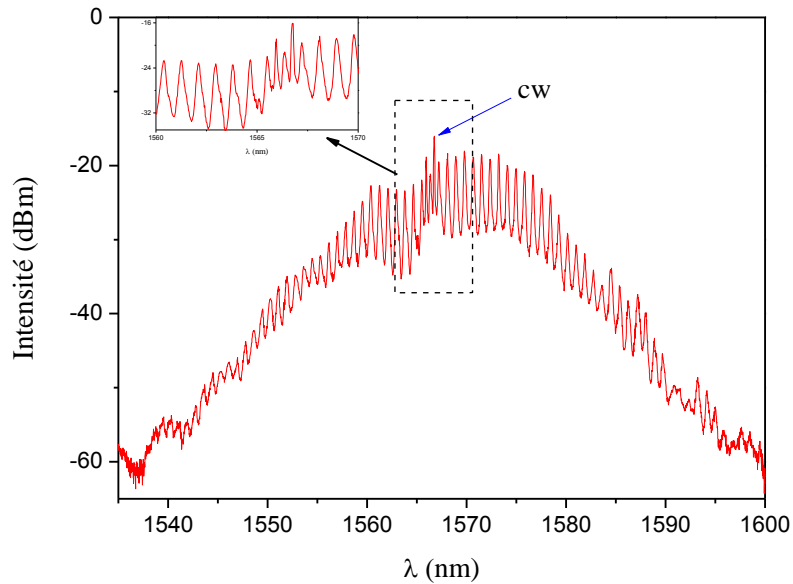


Figure 2.20 : Spectre optique du verrouillage harmonique de cristaux de solitons.

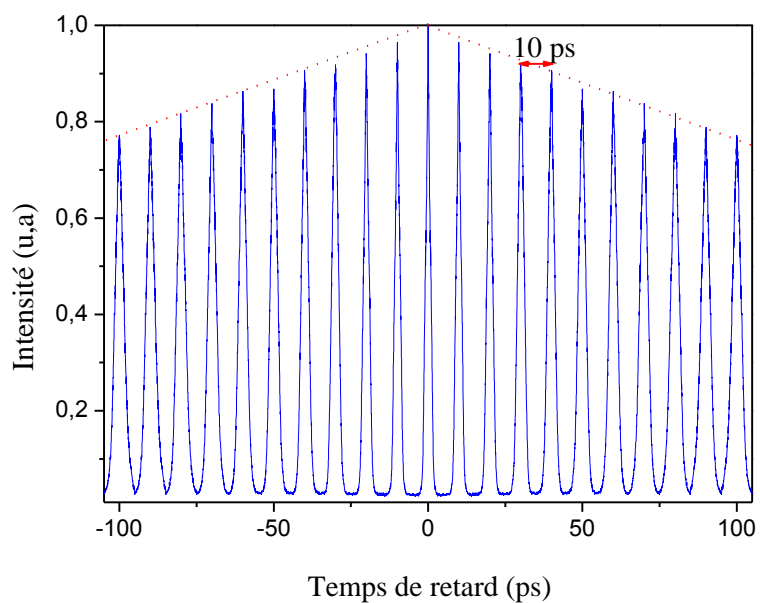


Figure 2.21 : Trace d'autocorrélation du verrouillage harmonique de cristaux de solitons.

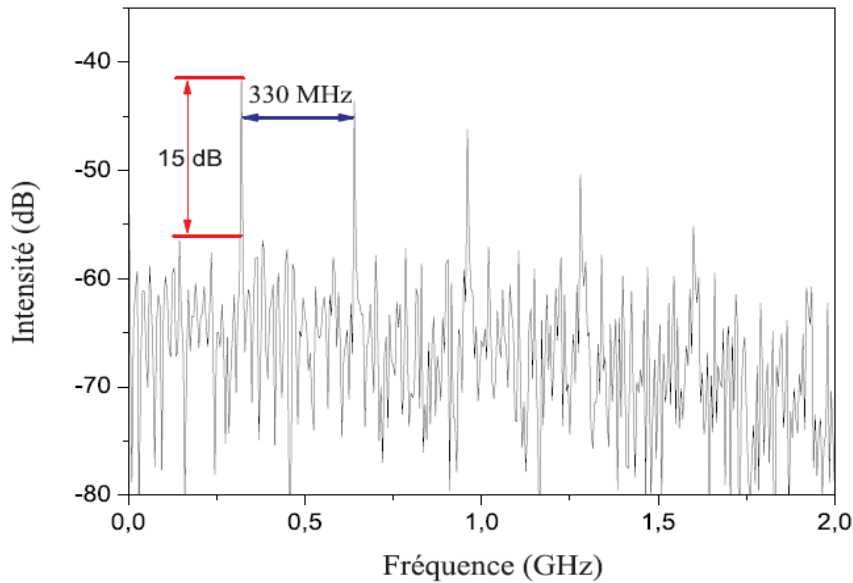


Figure 2.22 : Spectre de basse fréquence tracé à partir de la trace temporelle du verrouillage de modes harmonique de cristaux de solitons [48].

Amrani, dans sa thèse [48], a calculé la transformée de Fourier (TF) de la trace temporelle pour connaître l'ordre de l'harmonique. Le spectre de basse fréquence est donné par la figure 2.22. Le taux de répétition est de 330 MHz, avec un taux de suppression de supermodes de 15 dB. La limite supérieure de la gigue temporelle a été estimée à 0,219 ns.

Nous obtenons finalement la 50^{ème} harmonique, c'est à dire 50 paquets de cristaux de solitons quasi-identiques et contenant chacun environ 50 solitons. Le nombre total de solitons dans la cavité est donc d'environ 2500.

Le spectre optique de la figure 2.20 conduit aux remarques suivantes : d'une part, la modulation spectrale caractérise l'état lié, et d'autre part, le verrouillage de modes harmonique (HML) est corrélé avec l'apparition d'une composante continue, visible sur le spectre optique. Cette composante a souvent été observée en régime HML [70]–[73], [82]. L'état HML est, quant à lui, stable pendant plusieurs heures et est reproductible.

Le verrouillage de modes harmonique, où le motif de base est une impulsion (soliton) [16], [72], [75], [125] ou un doublé de solitons [83], [126], est déjà bien connu dans les lasers à fibre. L'originalité dans notre travail réside dans le fait que le motif de base est un cristal de solitons (50 solitons) car c'est la première fois qu'un tel phénomène est observé dans les lasers à fibre à verrouillage de modes passif [127].

2.5. Conclusion

Nous avons réalisé et étudié un laser à fibre double gaine dopée erbium/ytterbium en anneau tout fibré pompé à 980 nm de forte puissance.

Afin de prendre en main l'amplificateur de 10 W et de cerner les problèmes liés à ces puissances, il a été tout d'abord réalisé un laser tout fibré fonctionnant en régime continu.

Ensuite, nous avons mis en place un laser à verrouillage de modes passif basé sur la technique de la rotation non-linéaire de la polarisation avec une dispersion totale de la cavité anormale dans le but de favoriser des impulsions multiples (régime multi-impulsionnel).

Le but était de vérifier les prédictions théoriques d'A. Komarov concernant l'augmentation de la taille d'un cristal de solitons lorsque la puissance de pompage augmente.

A une puissance de pompage modérée et avec une orientation appropriée des contrôleurs de polarisation, nous avons obtenu un cristal de solitons, c'est-à-dire une distribution particulière d'impulsions identiques et équidistantes qui ont une forte cohérence mutuelle. Lorsque la puissance de la pompe est augmentée, la taille du cristal de solitons initial croît d'abord, puis une dislocation du cristal de solitons en plusieurs paquets de solitons de tailles différentes, se produit et les solitons finissent par former une distribution harmonique où le motif de base est un cristal de solitons. C'est un verrouillage harmonique de cristaux de solitons.

Ainsi, nos résultats démontrent qu'un cristal de solitons de grande taille souffre d'une instabilité intrinsèque dont nous n'avons pas encore compris l'origine.

Chapitre 3 : Influence d'une onde continue (cw) externe sur le régime de fonctionnement d'un laser à fibre à verrouillage de modes passif

3.1. Introduction

Les lasers à fibre à verrouillage de modes passif constituent des outils idéaux pour l'étude de la dynamique non-linéaire dans les systèmes dissipatifs. La rotation non-linéaire est une des techniques idéales pour étudier les interactions entre les impulsions ultra-courtes. En particulier dans le régime de dispersion anormale où l'énergie est quantifiée [128], le nombre de solitons dépend de la puissance de pompage. Ainsi, d'autres solitons émergent dans la cavité lorsque la puissance de pompage dépasse une certaine valeur seuil. De ce fait, plusieurs solitons peuvent coexister simultanément lorsque la puissance de pompage est élevée. Les interactions entre solitons conduisent à des distributions organisées ou désorganisées. Les états liés [68] ou le cristal de solitons [15] sont dûs aux interactions attractives alors que les interactions répulsives sont responsables du verrouillage harmonique de modes.

Dans la majorité des expériences de lasers à fibre à verrouillage de modes harmonique, une composante d'onde continue (cw) a été observée sur le spectre optique [70], [73], [74], suggérant que cette composante continue pourrait jouer un rôle important dans la formation de HML. Par ailleurs, Komarov *et al.* ont montré théoriquement qu'un filtrage spectral est capable de contrôler la nature et la portée de l'interaction entre les solitons [84]. Cette prédiction et la présence de la composante cw dans le HML nous ont conduit à penser qu'une onde continue externe pourrait modifier la distribution des solitons dans les lasers à fibre à verrouillage de modes. Le but est de voir s'il est possible de contrôler l'interaction des solitons par injection d'une onde continue externe.

L'injection optique d'onde continue a déjà été utilisée dans les lasers à semi-conducteur (lasers à boîtes quantiques⁵¹) à verrouillage de modes passif [129], [130] pour les stabiliser car ces derniers sont généralement instables à forte puissance. Pinkert *et al.* [131] ont reporté la génération de peigne de fréquence par l'injection d'un signal cw externe dans un laser à verrouillage de modes à boîtes quantiques.

Dans les lasers à fibre, il a été montré que la pluie de solitons pouvait être déclenchée par un petit signal cw externe [63]. D'autre part, Lecaplain *et al.* [75] ont étudié l'influence d'une onde continue injectée sur l'ordre élevé du fonctionnement harmonique. Ils ont montré

⁵¹ *Quantum dots.*

que les régimes HML avec une suppression de supermodes inférieure à 30 dB ont tendance à être déstabilisés par l'injection optique du signal cw autour de longueurs d'onde spécifiques.

Dans ce chapitre et pour la première fois, nous démontrons expérimentalement qu'un laser à fibre verrouillé passivement en phase peut être forcé à fonctionner dans le régime de verrouillage de modes harmonique via un signal continu externe [132]. A cet effet, nous présenterons tout d'abord le dispositif expérimental puis les résultats expérimentaux. A partir de deux distributions de solitons initiales différentes, nous montrons que :

- la composante cw externe peut forcer le laser principal à modifier son régime de fonctionnement ;
- pour des conditions d'injection optique spécifiques, le laser principal fonctionne dans le régime de verrouillage de modes harmonique ;

3.2. Dispositif expérimental

La figure 3.1 représente le montage expérimental. Il s'agit d'une cavité en anneau unidirectionnelle toute fibrée qui est verrouillée passivement en phase par la technique de la RNLP. Le montage est le même que celui de la figure 2.9 de la partie 2.4.1. Seulement, il faut noter qu'ici nous avons ajouté 2 m de fibre standard. Ainsi la longueur totale L_T de la cavité passe à 32,5 m. Ce qui donne une période de $T = 162,4$ ns correspondant à une fréquence fondamentale de 6,16 MHz et une dispersion totale de $\beta_{2T} \times L_T = -0,16$ ps². D'autre part, dans la section 2.4.1, nous utilisons le laser auxiliaire juste pour faire démarrer le laser principal (laser de 10 W). Mais, dans cette partie, le filtre accordable fibré inclus dans le laser auxiliaire va jouer un rôle très important pour l'étude du comportement des solitons du laser principal. Ce laser continu accordable est injecté dans le laser de 10 W via le coupleur 2 (50/50). Le tableau 3.1 donnent les caractéristiques des deux lasers.

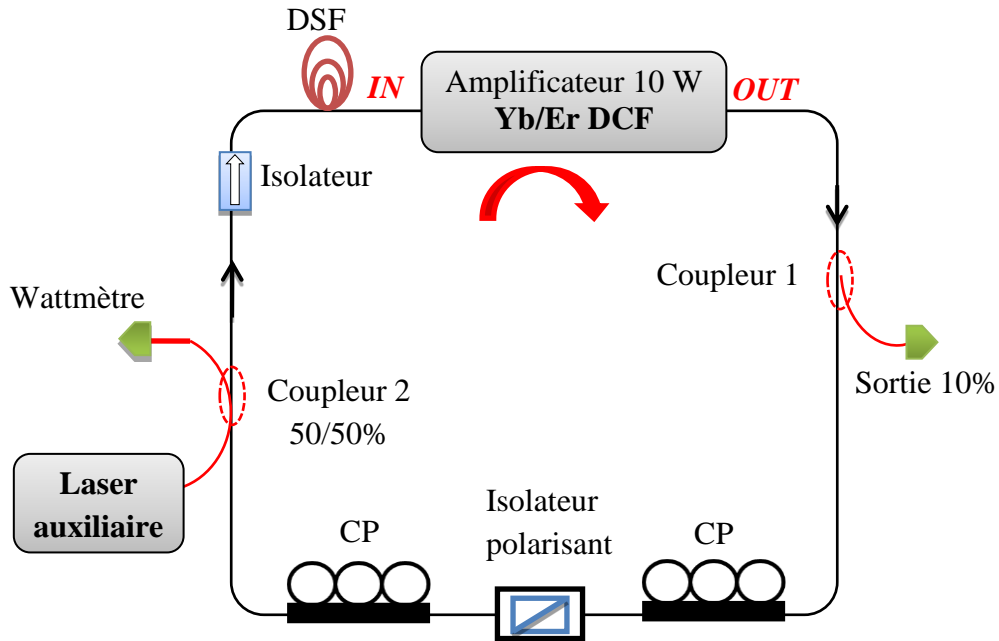


Figure 3.1 : Montage expérimental du laser à fibre double gaine dopée erbium/ytterbium de forte puissance à verrouillage de modes par la rotation non-linéaire de la polarisation (RNLP).

Laser principal	Laser externe (starter)
Pulsé	Continu
Bande d'émission : 1540–1565 nm	Bande d'émission : 1530–1560 nm
$\beta_{2T} = -0,16 \text{ ps}^2$	$\Delta\lambda = 1 \text{ nm}$ (largeur à mi hauteur)
$T = 162,4 \text{ ns}$	$P_{out}^{\max} = 800 \text{ mW}$
Pompage maximum : 40 W	Pompage maximum : 4 W

Tableau 3.1 : Caractéristiques du laser principal et du laser externe.

Pour mieux comprendre le travail effectué, nous détaillons ci-dessous la procédure que nous avons suivie :

- ✓ Nous cherchons une certaine distribution temporelle des solitons du laser principal en jouant sur les contrôleurs de polarisation.
- ✓ Cette distribution trouvée sera ainsi notre état initial, et à partir de cet instant, nous ne toucherons plus ni la pompe, ni les contrôleurs de polarisation.
- ✓ Nous commencerons alors à injecter le signal externe dans la cavité de 10 W.

- ✓ Nous démarrons ainsi le laser auxiliaire à une longueur d'onde de 1530 nm (longueur d'onde externe).
- ✓ Nous balayons alors finement λ_{ext} de 1530 nm vers les grandes longueurs d'onde, jusqu'au centre de la bande du laser de 10 W (nous sommes limités par la plage d'accord du laser externe, nous n'avons pas pu aller au-delà), pour voir son effet sur la distribution des solitons.
- ✓ Puis, nous ramenons λ_{ext} à sa position de départ (1530 nm).

Dans toutes les expériences suivantes, nous avons fixé la puissance de pompage à 10 W correspondant à une puissance moyenne intra-cavité d'environ 2 W et une puissance moyenne de sortie de 200 mW. Les résultats expérimentaux obtenus, en suivant les détails ci-dessus sont présentés à la section suivante.

3.3. Résultats expérimentaux

3.3.1. Des états liés au verrouillage harmonique de solitons

a) Distribution initiale

En fixant la puissance de la pompe et en ajustant finement les contrôleurs de polarisation, nous observons sur l'oscilloscope plusieurs petits paquets d'impulsions qui se mettent en place tout le long de la cavité. Tous ces paquets sont en mouvement. En même temps, les impulsions aussi se déplacent à l'intérieur de chaque paquet. D'un côté, quelques paquets consécutifs se fusionnent pour former des paquets plus grands, et de l'autre, des impulsions se détachent d'un paquet au profit du paquet voisin situé à gauche ou à droite du paquet initial. Quelques minutes⁵² plus tard, le nombre de paquets de solitons diminue, ces derniers bien que séparés ne se déplacent plus. Ils deviennent ainsi stables. Chaque paquet contient un nombre différent de solitons et est identique d'un tour à l'autre. La distribution temporelle des solitons est représentée sur la figure 3.2.

⁵² Deux à trois minutes

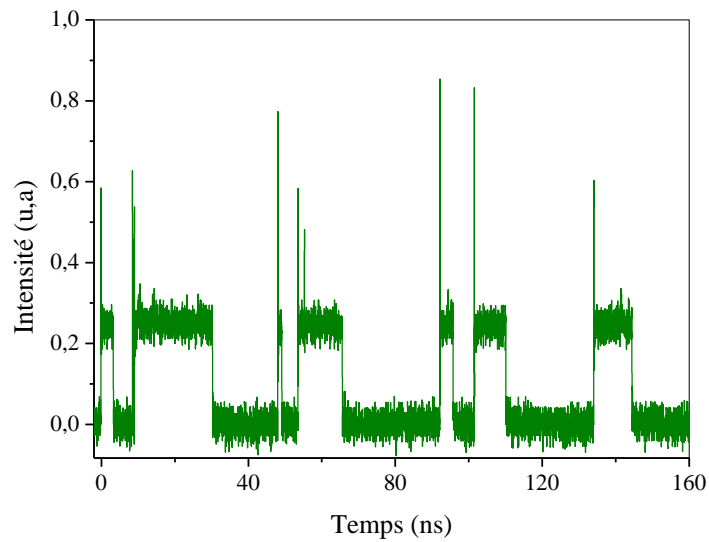


Figure 3.2 : Distribution temporelle initiale de solitons.

Le spectre optique est donné par la figure 3.3. Il présente une modulation, ce qui prouve l'existence d'une certaine cohérence entre les solitons. Par conséquent, les trains de solitons contiennent des états liés [68] ou des cristaux de solitons [15], en fonction de nombre de solitons impliqués.

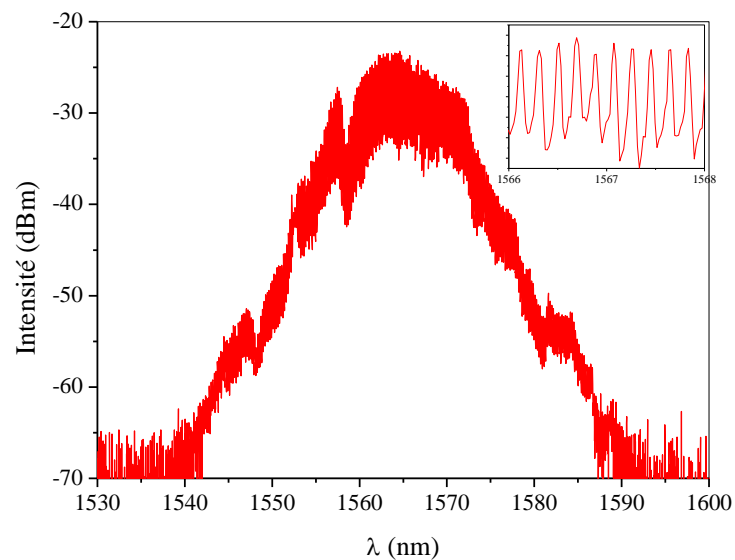


Figure 3.3 : Spectre optique correspond à la distribution initiale.

La période de modulation spectrale est de $\Delta\lambda = 0,2 \text{ nm}$, autour de $\lambda = 1564,3 \text{ nm}$, qui correspond à une séparation temporelle entre deux solitons consécutifs de $\Delta\tau = 41 \text{ ps}$ (ce

retard temporel ne peut pas être mesuré d'une manière directe avec notre oscilloscope dont la résolution est d'environ 50 ps .

Cette valeur est confirmée par la trace d'autocorrélation qui est donnée par la figure 3.4. Cette dernière montre que les solitons sont équidistants et l'absence de piédestal prouve que les solitons ne sont pas en mouvement. En outre, l'enveloppe de la trace d'autocorrélation a une forme presque triangulaire qui est une caractéristique d'un cristal de solitons.

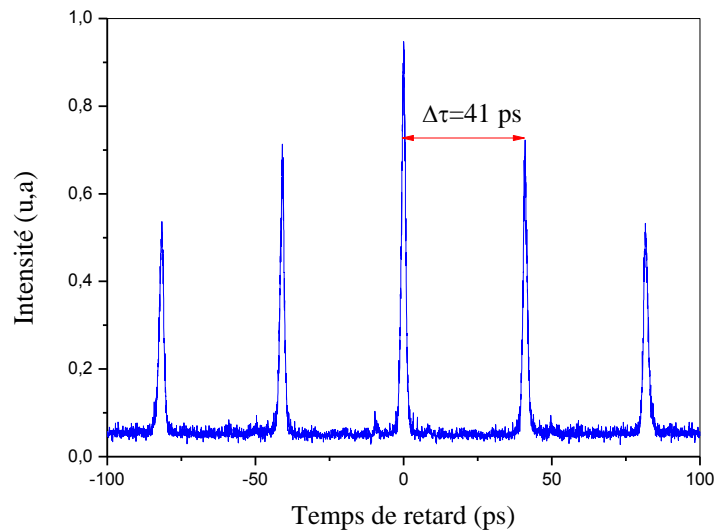


Figure 3.4 : Trace d'autocorrélation de la distribution initiale.

Notre état initial de solitons est donc une superposition de cristaux de solitons similaires à ceux rapportés dans [18]. Ceci pourrait être, bien sûr, confirmé par une reconstruction [21]. Pour l'état initial, nous nous limitons seulement à sa description et nous nous intéressons à sa modification sous l'effet d'une injection optique externe d'un signal cw. Néanmoins, il est quand même pertinent d'estimer le nombre total de solitons dans la cavité. La largeur totale des phases condensées du train d'impulsions est d'environ $\Delta\tau_{pc} = 61 ns$. En supposant que le délai moyen entre les solitons est celui donné par la figure 3.4, c'est-à-dire $\Delta\tau_{sol} \cong 41 ps$, nous pouvons déduire le nombre total de solitons N en divisant $\Delta\tau_{pc}$ par $\Delta\tau_{sol}$. Nous déduisons $N \cong 1500$. En prenant une forme sécante hyperbolique pour les impulsions, nous déduisons une durée d'impulsion de 1 ps .

Notons qu'il y a un pic intense au début de chaque paquet de solitons. On retrouve ce même phénomène dans [15], [18]. Nous n'avons pas encore compris l'origine physique de ces pics.

b) Distribution finale

A partir de l'état observé au paragraphe précédent, nous avons commencé à introduire le signal continu du laser auxiliaire du côté des faibles longueurs d'onde de la bande spectrale du laser principal. Nous avons en effet démarré le laser externe avec une longueur d'onde $\lambda_{ext} = 1530 \text{ nm}$ et avec une puissance injectée de 110 mW dans le laser de 10 W. Puis, la composante externe est accordée vers les grandes longueurs d'onde. Lorsque λ_{ext} s'approche du spectre du laser principal, la modulation spectrale (figure 3.3) diminue. Cela veut dire que la composante cw modifie d'une manière significative la nature de l'interaction des solitons et rompt le couplage fort des solitons en état lié [133]. Dans le domaine temporel, les paquets de solitons deviennent instables et ils se déplacent. Ils finissent par entrer en collision pour former des phases condensées de taille plus large.

Lorsque λ_{ext} tombe dans la bande spectrale du laser principal, les impulsions se détachent des phases condensées pour occuper toute la cavité.

Les solitons sont en mouvement, ils se déplacent comme un gaz de solitons et pendant que la longueur d'onde externe s'approche du centre du spectre optique du laser de 10 W, les impulsions deviennent plus stables et le mouvement relatif des solitons diminue. Lorsque $\lambda_{ext} = 1552 \text{ nm}$ avec une puissance injectée dans le laser principal de 110 mW, les impulsions deviennent stables. Elles sont presque identiques et équidistantes comme représenté sur la figure 3.5. Cette dernière présente la distribution temporelle finale des solitons.

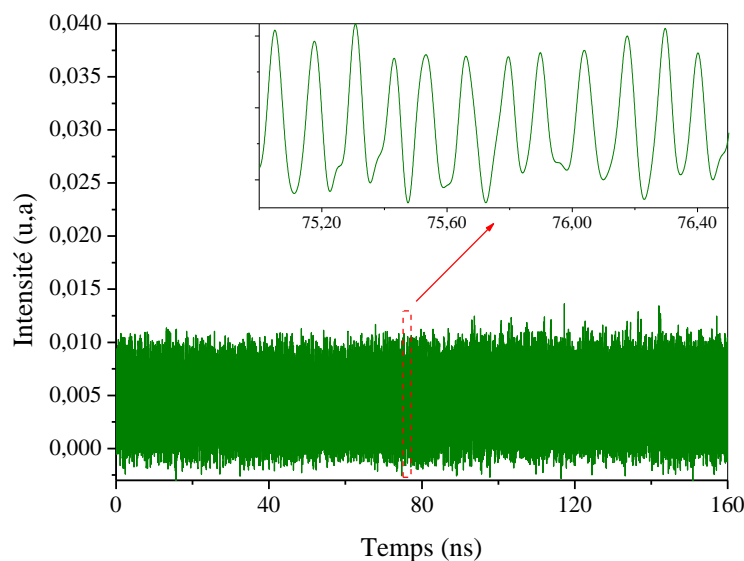


Figure 3.5 : Distribution finale de solitons : verrouillage de modes harmonique.

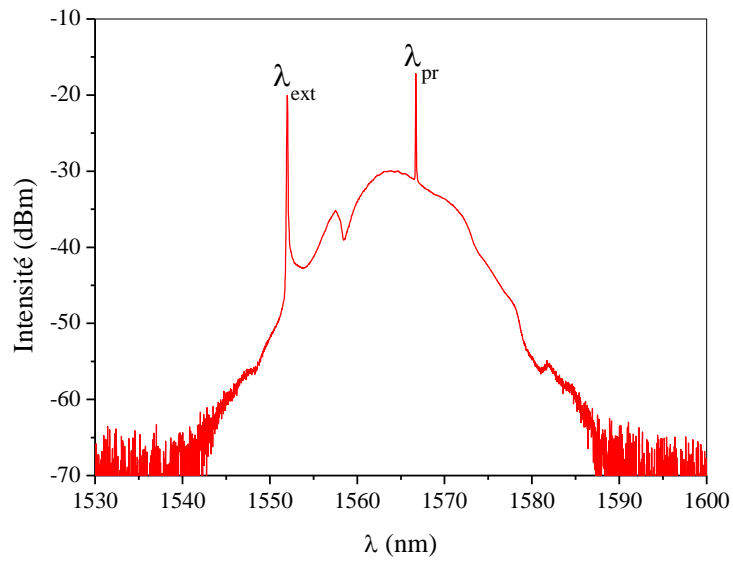


Figure 3.6 : Spectre optique du verrouillage de modes harmonique.

Le spectre optique correspondant est donné par la figure 3.6. Il n'est pas modulé et la largeur spectrale est d'environ 10 nm . En plus de la composante continue (cw) due au laser injecté (λ_{ext}), il y a une composante cw supplémentaire générée par le laser principal (λ_{pr}). Cette dernière est caractéristique de nombreux lasers à fibre verrouillés passivement en phase en régime HML [70], [73], [74].

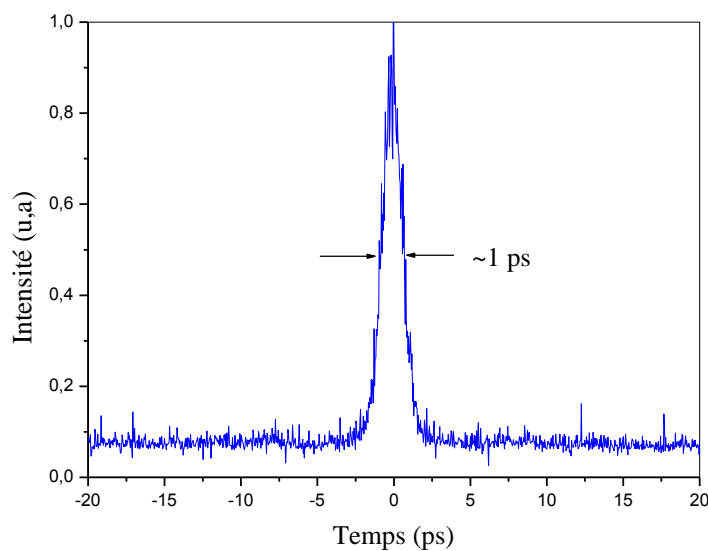


Figure 3.7 : Trace d'autocorrélation du verrouillage de modes harmonique.

Chapitre 3 : Influence d'une onde continue (cw) externe sur le régime de fonctionnement d'un laser à fibre à verrouillage de modes passif

A partir de la trace d'autocorrélation (figure 3.7), nous déduisons la durée des impulsions. En supposant un facteur de déconvolution d'environ 1,5 pour une forme d'impulsion sécante hyperbolique, nous obtenons une durée d'impulsion d'environ 1 ps .

Nous sommes convaincus que la composante cw auto-générée joue un rôle clé dans l'auto-organisation des impulsions. En effet, son apparition, qui devrait être induite par le champ externe de l'onde injectée, a lieu au même moment que les impulsions se détachent des phases condensées. Ce qui suggère que l'effet induit par cette composante contrebalance l'interaction attractive à courte portée qui permettait aux phases condensées d'exister. De ce fait, en termes d'interaction entre les solitons, nous pouvons interpréter le processus comme suit :

- ✓ L'état initial est formé grâce à l'équilibre entre l'interaction attractive à courte distance qui a lieu dans les phases condensées.
- ✓ Lorsque le champ externe de la composante cw (λ_{ext}) est accordé dans le spectre optique du laser principal, cet équilibre est rompu par l'apparition d'une composante cw auto-générée par le laser de 10 W.
- ✓ Cette nouvelle composante continue baisse l'intensité de l'attraction à courte portée initiale.
- ✓ Lorsque les phases condensées sont détruites à cause de l'injection du signal externe, les impulsions se déplacent sous l'effet d'une interaction répulsive à longue distance conduisant ainsi à la distribution finale des solitons (régime HML).

Le verrouillage de modes harmonique est également révélé par le spectre basse fréquence de l'intensité présenté sur la figure 3.8. Il donne la cadence des impulsions qui est de 5,82 GHz correspondant au 945^{ème} harmonique. Le taux de suppression de supermodes est d'environ 12 dB.

La gigue temporelle et les fluctuations d'amplitude sont importantes et clairement visibles sur le zoom de la figure 3.5. Ces fluctuations d'amplitude sont estimées à environ 18% . L'analyse statistique de la distribution temporelle des solitons avec des délais de retard entre les solitons consécutifs donne une variance d'environ 58 ps (voir le paragraphe 2.4.3). Cette valeur fournit juste une limite supérieure pour la gigue temporelle. Elle est surestimée car elle correspond d'une manière approximative à la résolution temporelle de notre oscilloscope.

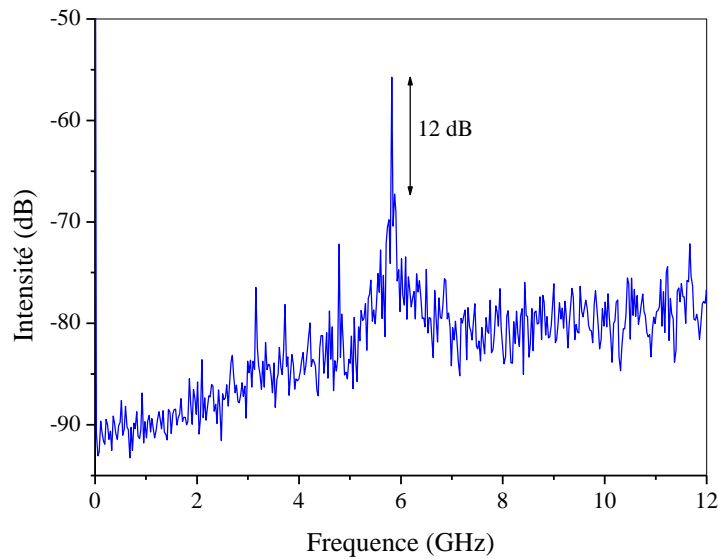


Figure 3.8 : Spectre de basse fréquence du verrouillage de modes harmonique.

La durée des impulsions entre l'état initial et l'état final reste pratiquement constante de l'ordre de 1 ps. La puissance moyenne de sortie est de 180 mW. Il y a une réduction de la puissance moyenne de sortie d'environ 20 mW, ceci est attribué à la modification des pertes non-linéaires induites par la composante cw externe. Cependant cette réduction de la puissance n'explique pas la diminution significative du nombre total d'impulsion dans la cavité. Dans la distribution finale, le nombre total de solitons est de $N \cong 1000$ tandis qu'il est de $N \cong 1500$ en l'absence du signal externe. L'énergie restante est nécessairement contenue à la fois dans la composante cw auto-générée et dans l'amplification du signal cw injecté. D'une manière quantitative, dans l'état initial, les 200 mW de la puissance moyenne de sortie sont équitablement réparties entre les 1500 solitons. Lorsque le laser fonctionne en régime HML sous l'injection du signal externe, parmi les 180 mW en sortie du laser, seules 135 mW sont distribuées entre les solitons, ce qui correspond à une énergie par impulsion de 23 pJ. Alors que, d'autre part, les 45 mW restantes sont réparties entre les deux composantes continues.

En continuant de s'approcher du centre de la bande spectral du laser de 10 W, le régime harmonique reste inchangé jusqu'à $\lambda_{ext} = 1553 \text{ nm}$. Au-dessus de cette longueur d'onde de la composante externe, le régime HML disparaît et nous obtenons un régime où tous les solitons sont dans un mouvement perpétuel et remplissent toute la cavité : c'est un

gaz de solitons. Mais, lorsque λ_{ext} coïncide avec le centre du laser principal, nous perdons le régime multi-impulsion au profit du régime continu. Malheureusement, nous étions limités par l'onde injectée. Nous n'avons pas pu explorer du côté des grandes longueurs d'onde du spectre du laser de 10 W.

En outre, en ramenant doucement la composante continue du laser auxiliaire vers sa position de départ, nous observons le scénario inverse sans aucun phénomène d'hystérésis : d'abord le régime devient HML et, à la fin, les états liés initiaux sont restaurés (la même trace temporelle, le même spectre optique et la même trace d'autocorrélation). Par conséquent, l'effet de la longueur d'onde de la composante cw externe sur le laser principal est entièrement réversible.

Pour λ_{ext} fixé, l'effet de la puissance injectée est-il réversible ? Nous avons vérifié cela pour la longueur d'onde externe égale à $\lambda_{ext} = 1552 \text{ nm}$. Nous avons constaté qu'en diminuant la puissance de l'onde injectée le régime HML persiste pour une large gamme de puissances injectées. En effet, le HML se produit toujours jusqu'à ce que la puissance injectée atteigne une valeur minimale de 50 mW. En dessous de cette puissance, la distribution initiale des solitons est retrouvée. De même, si la puissance injectée est augmentée de nouveau, le régime HML est rétabli.

Notons que le fait qu'il n'y ait pas d'hystérésis dans nos expériences n'est pas en contradiction avec les résultats théoriques rapportés dans [61], [134]. En effet, dans ces travaux, l'hystérésis est démontrée pour la puissance de pompage et aussi pour l'orientation des lames de phase alors que dans nos expériences les paramètres de contrôles sont la longueur d'onde et la puissance d'un signal externe injecté. De plus dans notre expérience, nous avons gardé constant la puissance de pompage du laser principal et l'orientation des contrôleurs de polarisation.

3.3.2. Du gaz de solitons au verrouillage harmonique de gouttes de solitons

a) Distribution initiale

Dans cette section, nous considérons une autre distribution de solitons initiale différente de la section précédente.

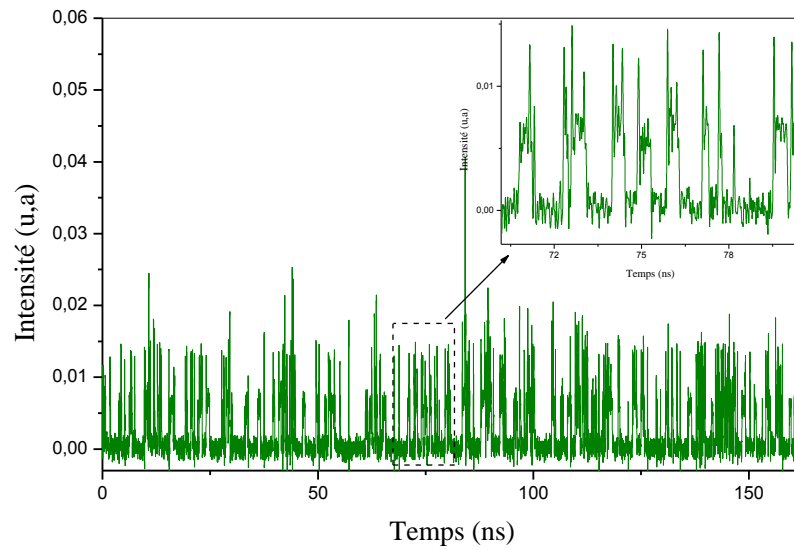


Figure 3.9 : Trace temporelle d'un gaz de solitons : distribution initiale.

En ajustant les contrôleurs de polarisation sans le signal injecté, nous obtenons un état facilement observable dans les lasers à fibre à verrouillage de modes passif. C'est une distribution dans laquelle les solitons remplissent tout l'espace disponible de la cavité et ils sont en mouvement perpétuel, analogue au gaz de solitons [18].

La trace temporelle à un instant donné est représentée par la figure 3.9. Elle présente quelques paquets avec des solitons qui se déplacent à l'intérieur.

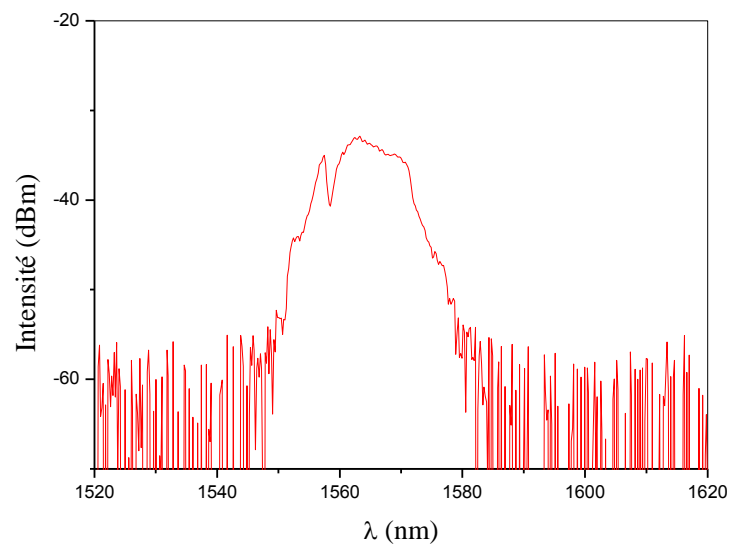


Figure 3.10 : Spectre optique de l'état initial.

Le spectre optique est donné par la figure 3.10. Il ressemble à celui de la section précédente (figure 3.6) sauf qu'ici, il ne présente aucune modulation. Cela prouve qu'il n'y a aucune relation de phase entre les impulsions. La trace d'autocorrélation, qui est donnée par la figure 3.11, est très bruitée, comme c'est souvent le cas dans un gaz de solitons. Elle montre également quelques pics séparés d'environ 50 ps indiquant un certain ordre à courte distance.

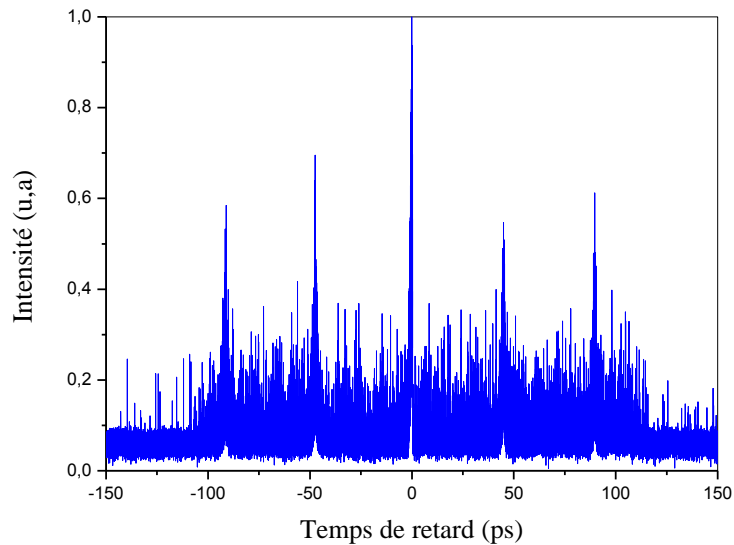


Figure 3.11 : Autocorrélation de l'état initial.

b) Distribution finale

Une fois que le gaz de solitons s'est établi, nous avons injecté la composante continue de la source externe avec $\lambda_{ext} = 1530 \text{ nm}$ et une puissance injectée de 200 mW. Si nous augmentons la longueur d'onde du signal externe, alors, nous observons sur l'oscilloscope la création de plusieurs paquets de solitons qui se déplacent tout le long de la cavité, certains paquets se disloquent et les impulsions se dirigent vers des paquets voisins tandis que d'autres paquets entrent en collision. Lorsque $\lambda_{ext} = 1545,4 \text{ nm}$ avec une puissance injectée de $P_{inj} = 200 \text{ mW}$, les paquets de solitons arrêtent leur mouvement relatif. Cependant, à l'intérieur des paquets les solitons se déplacent. La figure 3.12 donne la distribution finale des solitons. Elle montre des paquets de solitons de tailles différentes et presque équidistants. Ces phases condensées peuvent être considérées comme des gouttelettes. On peut donc dire que nous obtenons du verrouillage de modes harmonique de gouttes de solitons.

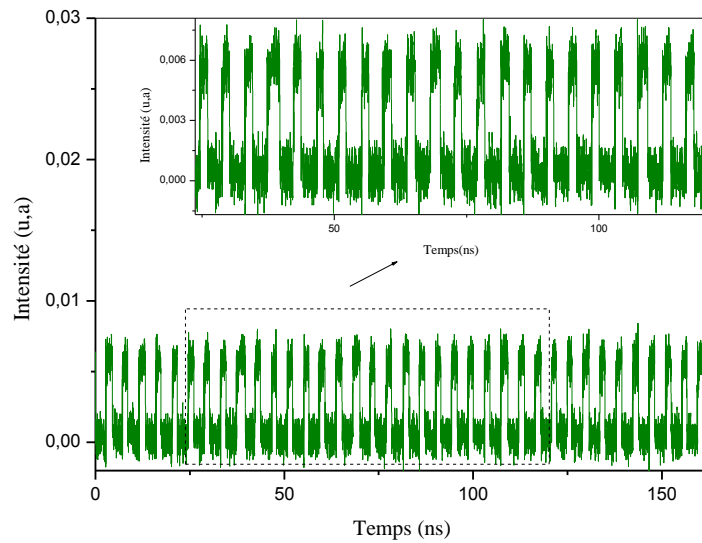


Figure 3.12 : Distribution finale en partant d'un gaz de solitons.

Le spectre optique correspondant est représenté sur la figure 3.13. Il ne montre que la composante cw injectée puisqu'il n'y a pas d'autre composante cw liée au HML comme ce fut le cas dans la partie précédente.

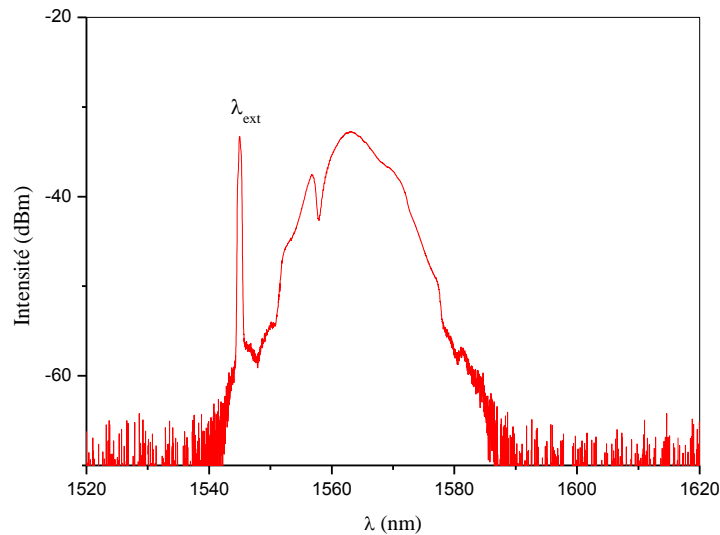


Figure 3.13 : Spectre optique de la distribution finale en partant d'un gaz de solitons.

Si nous supposons que l'onde cw externe fournit une interaction répulsive à longue distance entre les solitons au sein des paquets de solitons, nous pouvons supposer que l'absence d'un

pic continu auto-généré peut expliquer pourquoi les gouttes de solitons ne sont pas détruites. Dans ce cas le champ externe n'est pas suffisamment efficace pour briser les liens à courte portée qui devraient permettre au HML traditionnel d'avoir lieu. La trace d'autocorrélation de la figure 3.14 indique un certain ordre à courte distance. Elle présente également un léger piédestal.

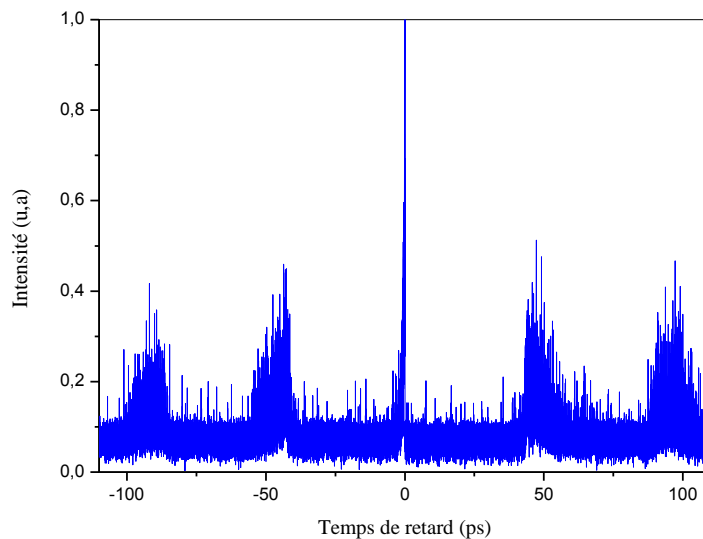


Figure 3.14 : Trace d'autocorrélation de la distribution finale en partant d'un gaz de solitons.

Dans la continuité de l'interprétation physique que nous avons proposée dans le résultat de la sous-section précédente, nous pouvons donner dans cette partie le scénario suivant. En accordant au fur et à mesure la composante cw externe de courtes aux grandes longueurs d'onde, une interaction répulsive à longue distance est induite entre les solitons. Cet effet est trop faible pour briser les gouttes de solitons mais il est assez fort pour provoquer un mouvement relatif entre les gouttes. L'absence de composante cw auto-générée dans notre cas pourrait expliquer pourquoi les gouttes de solitons ne se divisent pas en solitons individuels. Cette hypothèse est partiellement confortée dans des publications antérieures relatives aux lasers à fibre dopée erbium à verrouillage de modes harmonique qui opèrent en régime de dispersion anormale, dans lequel la composante cw auto-générée est toujours présente à une longueur d'onde supérieure à celle du centre de spectre [70], [73], [74].

La figure 3.15 montre le spectre de radiofréquence de l'intensité de sortie. Ce dernier montre le 1^{er} et le 2^{ème} harmonique avec un taux de répétition d'environ 229 MHz et qui correspond à

la 37^{ème} harmonique avec une suppression de supermodes de 18,5 dB. Les fluctuations d'amplitude sont estimées à $\pm 13\%$.

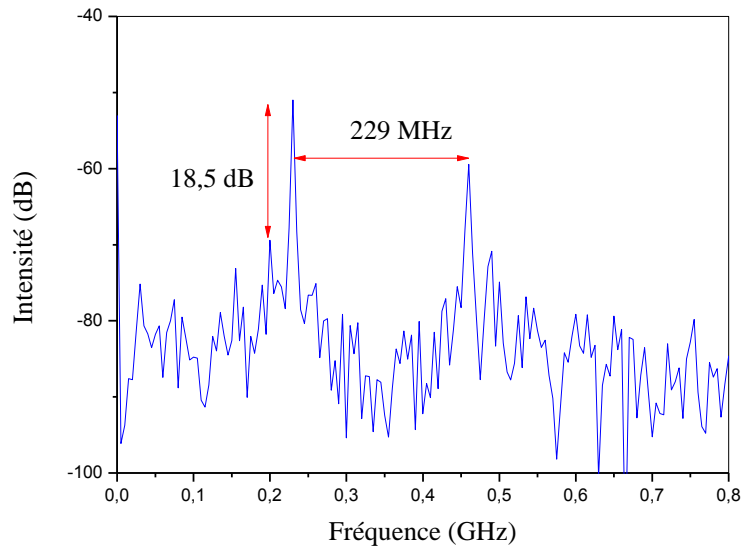


Figure 3.15 : Spectre de basse fréquence du verrouillage de modes harmonique de gouttes de solitons.

A partir de la position ($\lambda_{ext} = 1545,4 \text{ nm}$) où le verrouillage harmonique est obtenu, nous avons continué d'augmenter la longueur d'onde de la composante continue, le HML s'est maintenu sur un intervalle de $\Delta\lambda_{ext} \approx 1 \text{ nm}$. Au-delà, le HML devient instable et les phases condensées se mettent en mouvement dans tous les sens et nous perdons ainsi le verrouillage harmonique des gouttes de solitons. Puis, quelques paquets se fusionnent de part et d'autre, les solitons finissent par occuper toute la cavité, il s'agit d'un gaz de solitons (différent de l'état de départ). Et comme dans l'étude précédente (paragraphe b de la section 3.2.1), lorsque λ_{ext} est au centre du spectre, le régime multi-impulsion disparaît et nous obtenons un régime continu.

Si nous diminuons λ_{ext} jusqu'à sa valeur initiale, le régime multi-impulsion est d'abord rétabli. Ensuite, nous retrouvons le HML et puis nous le perdons. Finalement nous retrouvons l'état initial (gaz de solitons lorsque $\lambda_{ext} = 1530 \text{ nm}$). Aucun phénomène d'hystérésis n'est observé comme dans l'étude de la section 3.2.1.

Là encore, nous avons vérifié que lorsque la longueur d'onde externe est égale à $\lambda_{ext} = 1545,4 \text{ nm}$ et si nous diminuons la puissance injectée, le HML a lieu dans une large

gamme de puissances. Nous retrouvons l'état initial sans injection. Le HML est rétabli si la puissance injectée est augmentée au-dessus d'un seuil d'environ 50 mW. Par conséquent, l'effet de la composante externe est entièrement réversible.

3.4. Conclusion

En résumé, nous avons étudié expérimentalement l'effet d'un signal cw externe sur la distribution des solitons d'un laser à fibre verrouillé passivement en phase par la rotation non-linéaire de la polarisation. Nos résultats démontrent que le verrouillage de modes harmonique peut être forcé par une source continue externe injectée.

En effet, d'une part, l'onde continue externe peut transformer une superposition d'états liés en régime de verrouillage de modes harmonique. Les états liés existent du fait de l'équilibre entre les interactions attractives à courte portée et répulsives. Dans cet état, le couplage entre les solitons est assez fort, ceci se traduit par une modulation très contrastée du spectre optique. De même lorsqu'on accorde le signal externe dans la bande spectrale du laser principal, la modulation diminue et une composante cw auto-générée par le laser principal, apparaît. Et dans le même temps des impulsions se détachent des phases condensées. Comme l'onde cw externe, une composante cw auto-générée semble être responsable de la destruction des états liés. Quand ces derniers (états liés) sont détruits, l'interaction répulsive à longue distance conduit finalement au régime HML.

D'autre part, ceci est confirmé par la deuxième série d'expériences dans laquelle un gaz de solitons est transformé en HML des gouttes de solitons. Dans ce cas, nous notons aussi l'absence d'une composante cw auto-générée et ceci suggère qu'il n'y a pas une interaction répulsive à courte distance. Par conséquent, les solitons évoluent sous l'action de l'interaction répulsive à longue distance induite par le signal externe. Nous pouvons voir ces gouttes de solitons comme des solitons individuels car l'interaction répulsive à courte portée n'est pas assez forte.

Dans nos expériences, nous avons aussi noté l'absence d'hystérésis.

Nos résultats expérimentaux ne sont que la première étape vers une connaissance du lien entre un signal cw externe et l'interaction entre les solitons dissipatifs. En ce sens, la modélisation numérique pourrait apporter une aide efficace à la compréhension de ce lien.

Chapitre 3 : Influence d'une onde continue (cw) externe sur le régime de fonctionnement d'un laser à fibre à verrouillage de modes passif

Nous présenterons dans le chapitre suivant deux études théoriques sur l'effet de la composante cw sur le laser à fibre à verrouillage de modes passif.

**Chapitre 4 : Modélisation de l'effet d'une composante continue (cw) externe
sur les interactions des solitons**

4.1. Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons expérimentalement démontré qu'il est possible de contrôler les distributions de solitons par l'injection d'une composante continue externe dans un laser à fibre verrouillé en phase par la rotation non-linéaire de la polarisation. Nous avons, en effet, montré que la composante externe peut forcer le laser à fonctionner en régime de verrouillage de modes harmonique. Cette section sera consacrée à l'étude théorique de l'injection d'une onde continue externe dans un laser à fibre à verrouillage de modes passif. Nous considérons l'effet d'un terme source décalé en fréquence capable de modéliser cette injection d'une composante externe, pour cela, deux modèles numériques complémentaires ont été développés.

La première méthode est basée sur l'équation maîtresse CGLQ scalaire. A partir d'un soliton isolé, de deux solitons ou d'un grand nombre de solitons comme donnée initiale, nous montrons que le terme externe injecté induit un mouvement du (des) soliton (s). Puis, en partant d'un grand nombre de solitons⁵³, nous verrons que la distribution de ceux-ci peut être modifiée par l'injection d'onde continue, cette dernière transforme un cristal de solitons en liquide ou gaz de solitons. Ensuite, pour certaines amplitudes et fréquences de l'onde continue externe injectée, nous obtenons du verrouillage de modes harmonique, en partant d'un cristal de solitons occupant une partie de la cavité numérique, comme état initial.

La seconde méthode est une approche vectorielle qui tient compte du mécanisme de verrouillage de modes de la cavité expérimentale du chapitre 3. Nous démontrons que dans des conditions de résonance spécifiques, des interactions répulsives se produisent entre les solitons, menant ainsi à un régime de verrouillage de modes harmonique.

4.2. Approche théorique basée sur une équation CGLQ universelle

4.2.1. Equation CGLQ

- a) Présentation de l'équation CGLQ

L'équation de Ginzburg-Landau complexe cubique-quintique est l'une des équations universelles utilisées pour décrire les systèmes dissipatifs. Elle permet d'étudier la dynamique des impulsions et d'expliquer de nombreux autres comportements des lasers à fibre à verrouillage de modes. Cette équation est donnée par [135]

⁵³ cristal de solitons remplissant toute la boîte de calcul (cavité numérique)

$$\frac{\partial E}{\partial z} - i \frac{D}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - i |E|^2 E - i \nu |E|^4 E = \delta E + \beta \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \varepsilon |E|^2 E + \mu |E|^4 E, \quad (4.1)$$

où E est le champ complexe à deux variables (t, z) , et D , ν , δ , β , ε , et μ sont des constantes réelles. Le membre de gauche contient les termes conservatifs du système et celui de droite les termes dissipatifs.

Comme toute équation universelle, la signification physique de chaque terme dépend du problème considéré. En particulier, si le système étudié est une cavité laser⁵⁴, où l'on utilise cette équation pour modéliser les impulsions courtes, alors t est le temps retardé dans le référentiel local de l'impulsion ; z représente la distance de propagation ; E est l'enveloppe normalisée du champ électrique ; $D = \pm 1$ est le coefficient de dispersion ($D = +1$ et $D = -1$ pour un laser fonctionnant respectivement en régime de dispersion anormale et normale) ; le coefficient δ correspond au bilan entre le gain et les pertes linéaires dans la cavité ($\delta > 0$ signifie que le gain est plus grand que les pertes et réciproquement), les coefficients μ et ν représentent respectivement les coefficients de gain non-linéaire cubique et quintique ; β et ε correspondent (s'ils sont positifs) respectivement au filtrage spectral et au gain non linéaire. Dans ce cas particulier, le terme dissipatif quintique dans l'équation a pour rôle de stabiliser les impulsions en régime de dispersion normale.

Le CGLQ présente un grand intérêt pour modéliser la propagation d'impulsion dans les lasers à fibre car la signification physique de tous les termes de tels systèmes est bien définie.

Nous réécrivons l'équation (4.1) sous la forme

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \delta E + \left(\beta + i \frac{D}{2} \right) \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + (\varepsilon + i) E |E|^2 + (\mu + i \nu) E |E|^4, \quad (4.2)$$

où z dans notre cas le nombre de tours normalisé.

L'équation CGLQ est une équation aux dérivées partielles non linéaire, elle n'admet pas de solution analytique sauf pour quelques cas bien spécifiques.

⁵⁴ notre cas

Chapitre 4 : Modélisation de l'effet d'une composante continue (cw) externe sur les interactions des solitons

Comme mentionné ci-dessus, le terme $\beta \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}$, qui représente le filtrage spectral ($\beta > 0$) lié à la largeur limitée de la bande spectrale du milieu amplificateur⁵⁵, brise l'invariance galiléenne de l'équation CGLQ et empêche le mouvement des solitons.

En effet, soit $E_0(z, t)$ une solution de l'équation (4.2), nous cherchons une solution qui se déplace à la vitesse inverse $1/w$, sous la forme

$$E(z, t) = E_0(z, t - wz) \exp i[\omega t - \kappa z] \quad (4.3)$$

Les dérivées partielles de $E(z, t)$ par rapport à z et t sont

$$\begin{cases} \frac{\partial E}{\partial z} = \left(\frac{\partial E_0}{\partial z} - w \frac{\partial E_0}{\partial t} - i\kappa E_0 \right) e^{i\varphi}, \\ \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \left(\frac{\partial^2 E_0}{\partial t^2} + 2i\omega \frac{\partial E_0}{\partial t} - \omega^2 E_0 \right) e^{i\varphi}, \end{cases} \quad (4.4)$$

où $\varphi = \omega t - \kappa z$ est le décalage en fréquence.

En insérant les deux relations de l'équation (4.4) dans l'équation CGLQ (équation 4.2), nous obtenons

$$-w \frac{\partial E_0}{\partial t} - i\kappa E_0 = \beta (-\omega^2 E_0) - \omega D \frac{\partial E_0}{\partial t} + i \left(2\omega\beta \frac{\partial E_0}{\partial t} - \frac{D}{2} \omega^2 E_0 \right). \quad (4.5)$$

En identifiant les parties réelles d'une part et les parties imaginaires d'autre part, nous obtenons pour la partie réelle

$$-w \frac{\partial E_0}{\partial t} = \beta (-\omega^2 E_0) - \omega D \frac{\partial E_0}{\partial t}, \quad (4.6)$$

et pour la partie imaginaire

⁵⁵ gain

$$-\kappa E_0 = 2\omega\beta \frac{\partial E_0}{\partial t} - \frac{D}{2} \omega^2 E_0. \quad (4.7)$$

Si $\beta = 0$, nous obtenons les relations suivantes

$$\begin{cases} w = \omega D \\ \kappa = \frac{D}{2} \omega^2. \end{cases} \quad (4.8)$$

De la première relation du système (4.8), nous déduisons $\omega = w/D$. Or $D = \pm 1$, donc $\omega = w/D = wD$ ⁵⁶. Ainsi, nous pouvons réécrire le système (4.8) en :

$$\begin{cases} \omega = wD \\ \kappa = \frac{D}{2} w^2. \end{cases} \quad (4.9)$$

En combinant les équations (4.3) et (4.9), nous obtenons alors une solution qui se déplace à la vitesse inverse w

$$E(z, t) = E_0(z, t - wz) \exp i \left[Dwt - \frac{D}{2} w^2 z \right], \quad (4.10)$$

avec

$$w = \frac{\Delta t}{\Delta z}. \quad (4.11)$$

A l'inverse si $\beta \neq 0$, les équations (4.6) et (4.7) n'admettent pas de solution.

Toutes les solutions analytiques de type soliton de l'équation CGLQ sont instables, toutefois des solutions stables peuvent être obtenues numériquement. Par conséquent, la résolution numérique de l'équation CGLQ est nécessaire pour étudier et comprendre la dynamique des impulsions dans les lasers à fibre. Les résolutions numériques requièrent l'emploi de deux types de techniques : l'un doit servir à calculer les dérivées en utilisant des

⁵⁶ Nous garderons la dernière relation par commodité d'écriture.

différences finies ou les transformées de Fourier, l'autre est le calcul de l'évolution de la propagation en se servant soit de la méthode Crank-Nicholson soit de la méthode Runge-Kutta.

Pour certaines relations entre les paramètres, l'équation CGLQ admet des solutions exactes, mais on construit généralement ces solutions avec une certaine classe de fonctions. De ce fait, on peut oublier ou ignorer certaines solutions. Ce qui revient donc à ne pas tenir compte de ces solutions. Des méthodes telles que des techniques algébriques non perturbatives [136], la méthode de perturbation [137] et la technique des coordonnées collectives [138] ont permis de mettre en évidence certaines de ces solutions ignorées. La méthode de perturbation et les techniques algébriques non perturbatives prennent un temps de calcul long alors que l'un des avantages de la méthode des coordonnées collectives est de diminuer ce temps de calcul. Elle consiste à réduire le problème de l'évolution du champ à une évolution d'un jeu fini de caractéristiques d'une fonction d'essai. En utilisant la méthode des coordonnées collectives, l'équipe du Pr P. Tchodo Dinda [138] a récemment mis en évidence, dans ses travaux, les différentes solutions localisées stationnaires ou oscillantes de l'équation CGLQ. En effet, avec cette méthode, son équipe a étudié l'influence des paramètres de l'équation CGLQ sur le profil temporel et spectral de l'impulsion⁵⁷.

Dans cette partie, nous utilisons un algorithme⁵⁸ standard de Runge-Kutta d'ordre 4 dans le domaine de Fourier pour nos calculs de résolution numérique. En même temps, les termes non-linéaires sont évalués à chaque sous-pas à l'aide de transformations de Fourier rapide (FFT) directes et inverses.

Nous allons maintenant résoudre numériquement l'équation (4.2). Pour ce faire, nous fixons les paramètres suivants $D=1$ ⁵⁹, $\nu=0$, $\delta=-0,01$, $\beta=0,5$, $\varepsilon=0,4$ et $\mu=-0,05$. Notons bien que nous utiliserons les mêmes valeurs dans tous les calculs de cette partie⁶⁰. Pour résoudre l'équation (4.2), nous utilisons une solution initiale de la forme

$$E(z=0, t) = E_0(0, t) \exp i\Delta\omega_1 t, \quad (4.12)$$

⁵⁷ C'est-à-dire l'amplitude, le chirp, la largeur et la position temporelle.

⁵⁸ basé sur un programme de calcul avec le logiciel Octave

⁵⁹ régime de dispersion anormale, comme dans nos expériences

⁶⁰ sauf pour le cas de la figure 4.2 où $\beta=0$.

où $E_0(0,t)$ est le profil stationnaire du soliton et $\Delta\omega_1$ est le décalage en fréquence qui, en l'absence de freinage de filtrage spectrale ($\beta=0$), est proportionnel à la vitesse inverse du solitons ($wD = \Delta\omega_1$) comme l'indique l'équation (4.9).

Pour $\beta=0$, le mouvement se produit conformément à l'invariance galiléenne exprimée par l'équation (4.3). Ce mouvement est représenté sur la figure 4.1. Des oscillations surviennent parce que la donnée initiale n'est pas exactement un état stable avec $\beta=0$ (en fait l'état stationnaire existe mais il est instable).

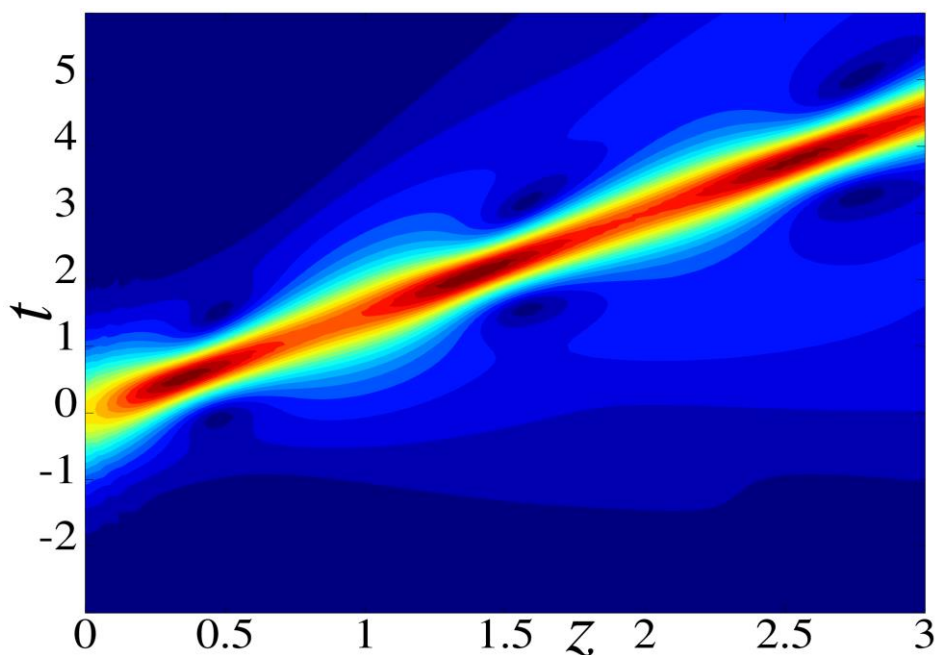


Figure 4.1 : $\beta=0$: mouvement d'un soliton unique.

Lorsque $\beta \neq 0$, la résolution numérique montre que l'impulsion initiale ralentit très rapidement et finit par s'arrêter, comme le montre la figure 4.2 (nous avons utilisé les mêmes paramètres et données initiales pour $\beta=0$). Le ralentissement du mouvement du soliton, dû à la largeur limitée de la bande spectrale du gain, apparaît clairement. En outre, l'amplitude et la forme du soliton changent sensiblement lors de freinage. En fait, de fortes valeurs de $\Delta\omega_1$ peuvent conduire à la destruction de l'impulsion.

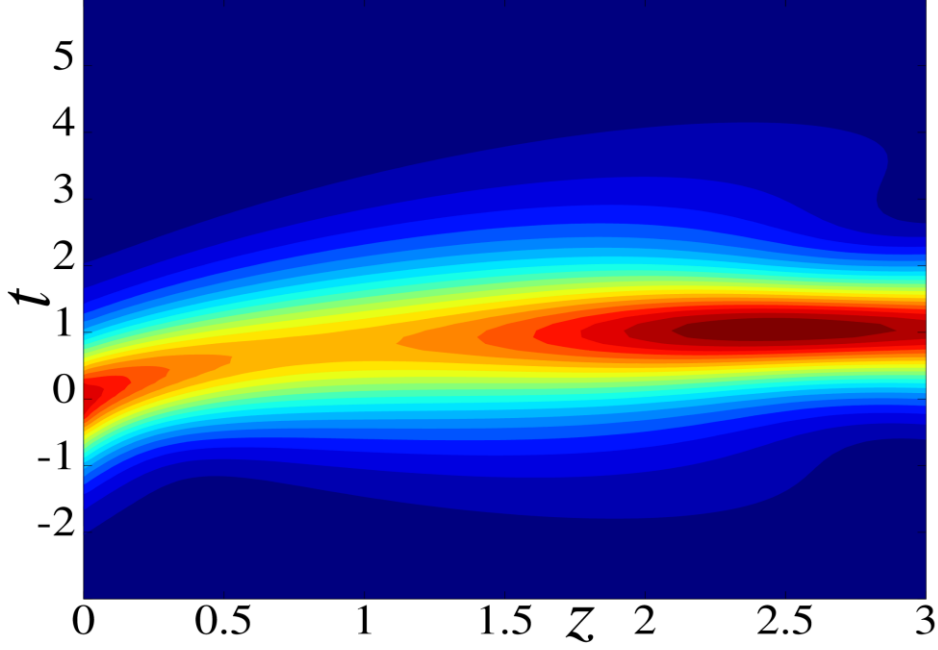


Figure 4.2 : $\beta \neq 0$: freinage d'un soliton unique.

b) Ajout d'un terme source à l'équation CGLQ

Nous allons maintenant étudier l'effet d'une onde continue injectée sur le mouvement des solitons de l'équation CGLQ. Pour cela, nous considérons un terme source oscillant capable de modéliser cette injection. Nous aurons alors la relation suivante

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \delta E + \left(\beta + i \frac{D}{2} \right) \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + (\varepsilon + i) E |E|^2 + (\mu + i\nu) E |E|^4 + A_{cw} \exp(-i\Delta\omega_0 t + i\Delta k z), \quad (4.13)$$

qui n'est rien d'autre que l'équation (4.2) avec un terme source supplémentaire. Où A_{cw} et $\Delta\omega_0$ représentent respectivement l'amplitude et le décalage en fréquence de la composante cw externe. $\Delta k z$ représente le désaccord de phase entre l'onde linéaire qui se propage dans la cavité et l'onde injectée. A la résonance Δk est égale à la phase du soliton (nous le verrons au paragraphe 4.3). Cependant, dans le cas non résonnant Δk est inconnu, ainsi nous fixons ce décalage en phase à zéro pour la suite.

L'équation (4.13) est résolue avec la même méthode que celle de l'équation (4.2) et les mêmes paramètres. Comme l'équation (4.2), l'équation (4.13) rompt l'invariance galiléenne.

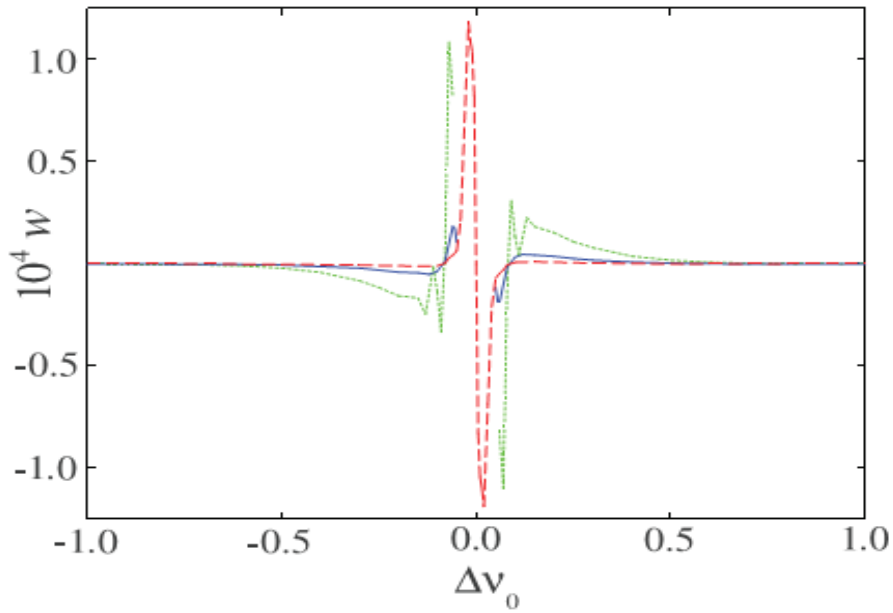


Figure 4.3 : L'inverse de la vitesse du soliton $w = \frac{\Delta t}{\Delta z}$ en fonction du décalage en fréquence $\Delta v_0 = \frac{\Delta \omega_0}{2\pi}$ pour quelques valeurs de l'amplitude du signal cw externe injecté. $A_{cw} = 0,001$ (ligne pointillée rouge) $A_{cw} = 0,002$ (ligne continue bleue), $A_{cw} = 0,004$ (ligne pointillée verte).

Un premier ensemble de calculs est effectué en faisant varier A_{cw} , $\Delta \omega_0$ et $\Delta \omega_1$ à partir des données initiales de la forme de l'équation (4.12) où E_0 est une solution d'un soliton de l'équation CGLQ (équation 4.2), c'est-à-dire une solution de l'équation (4.13) avec $A_{cw} = 0$. Nous observons que l'impulsion (le soliton) acquiert une certaine vitesse qui dépend de A_{cw} et $\Delta \omega_0$ mais pas de $\Delta \omega_1$ ($\Delta \omega_1 = wD$). En d'autres termes, le soliton se déplace mais la vitesse est entièrement déterminée par l'injection du signal cw : l'invariance Galiléenne n'est pas rétablie. Nous posons alors $\Delta \omega_1 = 0$ et évaluons la vitesse du soliton (par rapport à la vitesse linéaire, évidemment), ou plus exactement, la vitesse inverse w , en fonction de l'amplitude A_{cw} et du désaccord $\Delta \omega_0$ du signal cw externe injecté. La vitesse inverse w a une valeur très faible, moins de 10^{-4} . Les résultats sont obtenus avec une distance de propagation $z = 20000$ et sont présentés sur la figure 4.3.

Aux faibles désaccords et au-dessus d'un certain seuil d'amplitude (légèrement plus grand que $A_{cw} = 0,001$ pour $\Delta \omega_0 = 0$), l'onde cw déstabilise le soliton et un soliton supplémentaire ou

plusieurs peuvent être formés. Le calcul de la vitesse inverse ne concerne que les domaines où le soliton unique est stable.

Dans une cavité laser, l'instabilité que nous venons de décrire peut être équilibrée par la saturation du gain, qui n'est pas prise en compte dans l'équation CGLQ considérée pour cette étude. Par conséquent, cette instabilité est une propriété du modèle mathématique de CGLQ qui ne correspond pas à une propriété physique du laser. Nous avons limité le calcul de la vitesse au domaine de stabilité d'un solitons.

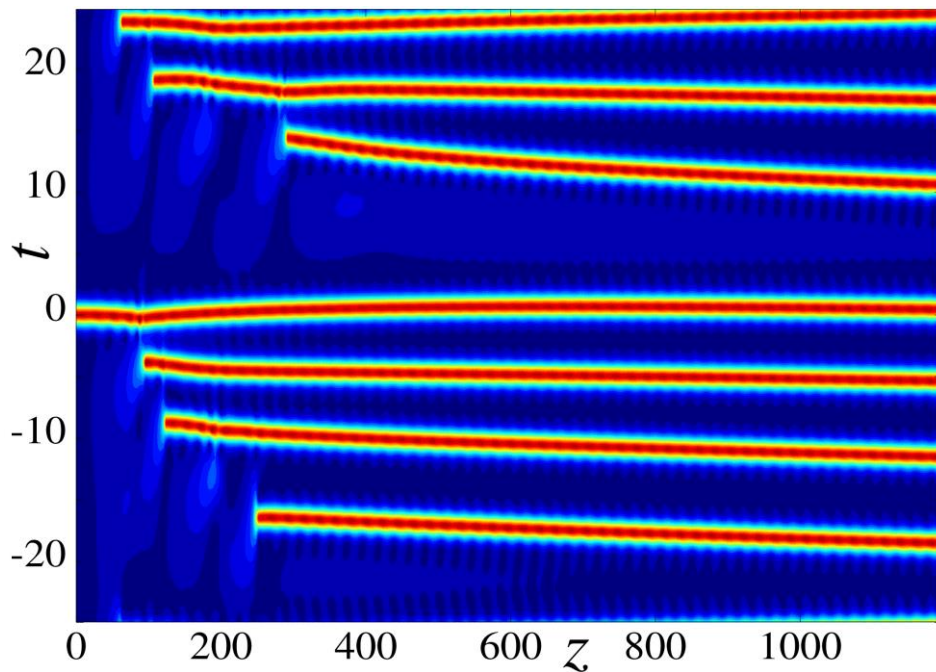


Figure 4.4 : L'instabilité d'un soliton pour une petite amplitude $A_{cw} = 0,01$ et du décalage $\Delta\nu_0 = 0,05$ de la composante cw.

Un exemple d'évolution temporelle durant la propagation est illustré par la figure 4.4 pour une amplitude ($A_{cw} = 0,01$) et un décalage en fréquence ($\Delta\nu_0 = 0,05$) relativement faibles.

Autour de $z=50$, l'impulsion solitaire devient instable, d'autres solitons commencent à apparaître et finissent par remplir la boîte de calcul. Ces derniers sont irrégulièrement répartis. Par ailleurs, le taux d'instabilité croît quand l'amplitude A_{cw} augmente d'un côté et de l'autre le désaccord $\Delta\omega_0 = 2\pi\Delta\nu_0$ diminue. Le nombre de solitons générés augmente jusqu'à ce qu'ils remplissent la boîte de calcul.

A présent, nous allons partir de deux solitons⁶¹ comme donnée initiale pour résoudre l'équation (4.13). Dans ce cas, un exemple d'instabilité est donné par la figure 4.5 pour $A_{cw} = 0,15$ et $\Delta v_0 = 0,15$.

Avec une telle amplitude relativement élevée de la composante cw injectée, avant que le régime permanent soit atteint, une onde continue avec une amplitude assez importante se forme partout où il n'y a pas d'impulsions. Cependant, ce régime n'est pas stable et une série d'impulsions en découle jusqu'à remplir toute la boîte de calcul.

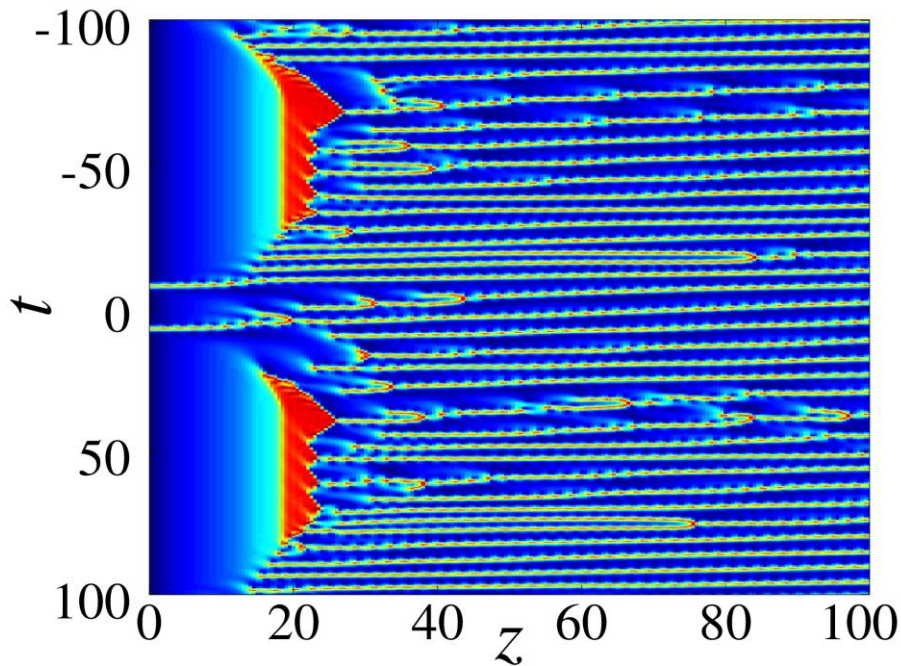


Figure 4.5 : L'instabilité de deux solitons pour une amplitude relativement forte $A_{cw} = 0,15$ et $\Delta v_0 = 0,15$ de la composante cw.

c) « Transition de phase » solitonique sous l'effet du signal cw externe

Dans l'étude précédente, nous nous sommes intéressés à l'instabilité de la donnée initiale de l'équation (4.13). En effet, nous avons montré qu'à partir d'un ou de deux solitons, comme donnée initiale, l'équation (4.13) pouvait acquérir une certaine vitesse en fonction de l'amplitude et du désaccord en fréquence du signal cw injecté et d'autres impulsions finissent par être créées. Maintenant, nous allons considérer une dynamique d'un grand nombre de solitons. Mais cette fois ci, nous utiliserons un cristal de solitons qui remplit toute la boîte

⁶¹ une superposition linéaire de deux solitons fondamentaux bien séparés.

d'étude. Ce cristal est une solution de l'équation CGLQ sans source externe, $A_{cw} = 0$ dans l'équation (4.13). Nous résolvons toujours numériquement l'équation (4.13), avec les mêmes paramètres que ceux fixés ci-dessus. Nous faisons varier l'amplitude A_{cw} et le décalage de fréquence $\Delta\nu_0 = \frac{\Delta\omega_0}{2\pi}$ de l'onde cw injectée. Les calculs sont arrêtés une fois que le régime permanent (mais pas stationnaire en général) est atteint, après une certaine phase transitoire. Cette dernière correspond à la phase de développement de l'instabilité mentionnée dans la section précédente. Cependant, contrairement au cas d'un soliton unique, le cristal de solitons peut rester stable en présence du signal externe cw avec une amplitude A_{cw} de celui-ci dans la gamme considérée (0,1 à 2). De plus, pour certaines valeurs de l'amplitude A_{cw} du signal injecté et en fonctions des fréquences, nous pouvons obtenir des distributions temporelles analogues aux états de la « matière ». En effet, en fixant l'amplitude de l'onde cw, nous observons soit un cristal de solitons, soit un liquide de solitons soit un gaz de solitons pour des décalages en fréquences différents. Par exemple, pour $A_{cw} = 1,5$ - valeur très élevée par rapport à celles considérées dans la section précédente - nous avons observé un gaz de solitons, un liquide et un cristal avec les décalages en fréquences respectifs, $\Delta\nu_0 = -0,8$, $\Delta\nu_0 = -0,9$ et $\Delta\nu_0 = -1,2$. Les distributions temporelles sont données respectivement par les figures 4.6, 4.7 et 4.8.

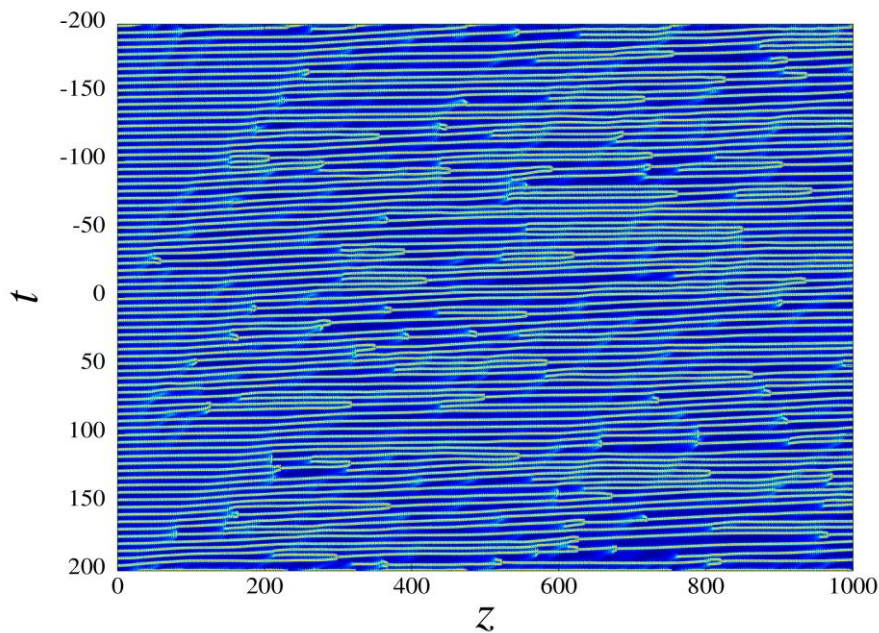


Figure 4.6 : Gaz de solitons pour $A_{cw} = 1,5$ et $\Delta\nu_0 = -0,8$.

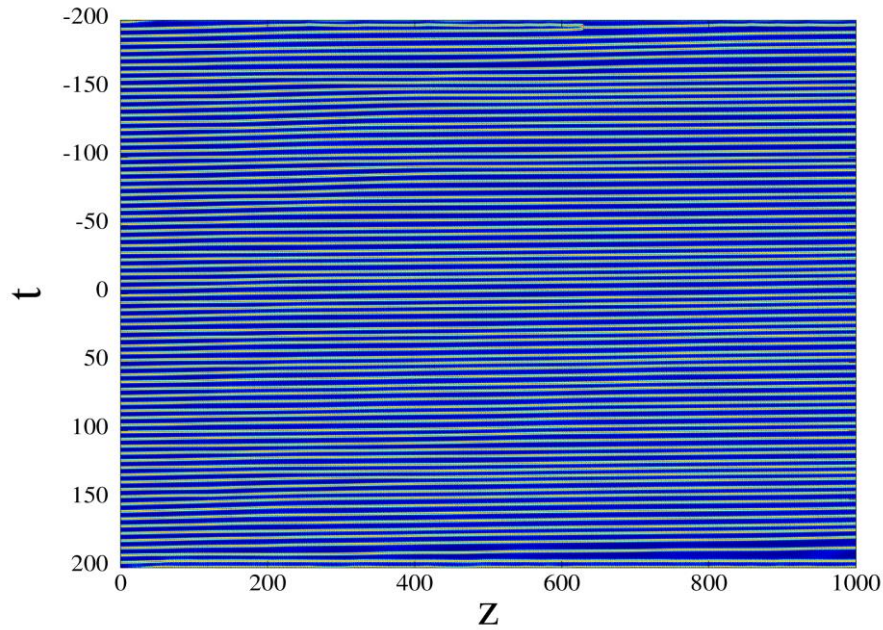


Figure 4.7 : Liquide de solitons pour $A_{cw} = 1,5$ et $\Delta v_0 = -0,9$.

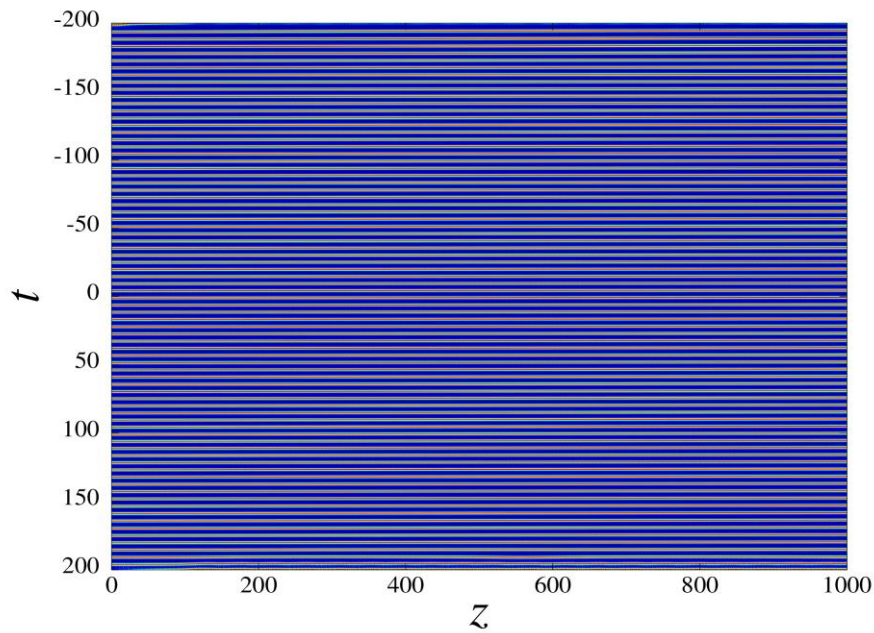


Figure 4.8 : Cristal de solitons pour $A_{cw} = 1,5$ et $\Delta v_0 = -1,2$.

Pour le cristal de solitons ($\Delta v_0 = -1,2$), les impulsions sont réparties régulièrement du début à la fin de la propagation, identiques, équidistantes. Pour le liquide ($\Delta v_0 = -0,9$) et le gaz de solitons ($\Delta v_0 = -0,8$), l'instabilité et l'irrégularité sont visibles. En outre, les résultats ne dépendent pas du signe de Δv_0 .

Par ailleurs, les spectres optiques calculés au moyen d'une transformée de Fourier rapide du champ E sont présentés sur la figure 4.9. Les figures 4.9.a et 4.9.b sont bruitées tandis que la figure 4.9.c présente une modulation. Cela veut dire que les solitons sont cohérents dans le dernier cas.

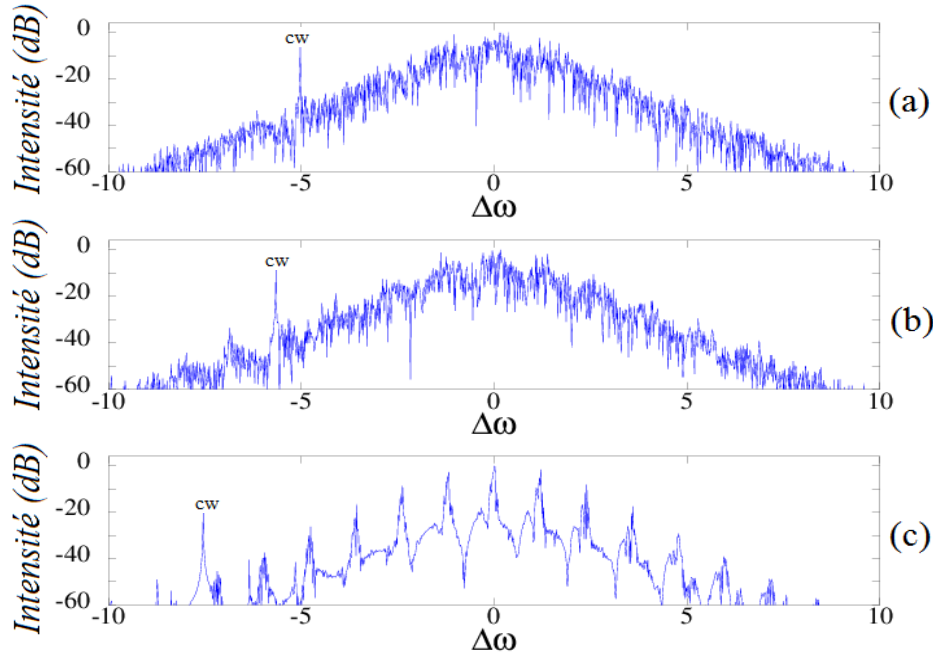


Figure 4.9 : Spectre optique. (a) Gaz de solitons pour $\Delta\nu_0 = -0,8$. (b) Liquide de solitons pour $\Delta\nu_0 = -0,9$. (c) Cristal de solitons pour $\Delta\nu_0 = -1,2$.

La trace d'autocorrélations X est calculée avec la relation suivante :

$$X(T) = \int_{-\infty}^{+\infty} |E(t)E(t-T)|^2 dt, \quad (4.14)$$

où T est le retard temporel.

Elles sont moyennées sur les dix dernières étapes numériques et sont données sur la figure 4.10.

D'autre part, nous avons varié successivement l'amplitude A_{cw} et le désaccord en fréquence $\Delta\nu_0$ du signal injecté en partant d'un cristal de solitons comme donnée initiale. Ceci nous a permis de dresser une cartographie des solutions numériques et l'ensemble des résultats est représenté sur la figure 4.11. Si l'amplitude est petite ou si le désaccord est grand, il y a un

crystal de solitons, mais ce n'est pas exactement le même que celui de départ et à l'inverse un gaz de solitons est obtenu. Des états de type liquide ou polycristal de solitons se forment entre les deux (crystal et gaz).

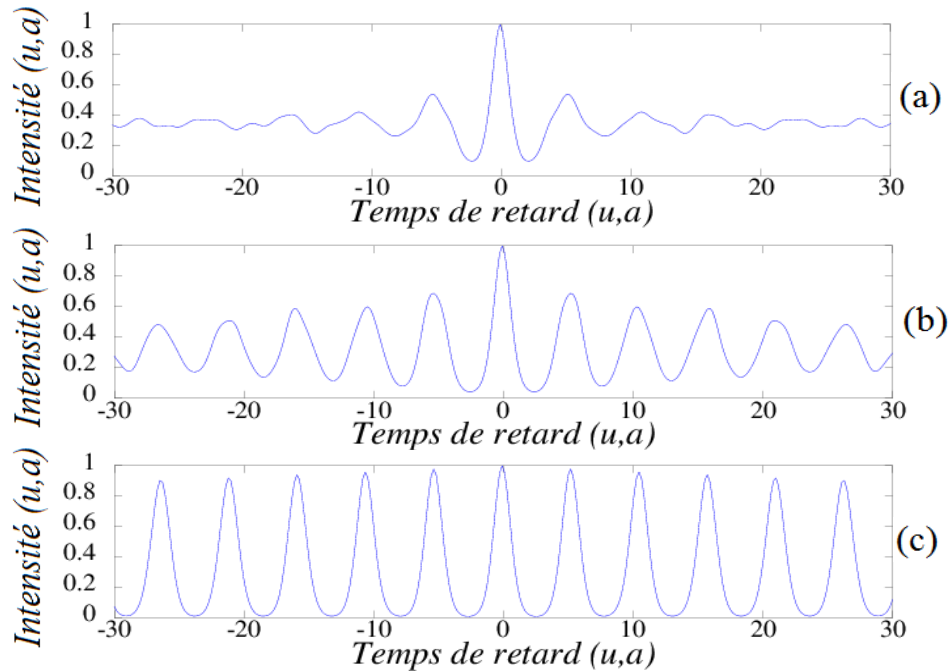


Figure 4.10 : Trace d'autocorrélation. (a) Gaz de solitons pour $\Delta v_0 = -0,8$. (b) Liquide de solitons pour $\Delta v_0 = -0,9$. (c) Cristal de solitons pour $\Delta v_0 = -1,2$.

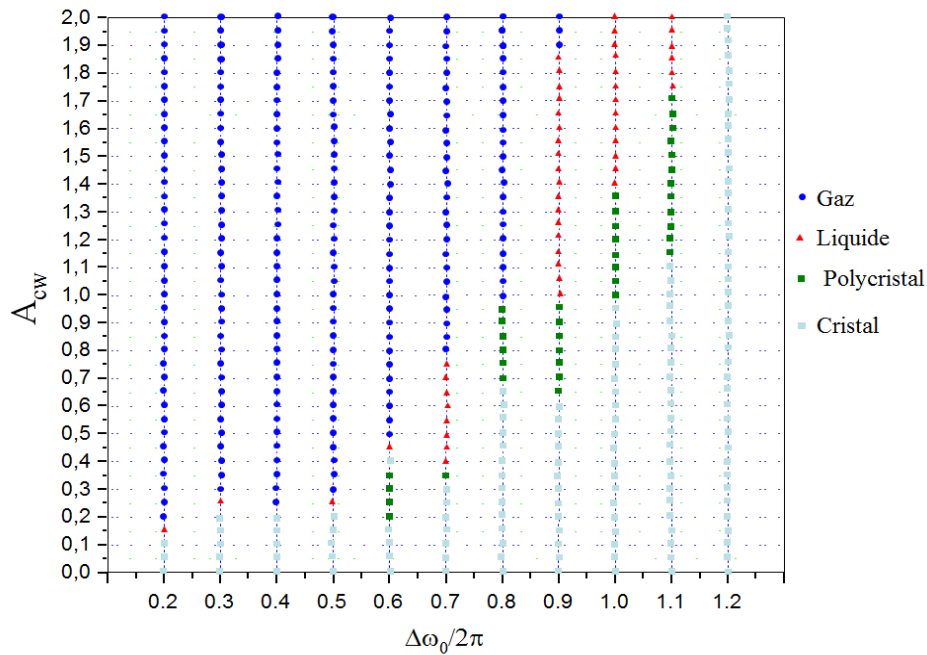


Figure 4.11 : Différents états en fonctions de A_{cw} et Δv_0 .

En conclusion, dans le cadre de l'équation CGLQ, l'injection d'un signal cw permet bien de contrôler la distribution des solitons dans la cavité numérique. En effet, le signal cw change le comportement des solitons et les interactions entre les solitons. De ce fait, la composante cw transforme un cristal de solitons à un gaz de solitons, en passant par l'intermédiaire d'un liquide de solitons et/ou d'un polycristal de solitons en variant la fréquence de la composante externe pour une amplitude fixée [139].

4.2.2. Prise en compte de la dynamique du gain dans l'équation CGLQ

Dans l'étude qui précède, nous avons utilisé l'équation CGLQ avec un terme de source additionnel (cw). Ceci nous a permis de mettre en évidence diverses distributions stables ou instables en fonction de l'amplitude et de la fréquence de la composante externe injectée. Si l'état de départ est constitué d'un nombre très réduit de solitons (soliton isolé ou deux solitons), d'autres impulsions sont créées et finissent par remplir toute la boîte de calcul pour des amplitudes relativement élevées du signal injecté. Cette instabilité est sans doute due au fait que nous n'avons pas tenu compte de la saturation du gain dont nous n'avons pas tenu compte dans le modèle. La prise en compte de la saturation du gain peut limiter l'augmentation du nombre d'impulsions.

a) Prise en compte de la dynamique du gain

Maintenant, nous allons tenir compte dans le modèle de la dynamique du gain, c'est-à-dire de la saturation et de la relaxation rapide du gain dans l'équation (4.13). A cet effet, le facteur de gain constant δ est remplacé par :

$$g = \frac{g_0}{1 + \frac{\int |E|^2 dt}{I_{sat}}} - r \quad (4.15)$$

où g_0 est le gain non saturé⁶² représentant le paramètre de pompage, r les pertes linéaires et I_{sat} le courant de saturation. Nous allons ainsi tenir compte de la saturation du gain. Ceci est différent de l'étude du paragraphe 4.2.1 et des études reportées dans les références [56], [140]

⁶² Appelé aussi gain petit signal.

où le paramètre de gain est constant. Cependant, l'équation (4.15) est utilisée dans [133], [141], [142].

La relaxation rapide du gain est représentée par un terme intégral [14]. L'équation (4.13) devient alors :

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial z} = & gE + \left(\beta + i \frac{D}{2} \right) \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + (\varepsilon + i)E|E|^2 + (\mu + i\nu)E|E|^4 \\ & + \Gamma E \int_{-\infty}^t \left(|E|^2 - \langle |E|^2 \rangle \right) dt' + A \exp(-i\Delta\omega_0 t), \end{aligned} \quad (4.16)$$

où le paramètre de la saturation du gain normalisé Γ ⁶³ est étudié dans la référence [17], il est défini par

$$\Gamma = \frac{G}{-D_r} \sqrt{-\beta_2}, \quad (4.17)$$

où D_r est le coefficient qui tient compte de l'effet Kerr, β_2 est la dispersion de la vitesse de groupe et le paramètre de modulation du gain G ⁶⁴ défini dans la référence [14], vaut

$$G = g_0 a \frac{\exp(2g_0 L - 1)}{2g_0 L}, \quad (4.18)$$

avec a et L qui représentent respectivement le paramètre de saturation et la longueur de la cavité [17].

En l'absence du signal injectée ($A_{cw} = 0$) et du terme intégral, l'équation (4.16) est similaire à celle utilisée dans [52]. Dans notre étude, nous utilisons l'équation CGLQ sans dimension tandis que dans [52] le CGLQ est adapté à un modèle qui tient compte d'un laser à fibre en anneau verrouillé en phase par la rotation non-linéaire de la polarisation. Par ailleurs, les auteurs de la référence [52] ont mis en évidence l'existence des domaines de stabilité des impulsions et d'états liés des solitons de l'équation de CGLQ. En plus de l'absence de l'onde continue externe, si nous négligeons le terme quintique, l'équation (4.16) se réduit à

⁶³ Il est noté χ dans la référence [17].

⁶⁴ Nous avons changé de notation.

l'équation complexe de Ginzburg-Landau cubique (CGL) et elle sera alors analogue à celle étudié dans la référence [14]. Les auteurs ont rapporté numériquement un état d'équilibre de solitons stables et périodiques au cours du temps en utilisant une approche multi-échelle de la dynamique du gain.

Nous cherchons une solution stationnaire de l'équation (4.16) avec $A_{cw} = 0$, c'est-à-dire sans le signal injecté, de type cristal de solitons remplissant toute la boîte. Pour cela, nous commençons la résolution numérique⁶⁵. Comme c'est un problème de Cauchy⁶⁶ qu'elle résout, il faut partir d'une solution initiale. Le cristal de solutions utilisé dans le paragraphe précédent est un point de départ adéquat. Ensuite, nous diminuons le nombre de solitons du cristal⁶⁷. Puis, nous reprenons ce cristal plus petit ainsi obtenu comme donnée initiale pour résoudre à nouveau l'équation (4.16) mais, cette fois-ci, avec la composante cw externe injectée. Pour une amplitude suffisamment modérée et certaines valeurs du désaccord de fréquence du signal cw, le cristal finit par remplir la boîte de calcul tout en gardant le même nombre de solitons. Les impulsions sont presque identiques et quasi-équidistantes.

Pour mieux comprendre le travail effectué dans cette section, nous donnons ci-dessous la procédure utilisée :

- ✓ résoudre l'équation (4.16) sans le signal externe injecté ($A_{cw} = 0$) avec une donnée initiale de l'équation (4.13) un cristal de solitons occupant toute la cavité numérique solution ;
- ✓ ajuster la saturation et la relaxation rapide du gain de façon à conserver un cristal avec le même nombre de solitons qu'au départ ;
- ✓ baisser le niveau de la saturation pour réduire le nombre d'impulsions ;
- ✓ chercher un (des) état (s) stationnaire (s) où le cristal de solitons n'occupe qu'une partie de la boîte de calcul ;
- ✓ prendre ce nouveau cristal de solitons obtenu comme donnée initiale pour résoudre l'équation (4.16), c'est-à-dire avec $A_{cw} \neq 0$;

⁶⁵ Nous utilisons la même méthode de résolution que celle utilisée dans la section précédente.

⁶⁶ C'est une équation différentielle dont la solution cherchée vérifie une certaine condition initiale.

⁶⁷ Toujours sans le signal injecté.

Chapitre 4 : Modélisation de l'effet d'une composante continue (cw) externe sur les interactions des solitons

- ✓ jouer petit à petit sur l'amplitude du signal externe pour chercher un ou des états stationnaires ;
- ✓ voir si le cristal évoluerait vers un état stationnaire de type du verrouillage de modes harmonique où :
 - le nombre de solitons final est identique à celui d'état initial,
 - les solitons occupent toute la boîte de calcul.

Les valeurs des paramètres β , D , ε , μ et ν sont les mêmes que celles utilisées dans la section précédente : $D=1$, $\nu=0$, $\delta=-0,01$, $\beta=0,5$, $\varepsilon=0,4$ et $\mu=-0,05$. De même, la résolution se fait avec une méthode numérique identique. En choisissant comme condition initiale, un cristal de solitons qui remplit entièrement la boîte de calcul qui est une solution de l'équation (4.2), nous suivons successivement les étapes citées ci-dessus.

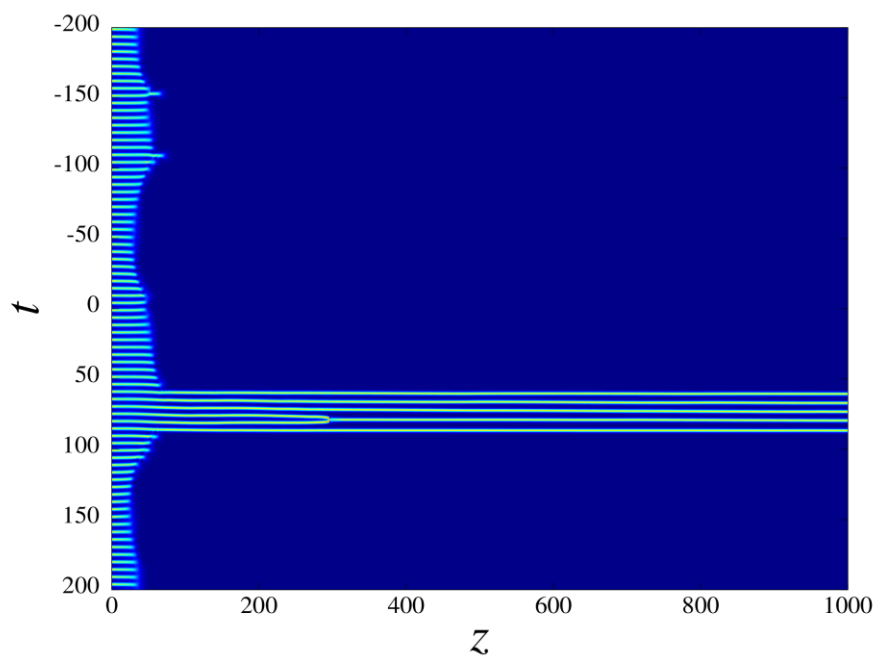


Figure 4.12 : Un cristal de 5 solitons avec les paramètres $g_0 = 0,09$, $\Gamma = 0,0003$, $r = 0,2$ et $I_{sat} = 10$.

Sans le signal injecté ($A_{cw} = 0$), l'ajustement des paramètres (g_0 , Γ , r et I_{sat}) permet d'obtenir un cristal de quatre ou de cinq solitons, remplissant une petite partie de la boîte de calcul. Un exemple est donné par la figure 4.12 : c'est un cristal de cinq solitons obtenu avec

Chapitre 4 : Modélisation de l'effet d'une composante continue (cw) externe sur les interactions des solitons

les paramètres $g_0 = 0,09$, $\Gamma = 0,0003$, $r = 0,2$ et $I_{sat} = 10$. Les paramètres g_0 et Γ sont en principes fixés par les caractéristiques du laser. Le lien précis entre ces paramètres et ceux de l'expérience a été étudié dans [15], [17]. Ce lien reste à faire en ce qui concerne l'amplitude de l'onde continue (cw) injectée, qui dépend entre autres de la taille de la cavité expérimentale et de celle de la boîte numérique. L'identification des paramètres correspondant à une situation expérimentale donnée est un travail long et délicat. Faute de temps, nous nous sommes donc contentés de valeurs ad hoc, fixées arbitrairement. Par conséquent, il est étrange d'envisager que le choix de ces paramètres puisse être unique. D'autres valeurs de g_0 et Γ peuvent en effet donner les mêmes résultats, c'est-à-dire un cristal de 4 ou 5 solitons dans la boîte de calcul.

Nous avons pris ce cristal de solitons (figure 4.12) comme donnée initiale pour résoudre numériquement l'équation (4.16), nous avons choisi un décalage en fréquence relativement petit et nous avons fait varier l'amplitude A_{cw} de l'onde injectée. En commençant par de petites valeurs de l'amplitude A_{cw} , puis en augmentant celle-ci, mais les résultats obtenus ne semblaient pas converger vers notre objectif - c'est-à-dire une distribution temporelle régulière où les solitons occupent toute la cavité, tout en gardant le même nombre de solitons qu'au départ (cinq) -.

En effet, si l'amplitude de la composante externe est assez petite (jusqu'à $A_{cw} = 0,04$), il ne se passe rien, nous avons toujours le même cristal. Dans ce cas, la composante injectée n'a pas d'effet sur le comportement des solitons. Lorsque l'amplitude A_{cw} est comprise entre 0,05 et 0,13, nous avons toujours un cristal mais les solitons acquièrent une vitesse. Avec des amplitudes moyennement grandes $A_{cw} \geq 0,14$, le cristal se disloque en donnant deux paquets de deux et trois solitons. Ces paquets n'occupent qu'une partie de la boîte de calcul et la distance entre les paquets varie avec l'amplitude du signal externe. Et pour de fortes amplitudes du signal cw, d'autres solitons apparaissent après une certaine distance de propagation (état transitoire) et finissent par remplir toute la boîte de calcul. Ces impulsions ne sont pas liées ni en amplitude ni en position (non équidistantes). Dans le cas des fortes amplitudes, c'est la composante externe qui fournit l'énergie au système. On n'a plus un laser contrôlé par un petit signal injecté, mais plutôt quelque chose qui rassemble à une cavité passive dans laquelle on aurait rajouté du gain. C'est un problème physique complètement différent.

Nous pouvons réduire le nombre de solitons de la distribution finale en diminuant la saturation (I_{sat}) ou bien en diminuant les pertes (r), mais dans ce cas, ce n'est plus seulement l'effet de la composante continue (cw) que nous contrôlerons car la donnée initiale et l'état finale n'auront pas les pertes et la saturation identiques.

De ce fait, diminuer la taille de la boîte, avant de commencer à résoudre l'équation (4.16), semblait être la meilleure idée. Ceci permettra de réduire le temps de calcul. Nous avons arbitrairement divisé la boîte par quatre. Toujours avec les mêmes paramètres de g_0 , Γ , r , et I_{sat} que précédemment, nous obtenons encore un cristal de cinq solitons qui occupe les 3/10 de la cavité numérique en résolvant l'équation (4.16) avec $A_{cw} = 0$. Dorénavant, c'est ce cristal de solitons que nous utiliserons comme donnée initiale, pour résoudre numériquement l'équation (4.16) ; c'est une solution stationnaire instable pour $A_{cw} = 0$ et avec les mêmes paramètres (g_0 , Γ , r , I_{sat}) mentionnés ci-dessous.

En faisant varier les paramètres de l'onde injectée, c'est-à-dire $\Delta\nu_0$ et A_{cw} , plusieurs comportements de solitons peuvent ainsi être reproduits dans la cavité numérique. Les résultats sont présentés dans la section suivante.

Notons que dans la plupart des distributions temporelles obtenues, nous avons été amené à « compenser la vitesse inverse » afin de présenter plus clairement les résultats. Autrement dit, nous appliquons à la solution une transformation Galiléenne dont nous réglons la vitesse de façon à ce que les impulsions soient immobiles dans le référentiel de la figure. Ainsi, nous redresserons les impulsions, ce qui nous permettra de les distinguer. De ce fait, nous introduisons la vitesse inverse w définie par la relation (4.11). Si $w > 0$ alors le décalage se fera vers les $t < 0$ et dans le cas contraire, vers les $t > 0$.

b) Résultats

D'abord, nous choisissons une valeur relativement petite du désaccord $\Delta\nu_0$, puis nous faisons varier l'amplitude A_{cw} de l'onde cw injectée. Ensuite, nous fixons A_{cw} et nous parcourons les valeurs de $\Delta\nu_0$. Ceci nous permettra de caractériser, en amplitude et en fréquence, l'influence de l'onde injectée sur la solution initiale comme avec l'expérience (chapitre 3).

Nous fixons $\Delta v_0 = 0,1$, plusieurs scénarios sont observables selon les amplitudes de l'onde cw.

Pour des amplitudes faibles (jusqu'à $A_{cw} = 0,105$), le cristal de solitons se disloque soit pour former deux paquets de 2 et 3 solitons, les impulsions sont liées en positions dans les paquets soit pour donner une distribution où une impulsions se détache du paquet de 3 solitons (on imagine que c'est périodique mais on n'est pas certain). La figure 4.13 montre un exemple de trains d'impulsions dans le domaine temporel.

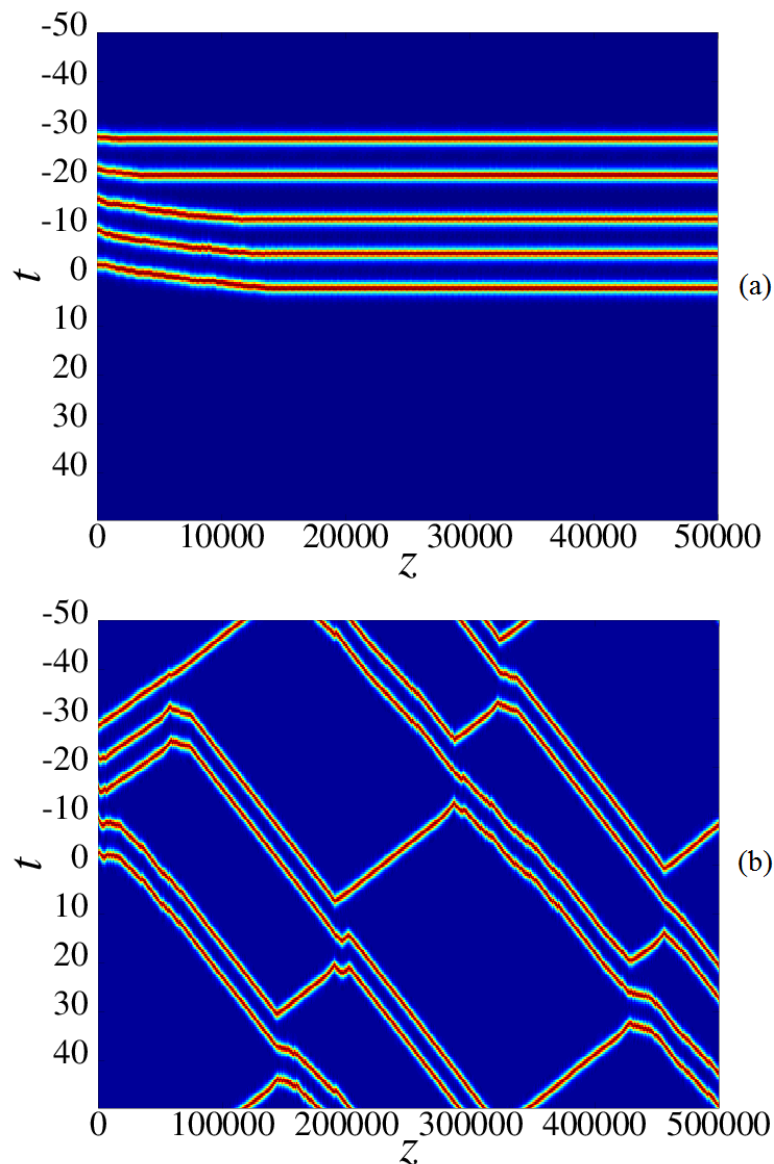


Figure 4.13 : Ajustement de la position des impulsions en fonction de l'amplitude de la source externe pour $\Delta v_0 = 0,1$. (a) $A_{cw} = 0,005$, $w = 0$. (b) $A_{cw} = 0,020$, $w = -0,0005$.

Chapitre 4 : Modélisation de l'effet d'une composante continue (cw) externe sur les interactions des solitons

Les phases individuelles de chaque solitons associées à ces distributions sont données par la figure 4.14. Dans la figure 4.14.a, les différences de phases varient linéairement tandis qu'elles varient peu avec des pics très significatifs dans la figure 14.b. Par conséquent, il n'y a donc pas de verrouillage de phase.

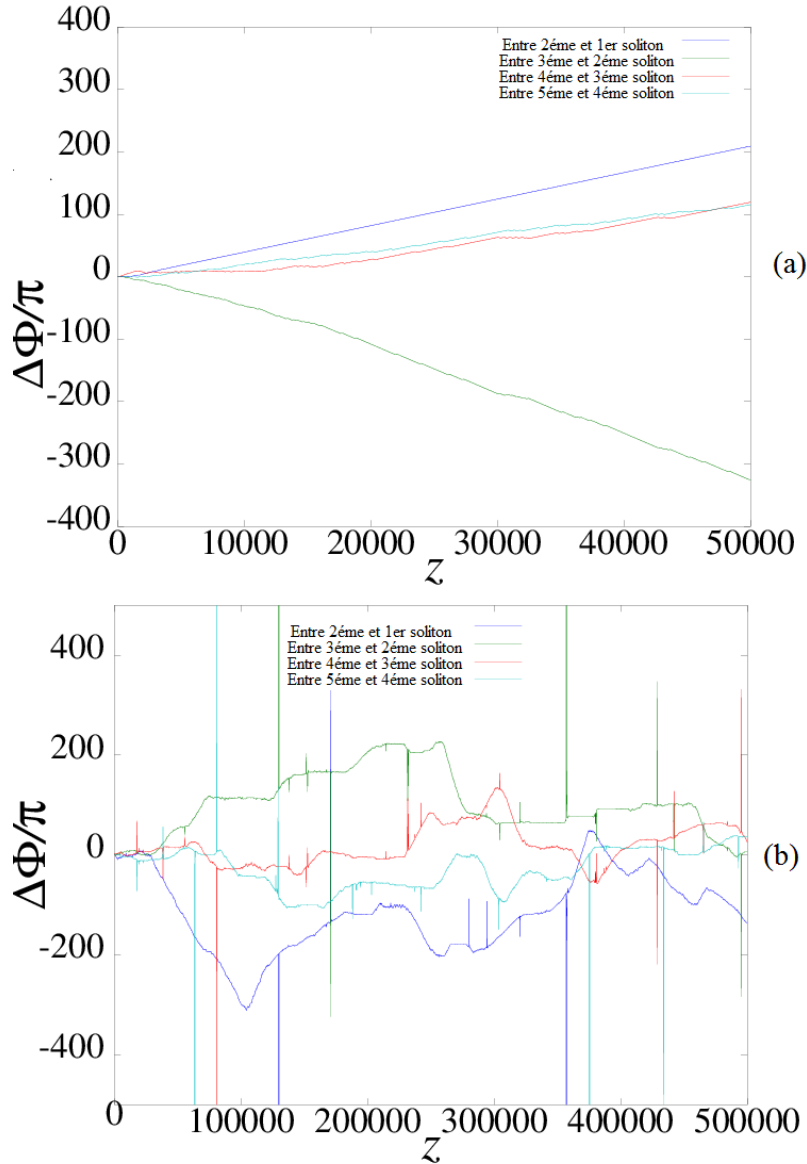


Figure 4.14 : Evolution de la phase de chaque impulsion au cours de la propagation pour $\Delta v_0 = 0,1$. (a) $A_{cw} = 0,005$. (b) $A_{cw} = 0,020$ (zoom).

Avec des amplitudes moyennement élevées (entre $A_{cw} = 0,110$ et $A_{cw} = 0,120$) : ou bien les impulsions remplissent la moitié de la boîte, elles sont alors identiques et quasi-équidistantes (verrouillées en position) ; ou bien elles occupent toute la boîte, elles sont, dans ce cas, en

mouvement d'un tour à l'autre, leurs amplitudes sont irrégulières et la séparation entre deux solitons successifs n'est pas constante.

Des exemples sont illustrés par la figure 4.15.

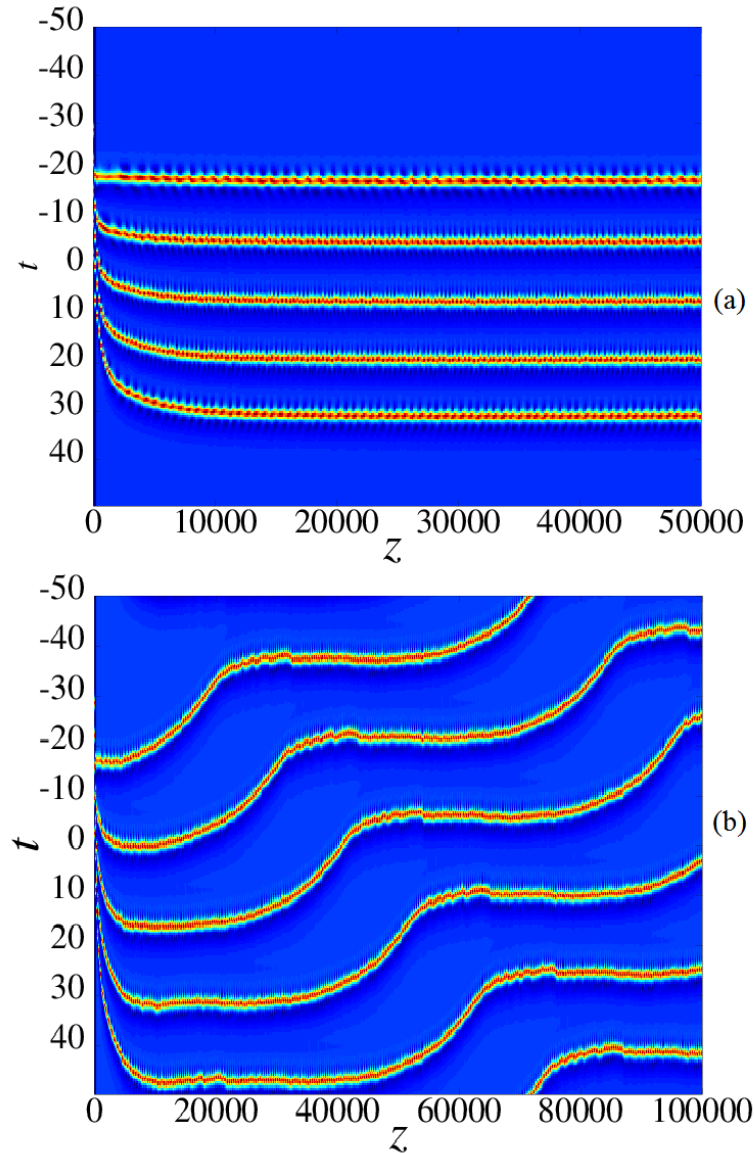


Figure 4.15 : Ajustement de la position des impulsions en fonction de l'amplitude de la source externe pour $\Delta\nu_0 = 0,1$. (a) $A_{cw} = 0,115$, $w = -0,05877$. (b) $A_{cw} = 0,120$, $w = -0,07040$.

La figure 4.16 montre l'évolution de la phase des impulsions pour $A_{cw} = 0,115$ (figure 4.16.a) et pour $A_{cw} = 0,120$ (figure 4.16.b). Comme dans les distributions ci-dessus, les différences de phases varient linéairement (figure 4.16.a) et elles oscillent parfois avec des pics significatifs. C'est-à-dire qu'il n'existe pas de verrouillage de phase entre les solitons.

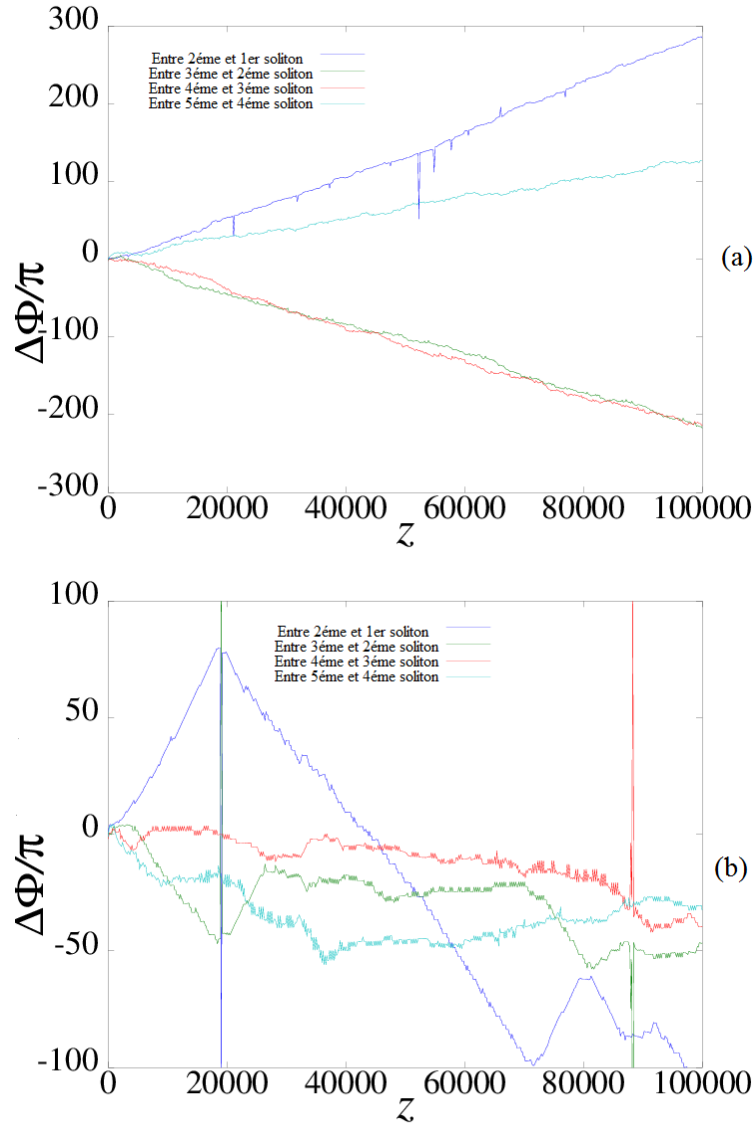


Figure 4.16 : Evolution de la phase de chaque impulsion au cours de la propagation, $\Delta\nu_0 = 0,1$. (a) $A_{cw} = 0,115$. (b) $A_{cw} = 0,120$ (zoom).

Par ailleurs, lorsque $A_{cw} = 0,125$, tout en occupant l'ensemble de la boîte de calcul, les impulsions deviennent stables, identiques et quasi-équidistantes. Toutefois, la distribution des impulsions et les séparations entre elles ne changent pas jusqu'à $A_{cw} = 0,133$. La figure 4.17 montre une telle distribution pour $A_{cw} = 0,130$. C'est le verrouillage de mode harmonique. La gigue temporelle, caractéristique du verrouillage harmonique, est assez faible mais elle est qu'en même visible.

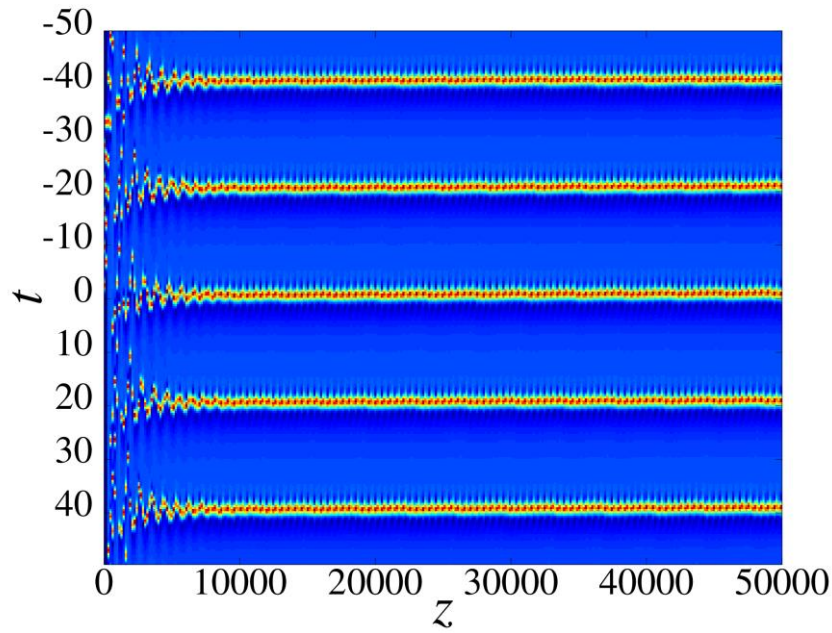


Figure 4.17 : Allure temporelle du verrouillage de modes harmonique, $\Delta\nu_0 = 0,1$,
 $A_{cw} = 0,130$, $w = +0,02755$.

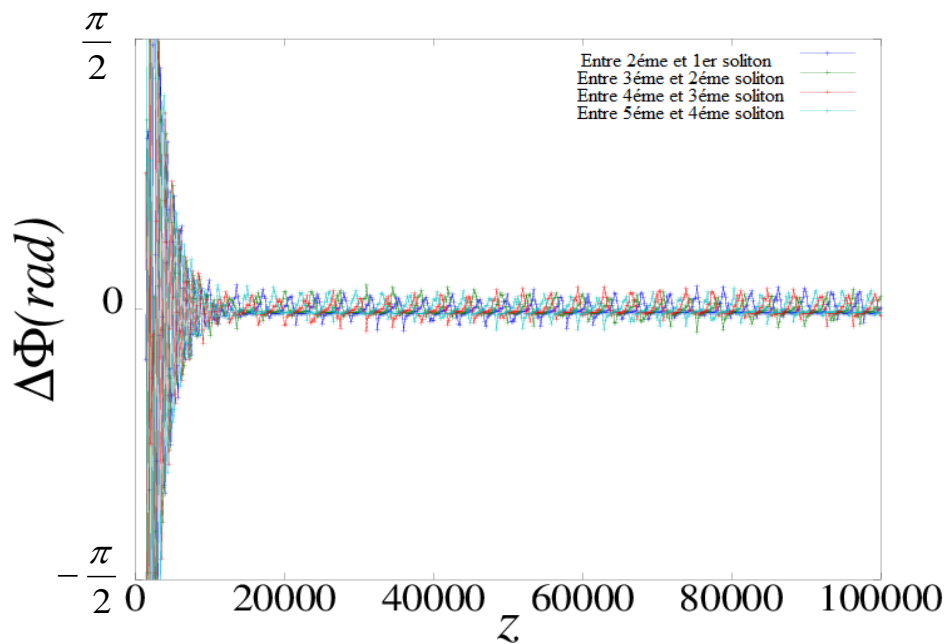


Figure 4.18 : Différence de phase entre deux impulsions successives $\Delta\nu_0 = 0,1$ et $A_{cw} = 0,130$

L'évolution de la différence de phase entre deux solitons voisins est représentée sur la figure 4.18. Une fois que le régime stationnaire s'établit, la différence entre les impulsions varie très peu, elle est presque nulle. Lorsque nous considérons les impulsions du train deux à deux,

nous constatons que leur différence de phase est quasi-identique dans le temps. Néanmoins, nous pouvons conclure que le train est constitué d'impulsions en état lié.

L'analyse des figures 4.17 et 4.18 nous renseigne que cette distribution est donc à la fois un état lié et un état en régime harmonique.

Par ailleurs, l'apparition d'une forte modulation sur le spectre optique (figure 4.19) est conforme à ce qu'on attend quand les impulsions sont cohérentes.

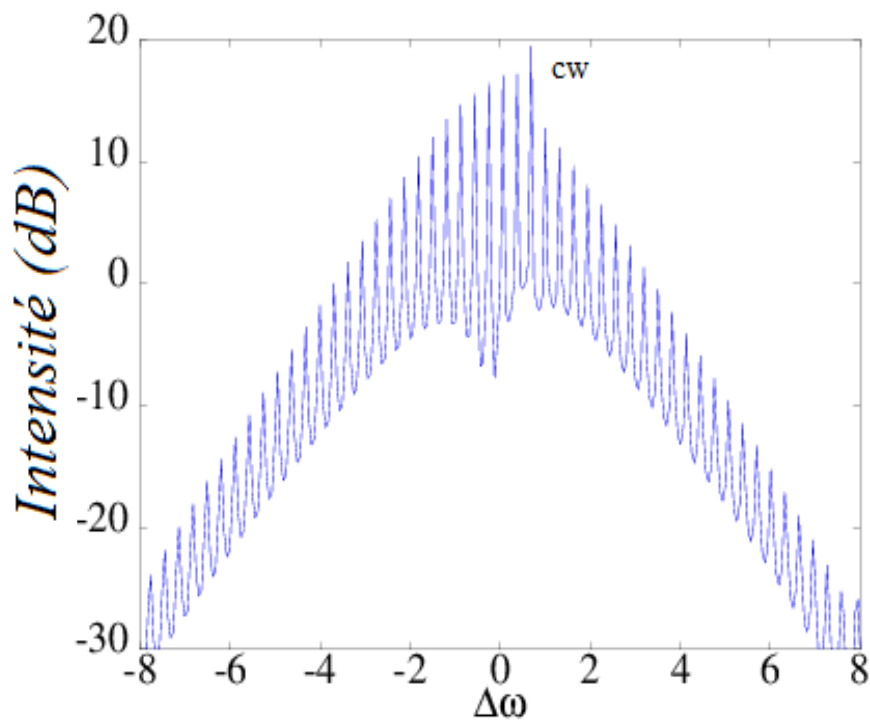


Figure 4.19 : Spectre optique du verrouillage de modes harmonique, $\Delta\nu_0 = 0,1$ et

$$A_{cw} = 0,130.$$

A partir de $A_{cw} = 0,134$, le nombre de solitons augmente dans la boîte. En effet, le nombre de solitons dans la cavité passe de 5 à 6 pour $A_{cw} = 0,134$. Ce nombre d'impulsions continue de croître avec l'augmentation de l'amplitude du signal injecté. De fait, la séparation entre les impulsions diminue également. Jusqu'à une amplitude de 0,270, ces impulsions sont régulières et équidistantes. A partir d'une amplitude 0,280, nous commençons à avoir des impulsions qui ne sont ni identiques (en amplitude), ni équidistantes. Si nous continuons d'augmenter encore l'amplitude du signal injecté, le cristal de solitons se transformera en gaz

de solitons. La figure 4.20 montre cette évolution du nombre de solitons dans la boîte lorsque le signal injecté augmente.

Dès que le nombre de solitons croît, nous sommes dans une situation où c'est le laser injecté qui fournit de l'énergie. Malgré tout, cela n'est pas la situation physique que nous étudions.

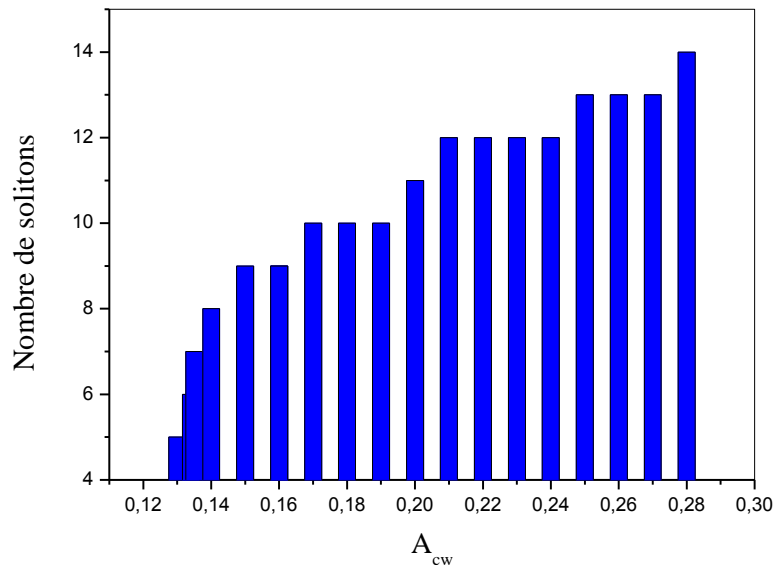


Figure 4.20 : Evolution du nombre d'impulsions en fonction de l'amplitude de la composante externe injectée.

Maintenant, nous allons fixer l'amplitude ($A_{cw} = 0.130$) du signal externe injecté. Nous balayons d'abord le désaccord de fréquence autour de $\Delta\nu_0 = 0,1$ puis nous le faisons varier sur l'ensemble des valeurs positives de décalage de fréquence.

Le verrouillage de modes harmonique des 5 impulsions apparaît entre $\Delta\nu_0 = 0,0987$ et $\Delta\nu_0 = 0,1012$. Cependant, sauf pour $\Delta\nu_0 = 0,0999$, les positions des impulsions changent fortement d'une manière répétée et presque aux mêmes endroits (z). Ceci est dû au désaccord entre la période du train (séparation entre les impulsions) et la longueur de la boîte. En effet, le désaccord entre la période propre du train d'impulsion et la longueur de la boîte numérique pourrait représenter un désaccord entre la période du train et la longueur de la cavité, mais les ordres de grandeur des longueurs de la cavité physique et numérique sont très différents l'un de l'autre. Ceci doit donc être considéré comme un effet purement numérique dû à la taille de la boîte. Malheureusement, nous n'avons pas eu de temps pour régler ce problème.

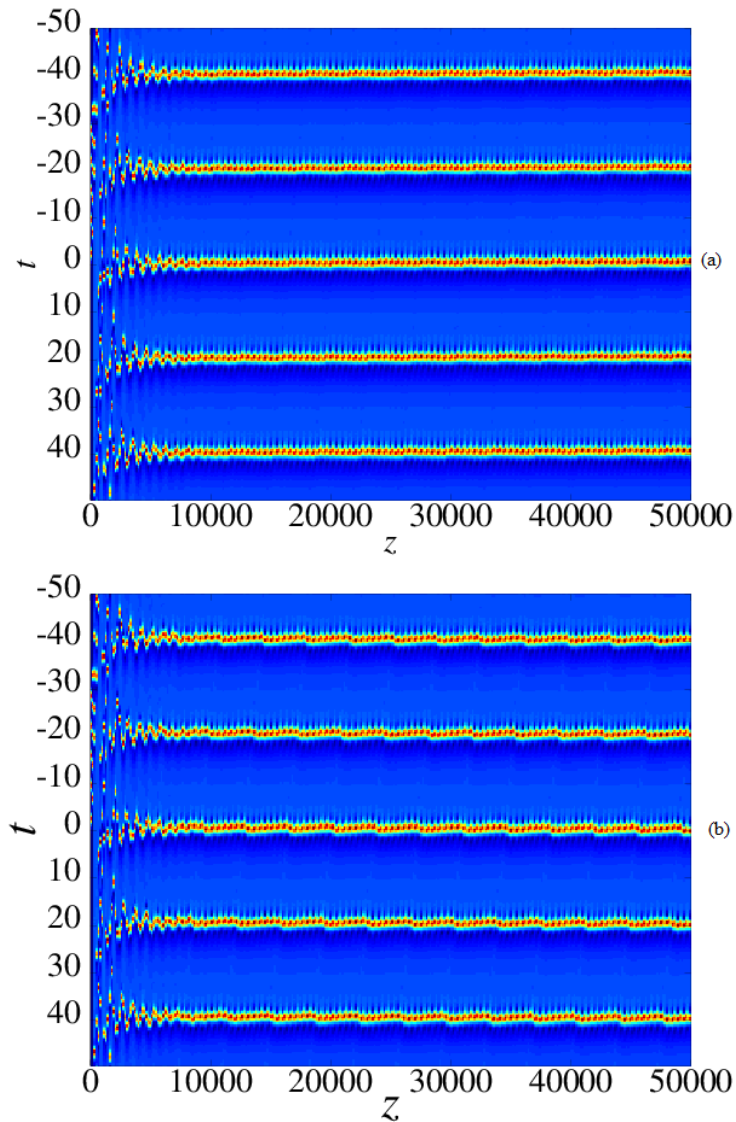


Figure 4.21 : Distribution temporelle du verrouillage de modes harmonique pour $A_{cw} = 0,130$
 . (a) $\Delta\nu_0 = 0,0999$ et $w = +0,02755$, (b) $\Delta\nu_0 = 0,1001$ et $w = +0,02758$.

Les figures 4.21.a et 4.21.b donnent des distributions temporelles pour $\Delta\nu_0 = 0,0999$ et $\Delta\nu_0 = 0,1001$ respectivement. Les vitesses de ces distributions (que nous avons compensées pour réaliser les figures) sont très proches. La vitesse n'est pas un paramètre de calcul. Ces vitesses sont $w = +0,02755$ (pour $\Delta\nu_0 = 0,0999$, la vitesse est identique à celle utilisé pour la distribution précédente : $\Delta\nu_0 = 0,1$ et $A_{cw} = 0,130$) et $w = +0,02758$ (pour $\Delta\nu_0 = 0,1001$). La séparation ente les solitons est aussi identique dans les deux cas.

La figure 4.22 donne l'allure de la différence de phase entre les impulsions pour une amplitude du signal injecté de 0,0999. Les différences de phases sont similaires au cas $\Delta\nu_0 = 0,1$ et $A_{cw} = 0,130$.

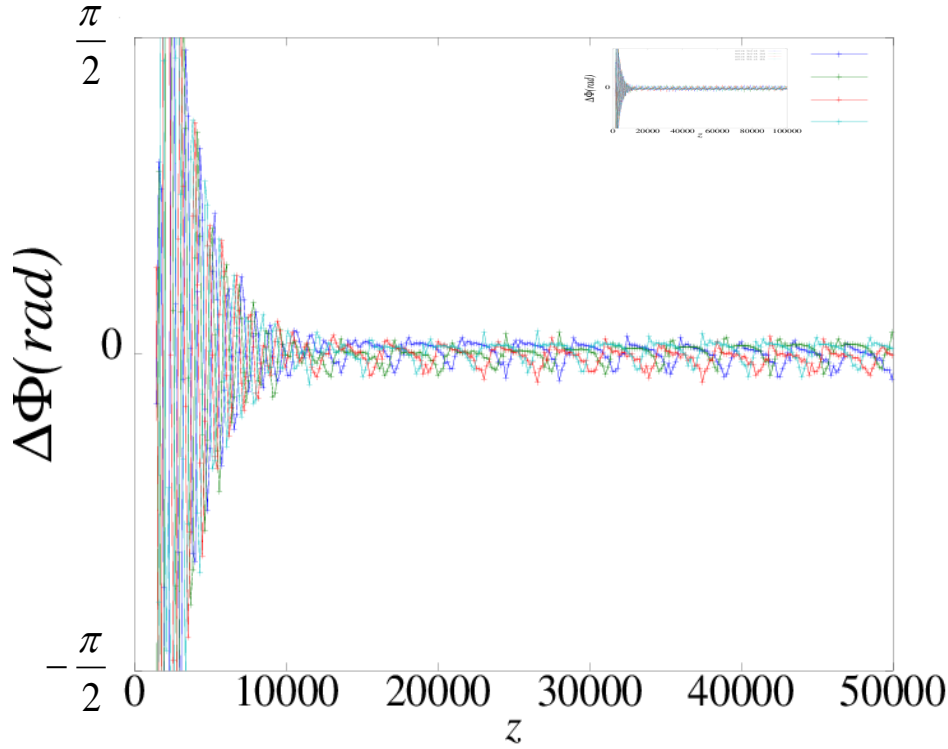


Figure 4.22 : Phase des impulsions $\Delta\nu_0 = 0,0999$ et $A_{cw} = 0,130$. (a) Différence de phase entre deux impulsions successives. (b) Zoom de (a).

Lorsque le décalage de fréquence de la composante injectée est relativement petite ($0 \leq \Delta\nu_0 \leq 0,0987$), pour une amplitude $A_{cw} = 0,130$, le nombre de solitons dans la boîte est variable. Ce nombre est soit inférieur (4 impulsions pour $\Delta\nu_0 = 0$), soit supérieur (7 à 8 impulsions pour $\Delta\nu_0 = 0,09$), ou identique ($\Delta\nu_0 = 0,06$) au nombre de solitons initial (5), on obtient les mêmes effets que pour une amplitude A_{cw} plus élevée et un décalage en fréquence $\Delta\nu_0$ plus élevé. En effet, plus on se rapproche de la résonance moins il faut de puissance injectée pour produire les mêmes effets. Notons que, la répartition des impulsions n'est pas régulière dans tous les cas.

Juste au-dessus de la plage donnant un verrouillage harmonique de 5 impulsions (entre $\Delta\nu_0 = 0,1013$ et $\Delta\nu_0 = 0,110$), nous pouvons obtenir un régime de verrouillage de modes

harmonique de 6 impulsions. Pour des décalages en fréquence $\Delta\nu_0$ relativement élevés, nous retrouvons des distributions similaires aux comportements observés en fonction de l'amplitude et également d'autres distributions. En effet, il peut arriver que le cristal de solitons se dissocie. Le nombre de solitons final est identique à celui de départ (5 impulsions). D'autre part, le nombre de solitons peut diminuer dans la cavité, ce dernier peut être 4, 3 ou 2. Une série de quelques exemples est représentée sur figure 4.23. Les impulsions sont liées en position pour $\Delta\nu_0 = 0,7$ et $\Delta\nu_0 = 1,0$ (figures 4.24.c et 4.24.d).

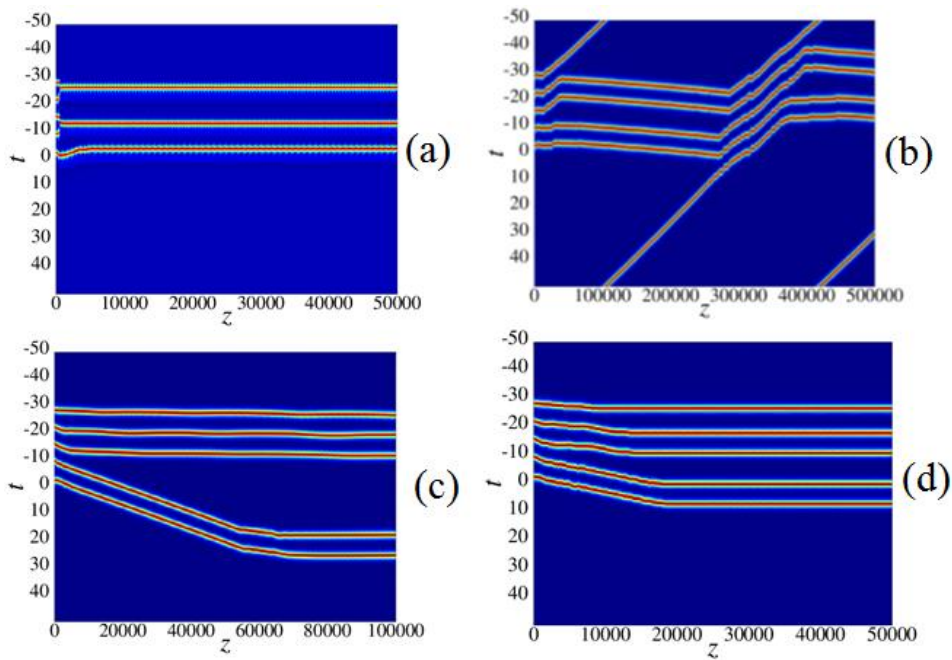


Figure 4.23 : Série de distributions temporelles pour différents désaccord de fréquence avec une amplitude fixe ($A_{cw} = 0,130$). (a) $\Delta\nu_0 = 0,2$ et $w = 0$. (b) $\Delta\nu_0 = 0,5$ et $w = +0,0024$. (c)

$\Delta\nu_0 = 0,7$ et $w = +0,0005$. (d) $\Delta\nu_0 = 1,0$ et $w = 0$.

L'évolution de la différence de phases des impulsions correspondant aux décalages de fréquence $\Delta\nu_0 = 0,2$, $\Delta\nu_0 = 0,7$ et $\Delta\nu_0 = 1,0$ est similaire à celle de la figure 4.14.a et pour $\Delta\nu_0 = 0,5$ à celle de la figure 4.14.b. Donc, dans toutes ces distributions, les impulsions ne sont pas verrouillées en phase.

4.2.3. Discussion

Nous sommes partis du constat que les solitons de l'équation CGLQ ne peuvent pas se déplacer, ce qui empêche leur mouvement perpétuel dans le cas d'un gaz de solitons, bien que ce dernier ait été observé expérimentalement dans les lasers à fibre. La question était de savoir si un signal injecté pouvait mettre en mouvement les solitons. Nous avons d'abord montré que, si son amplitude est faible, l'onde injectée induit le mouvement du soliton. Toutefois, le soliton n'est pas vraiment libre de se déplacer car sa vitesse dépend de la fréquence et de l'amplitude de l'onde cw. Cette dernière varie fortement avec la fréquence et l'amplitude du signal injecté, en particulier de fortes oscillations symétriques apparaissent pour les petites fréquences.

En corrélation avec la formation d'un grand nombre de solitons sous l'effet de la composante cw dans l'expérience, nous avons étudié l'influence du signal cw externe sur la dynamique d'un grand nombre de solitons. Nous avons considéré un cristal de solitons comme état initial (une solution stationnaire de l'équation (4.2)), en faisant varier seulement le décalage en fréquence du signal cw (A_{cw} fixé), nous avons mis en évidence la possibilité de transformer le cristal de solitons en liquide ou gaz de solitons. La distribution du train de solitons peut aussi rester un cristal de solitons ou donner lieu à un polycristal de solitons. Ceci est similaire à la transition de phase dans les états de la matière.

En conséquence, la présence du signal injecté peut induire « un mouvement brownien⁶⁸ » semblable dans un gaz de solitons. C'est donc la vitesse induite par le signal externe injecté qui est entièrement responsable de celui-ci. Cependant, les fortes amplitudes du signal externe montrent que l'interaction entre le signal cw et les impulsions est beaucoup plus complexe. En particulier, on peut s'attendre à ce que l'amplitude de l'onde externe considérée varie tout le long de la cavité. Comme nous l'avons vu, une petite variation du signal cw (amplitude ou fréquence) était en mesure de changer radicalement la vitesse des solitons. Les variations de la composante injectée changent de la même manière les solitons, et les changements qui en résultent sont apparemment aléatoires. C'est l'explication du mouvement irrégulier des solitons dans un gaz de solitons : les ondes radiatives se forment d'une manière assez erratique.

⁶⁸ Lorsque de petites particules sont dans un liquide, elles effectuent des mouvements rapides et irréguliers. C'est un phénomène découvert en 1827 par le botaniste Robert Brown. Le mouvement brownien est aussi appelé le processus de Wiener.

D'autre part, nous avons pris en compte la dynamique du gain dans notre étude. Dans ce cas, nous n'avons étudié que le régime multi-impulsionnel. Nous avons considéré un cristal qui contient un nombre réduit de solitons comme donnée initiale de la GCLQ. Ce cristal de solitons n'occupe qu'une partie de la cavité numérique. Lorsque nous fixons le décalage en fréquence de la composante externe injectée à $\Delta\nu_0 = 0,1$, nous pouvons obtenir plusieurs distributions suivant l'amplitude du signal injecté.

Pour des amplitudes faiblement et moyennement petites, soit le cristal de solitons se disloque en deux paquets, soit les solitons restent serrés dans le train d'impulsions n'occupant qu'une partie de la cavité. Pour certaines distributions, les impulsions sont verrouillées en position tandis que les phases ne le sont pas dans tous les cas. De plus, le nombre de solitons final est identique à celui de l'état initial. Donc, pour ces amplitudes, l'injection de la composante externe supprime la relation de phase qui existe entre les impulsions.

Pour des amplitudes relativement grandes, il existe un intervalle entre $A_{cw} = 0,125$ et $A_{cw} = 0,133$ où les impulsions occupent toute la cavité tout en étant presque identiques, équidistantes et liées. C'est-à-dire distribution de solitons, où coexiste à la fois un verrouillage de phase et un régime de verrouillage de modes harmonique. Par conséquent, dans cette plage d'amplitude très petite, l'injection du signal continue externe transforme l'interaction attractive responsable de l'état lié en interaction répulsive (verrouillage harmonique).

Au-delà de cette plage d'amplitude, le nombre de solitons augment dans la boîte et ces solitons n'ont pas la même amplitude. Cette augmentation du nombre de solitons est probablement due à la faiblesse de l'intensité de saturation ($I_{Sat} = 10$) que nous avons considérée dans l'étude.

En continuant d'augmenter l'amplitude du signal externe, nous obtenons un gaz de solitons.

De la même manière lorsque nous fixons l'amplitude de la composante injectée à $A_{cw} = 0,130$ (amplitude appartient à l'intervalle où le verrouillage harmonique existe), en faisant varier son décalage en fréquence, nous obtenons un ensemble de solitons similaire (et d'autres encore) et une plage de fréquences très étroite où a lieu le verrouillage de modes harmonique. De plus, il faut noter que le nombre de solitons peut éventuellement augmenter. Contrairement à l'amplitude, le nombre de solitons peut diminuer selon le désaccord de phase. Il peut décroître jusqu'à 2. Notons, que nous n'avons pas observé une situation où nous

perdons le régime multi-impulsionnel (pas très intéressant, cela dépend trop des paramètres particuliers).

Nous n'avons étudié systématiquement que les décalages en fréquence $\Delta\nu_0 \geq 0$, nous avons vérifié sur quelques exemples que les résultats obtenus pour $\Delta\nu_0 < 0$ étaient les mêmes.

4.2.4. Conclusion

Dans cette section, nous avons étudié l'effet d'une onde continue (cw) externe sur le mouvement de solitons de l'équation complexe de Ginzburg-Landau. Les résultats obtenus démontrent que l'onde continue peut induire le mouvement des solitons. Ensuite, nous avons étudié l'effet du signal cw sur le comportement collectif d'un grand nombre de solitons dissipatifs. Nous avons considéré un gain constant dans un premier temps. A partir d'un cristal, nous avons obtenu un gaz de solitons, liquide de solitons ou cristal de solitons en fonction de l'amplitude et de la fréquence de l'onde injectée. Dans un deuxième temps, nous avons pris en compte la dynamique du gain. Nous avons pris un cristal de solitons réduit, nous avons pu montrer l'existence d'un petit intervalle d'amplitude et de désaccord en fréquence dans lequel les impulsions sont cohérentes entre elles, identiques et équidistantes, remplissent toute la boîte de calcul. Il s'agit en même temps d'un état lié et d'un régime de verrouillage de modes harmonique.

4.3. Approche basée sur les équations du laser

4.3.1. Présentation du modèle dans le milieu intra-cavité uniformément réparti

Dans cette partie de l'étude, nous allons d'abord utiliser l'équation de Ginzburg-Landau complexe cubique-quintique qui décrit l'évolution du champ dans un laser à fibre en anneau unidirectionnel avec un milieu intra-cavité uniforme répartie [56], [143] :

$$\frac{\partial E}{\partial z} = gE + (D_r + iD_i)\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + (p + iq)E|E|^2 - (p_2 + iq_2)E|E|^4 + P \exp(i\delta\omega t - i\delta\kappa z), \quad (4.19)$$

Chapitre 4 : Modélisation de l'effet d'une composante continue (cw) externe sur les interactions des solitons

Comme dans l'étude de la première partie, E (où $I = |E|^2$ est l'intensité du champ), z et t sont respectivement l'amplitude du champ, la distance de propagation normalisée (le nombre de tour dans la cavité laser) et la coordonnée du temps en unité $\delta\tau = \sqrt{|\beta_2|} \frac{L}{2}$ (avec L et β_2 la longueur et la dispersion de la vitesse de groupe de la cavité) ; D_r la dispersion du gain et les pertes non-linéaires et D_i la dispersion de l'indice de réfraction ; p et p_2 sont des pertes non-linéaires cubique et quintique ($p > 0, p_2 > 0$) ; q et q_2 les non-linéarités de l'indice de réfraction. Le facteur g est l'amplification totale incluant les pertes non-linéaires. Il est défini dans l'étude précédente à l'équation (4.15). Dans cette section, nous posons $g_0 = a$ (le paramètre de la pompe), $\frac{1}{I_{sat}} = b$ (le paramètre de saturation) et $r = \sigma_0$ (les pertes non-linéaires). Le dernier terme de l'équation (4.19) décrit la polarisation du dipôle électrique dans le milieu intra-cavité qui produit le rayonnement monochromatique dans la cavité. De ce fait, nous modélisons l'onde continue injectée à l'intérieur de la cavité. Le paramètre $\delta\omega$ est le désaccord en fréquence de la porteuse du rayonnement externe à partir du centre de la bande spectrale du gain. Ici, nous allons tenir compte du vecteur d'onde du signal externe injecté qui est représenté par le paramètre $\delta\kappa$. En outre, les paramètres $\delta\omega$ et $\delta\kappa$ sont choisis de tel sorte que l'onde injectée coïncide avec la radiation d'un des modes longitudinaux du laser. De ce fait, $\delta\omega$ et $\delta\kappa$ satisfont la relation de la dispersion donnée par l'équation (4.20) qui est obtenue avec l'équation (4.19)

$$\delta\kappa = D_i (\delta\omega)^2. \quad (4.20)$$

Dans notre simulation numérique, nous avons choisi le désaccord de fréquence sous la forme suivante :

$$\delta\omega = \frac{2\pi K}{l}, \quad (4.21)$$

où le paramètre de fréquence K est un nombre entier et l représente la longueur de la boîte de calcul dans le temps.

En utilisant les équations (4.15) et (4.19), nous avons effectué la simulation numérique du laser à verrouillage de modes passif. Les paramètres de ces équations sont similaires à ceux du laser à fibre co-dopée Er/Yb verrouillé passivement en phase. Ainsi, nous avons $a = 0,3$, $b = 0,01$, $D_r = 0,2$, $D_i = 1$ (régime de dispersion anormale), $\sigma_0 = 0,5$, $p = 1$, $p_2 = 0,1$, $q = 1$ et $q_2 = 0$.

Sans le signal injecté ($P = 0$), la phase de l'état permanent, qui est obtenu après une certaine distance de propagation transitoire, croît avec la distance de propagation z . De manière similaire, en l'absence de solitons dans la cavité, la phase du signal externe injecté augmente également lorsque z croît. La croissance est linéaire et lorsque la phase du signal cw et celle du solitons sont égales, on parle dans ce cas d'accord de phase entre le soliton et le signal externe injecté. En conséquence, il se produit une interaction résonante entre le soliton et la composante externe injectée.

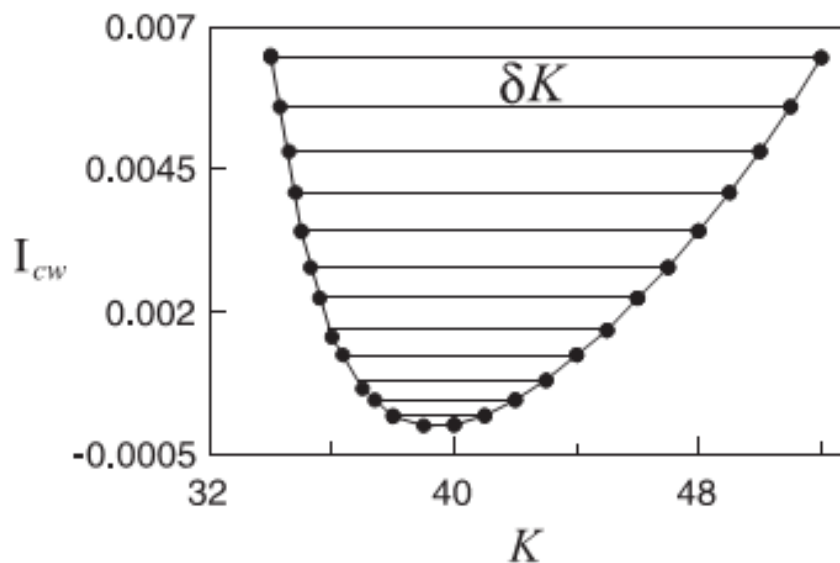


Figure 4.24 : Evolution de l'intensité du signal continu (cw) injecté en fonction de son désaccord de fréquence donnant une zone de verrouillage de phase entre le soliton isolé et la composante externe injectée.

La figure 4.24 montre une caractérisation de l'intensité I_{cw} du signal injecté en fonction de son désaccord de phase. La courbe obtenue donne les valeurs du paramètre δK de désaccord de fréquence pour lesquelles ce verrouillage de phase entre le soliton isolé et la composante externe injectée se produit à l'intérieur de la cavité. Elle correspond aux valeurs minimales de

P. Ces valeurs garantissent toujours l'existence du verrouillage de phase entre le soliton et la composante externe injectée.

Par ailleurs, l'intervalle δK du verrouillage de phase dépend linéairement de l'amplitude $|E_{cw}|$ du signal injecté comme le montre la figure 4.25.

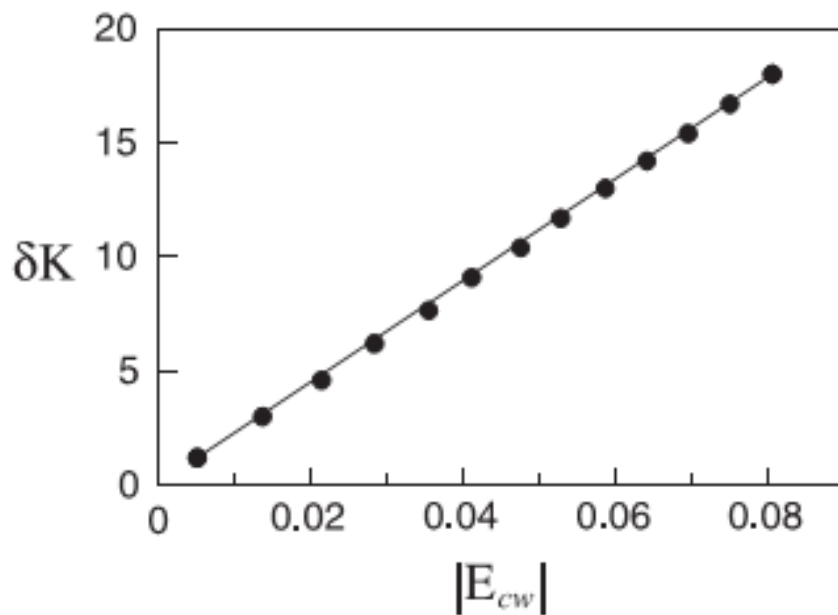


Figure 4.25 : Caractéristique de l'intervalle de fréquence δK du verrouillage de phase entre le soliton isolé en fonction de l'amplitude $|E_{cw}|$ de l'onde injectée.

Lorsque le soliton isolé, en régime permanent, et le signal injecté sont verrouillés en phase, ils forment une structure. Dans ce cas, ils se déplacent comme un ensemble d'une part et d'autre part la différence de phase de deux points quelconques du champ qui en résulte est constante. Par conséquent, la vitesse du soliton dépend des paramètres de la composante injectée. La figure 4.27 montre la variation de la vitesse inverse $\delta v = \frac{dt}{dz}$ du soliton avec la variation du paramètre de désaccord K . Nous observons un grand changement de la vitesse du soliton dans la zone où la composante injectée et le soliton sont verrouillés en phase, c'est-à-dire les valeurs de K comprises entre les points 1 et 2 sur la figure 4.26. Dans ce cas, le mouvement du soliton est une translation. Par contre, en dehors de la zone de verrouillage de phase, la différence de phase oscille. Par conséquent, la structure des ailes du soliton change périodiquement. De ce fait, le mouvement du soliton devient oscillant et le changement de la vitesse moyenne du soliton devient également petite.

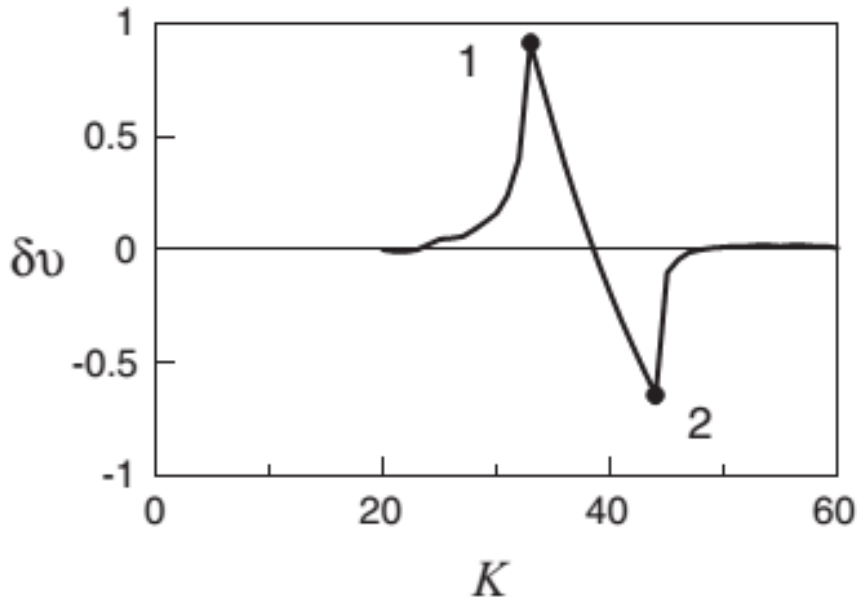


Figure 4.26 : Variation de la vitesse du soliton isolé en fonction du désaccord de fréquence K de la composante externe injectée. L'intervalle entre les points 1 et 2 correspond à la plage où le verrouillage de phase se produit entre le soliton isolé et la composante externe injectée.

Le modèle du laser avec le milieu intra-cavitaire uniformément réparti est suffisamment simple et décrit d'une façon adéquate plusieurs caractéristiques du blocage de modes passif. Cependant, ce modèle ne convient seulement que pour une interaction à courte distance. Ce modèle n'est pas adapté pour l'étude de l'interaction à longue distance en raison des ondes dispersives causées par les éléments intra-cavités localisés [141].

Dans la suite, nous allons considérer une cavité laser à fibre verrouillé passivement avec la technique de la rotation non-linéaire de la polarisation où les pertes non-linéaires sont essentiellement localisées dans la cavité.

4.3.2. Laser à fibre verrouillé en phase par la RNLP

Pour notre analyse du rôle de l'injection optique de l'onde continue (cw) externe sur le comportement des solitons dans notre laser à fibre verrouillé en phase par la rotation non-linéaire de la polarisation, nous utilisons le modèle vectoriel décrit par les équations normalisées suivantes [61], [144] :

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = gE_x + (D_r + iD_i)\frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} + iq\left(|E_x|^2 E_x + A|E_y|^2 E_x + BE_y^2 E_x^*\right) + P \exp(i\delta\omega t - i\delta k z), \quad (4.22)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = gE_y + (D_r + iD_i)\frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} + iq\left(|E_y|^2 E_y + A|E_x|^2 E_y + BE_x^2 E_y^*\right), \quad (4.23)$$

où E_x et E_y sont deux composantes orthogonales du champ électronique, $A = \frac{2}{3}$ ⁶⁹, $B = \frac{1}{3}$.

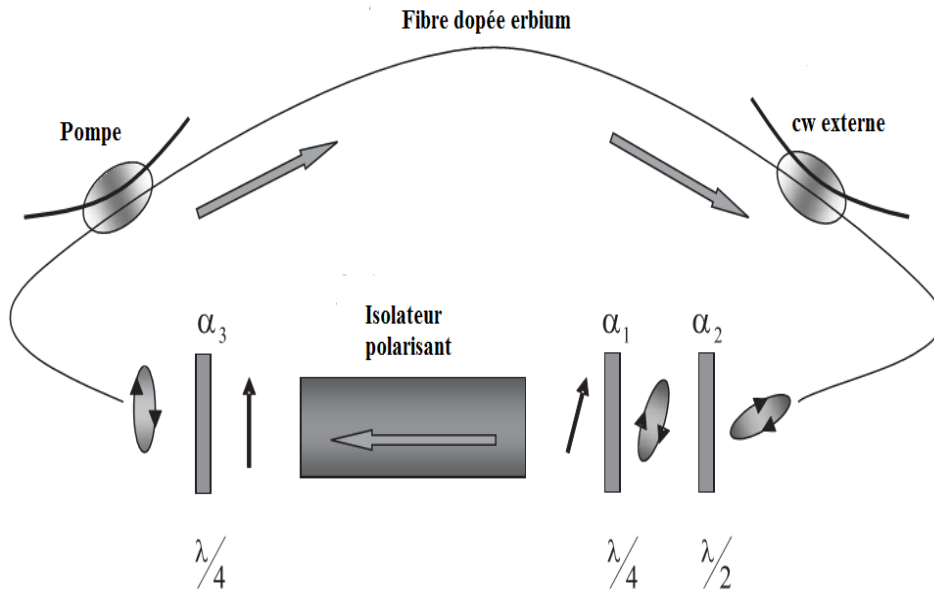


Figure 4.27 : Schéma représentant notre laser à fibre dopée erbium à verrouillage de phase par la rotation non-linéaire de la polarisation injecté d'un signal continu cw externe.

Notons ici que l'intensité du champ est $I = |E_x|^2 + |E_y|^2$ et le gain g est celui utilisé au paragraphe précédent. Comme dans l'équation (4.19), le dernier terme décrit la polarisation du dipôle électrique dans la cavité de l'onde continue externe injectée. Le signal (cw) injecté est polarisé linéairement et la direction de polarisation coïncide avec l'axe x.

Les équations (4.22) et (4.23) décrivent l'évolution du champ dans le laser à fibre en anneau unidirectionnel.

Le dispositif expérimental de ce laser en anneau est modélisé par la figure 4.27. La cavité inclut un système de contrôle des pertes non-linéaires qui permet de former des impulsions

⁶⁹ Qu'il ne faut pas confondre avec A utilisé dans la première étude où A représente dans ce cas l'amplitude du signal externe injecté.

ultra-courtes dans la cavité. Ce système contient un isolateur polarisant⁷⁰ placé entre deux lames de phase quart d'onde [61]. Ces deux lames quart d'onde sont repérées par les angles α_1 et α_3 par rapport à l'axe x et une lame de demi-onde repérée par l'angle α_2 est placée juste avant la première lame de phase quart d'onde (repérée par α_1).

Pour notre calcul numérique, nous utilisons des paramètres proches de ceux de notre cavité laser à fibre de la figure 3.1 (chapitre 3) : $a \approx 0,5$, $b = 0,02$, $\sigma_0 = 0$, $D_r = 0,1$, $D_i = 0,7$, $q = 1$, $\alpha_1 = 0,2$, $\alpha_2 = 0,4$, $\alpha_3 = -0,2$ et $l \approx 164$.

En l'absence du signal injecté ($P = 0$), le soliton est seul dans la cavité. La figure 4.29 montre l'évolution du soliton dans la cavité. La figure 4.28.a donne l'état stationnaire du soliton après un processus transitoire. Elle montre l'évolution de l'intensité et la phase du soliton en fonction du temps t . Elle montre également un piédestal avec des ailes puissantes dues aux ondes dispersives. Les ailes lointaines du solitons ont une intensité proche de zéro. La distribution du rayonnement est périodique de période $\delta z = 1$. Les oscillations du champ intra-cavité avec cette période sont dues à l'interaction du soliton avec les éléments localisés dans la cavité. Dans le cas d'un milieu intra-cavitaire uniformément réparti, ces oscillations sont absentes. La phase du champ en tout point augmente d'un tour à l'autre d'une quantité fixe. En fait, les ondes, caractérisées par l'équivalent des surfaces équiphasés⁷¹, se dirigent vers le centre de l'impulsion. Les directions de ce mouvement sont données par des flèches sur la figure 4.28.a. Cependant, la différence de phase de deux points de l'impulsion est constante d'un tour à l'autre.

Comme le soliton subit périodiquement des perturbations causées par des pertes non-linéaires localisées et divers composants intra-cavité, après chaque perturbation, le soliton émet une onde dispersive. L'interférence constructive entre les ailes du soliton forme des bandes latérales fortes au niveau du spectre optique comme le montre la figure 4.28.b et des ailes puissantes. Ces ailes résultent d'une interaction à longue portée, elles permettent la formation d'états liés stationnaires interagissant avec une forte énergie de liaison [133]. Quant aux bandes latérales, elles sont dues aux ondes dispersives. Ceci prouve bien que le laser est en régime de verrouillage de modes. Le verrouillage de mode est obtenu lorsque la différence de phase entre deux points quelconques de la distribution du champ, dont l'un se situe au centre de l'impulsion et l'autre de son aile, est constante.

⁷⁰ Dont l'axe passant est parallèle à l'axe x .

⁷¹ Elles sont réduites à des points car on est à une dimension.

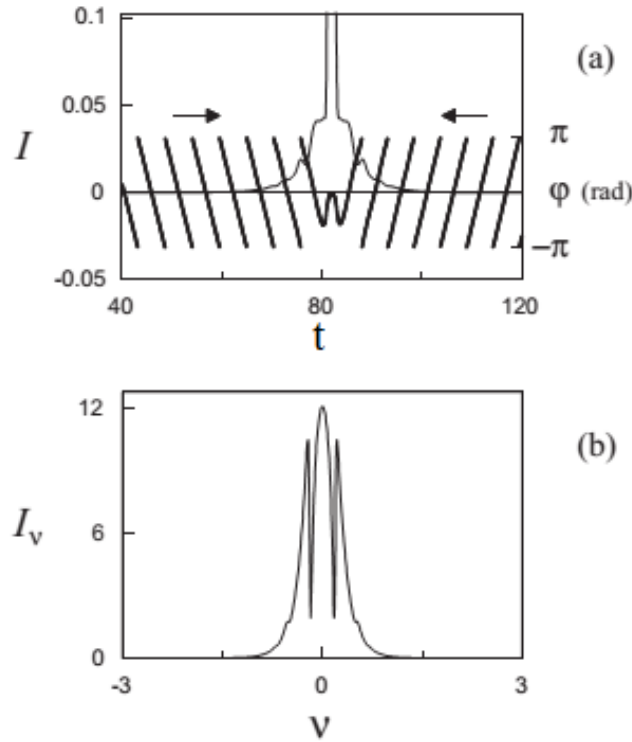


Figure 4.28 : Propagation d'un soliton sans l'injection du signal externe. (a) Distribution de l'intensité et de la phase du soliton au cours du temps. (b) Spectre optique du soliton.

A partir de l'état précédemment obtenu, nous allons maintenant injecter l'onde continue dans la cavité, c'est-à-dire résoudre l'équation (4.22) avec $P \neq 0$. De ce fait, nous choisissons la fréquence de l'onde externe injectée identique à celle d'une des résonances (bandes latérales). Dans ce cas, la distribution temporelle et le spectre optique du champ résultant sont donnés par les figures 4.29.a et 4.29.b respectivement. L'intensité $I(t)$ des ailes lointaines du soliton se rapproche de l'intensité I_{cw} du signal injecté. La distribution du rayonnement $I(t)$ se répète avec une période de $\delta z = 1$. La différence de phase entre deux points quelconques de la distribution du champ est constante. Ce qui implique le verrouillage de phase entre le soliton isolé et l'onde continue injectée à l'intérieur de la cavité. Dans ce cas, le paramètre de fréquence K du signal externe injecté correspond à la fréquence du pic de la bande latérale de droite, comme le montre la figure 4.29.b. Ceci implique que le paramètre de la fréquence de l'aile droite du soliton K_d , dû aux ondes dispersives, coïncide avec la fréquence K du signal injecté, c'est-à-dire $K_d = K$. Quant au paramètre de fréquence de l'aile gauche, nous avons $K_g = -K_d = -K$.

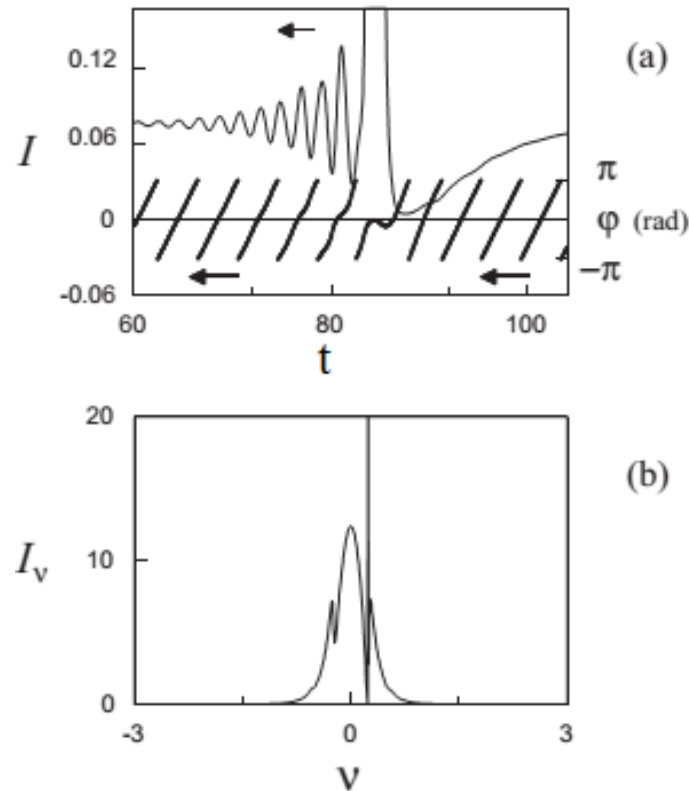


Figure 4.29 : Propagation d'un soliton dans le cas de l'injection de la composante externe. (a) Distribution de l'intensité et de la phase du champ. (b) Spectre optique du rayonnement résultant.

Au centre du soliton, la phase de ce dernier est égale à celle de l'onde injectée. D'autre part, le rayonnement dû à l'aile droite du soliton et le signal externe injecté ont le même paramètre de fréquence K mais également des vitesses de phase identiques. En outre, les deux ondes se déplacent dans la même direction. Cela conduit à une interférence destructive entre ces deux ondes. Donc, cette dernière diminue le champ de l'onde résultante à droite du soliton, comme le montre la figure 4.29.a. De même, l'onde due à l'aile gauche du soliton et l'onde injectée ont des paramètres de fréquence et de vitesse de phase identiques en valeur absolue. Les deux ondes se déplacent en sens inverse et elles forment une onde stationnaire.

Nous allons maintenant regarder l'influence de l'onde injectée sur la vitesse inverse $\delta v = \frac{dt}{dz}$ du soliton. L'évolution de l'intensité I_{cw} de l'onde injectée en fonction de la vitesse inverse du soliton est donnée par la figure 4.30. Elle montre que la vitesse inverse du soliton décroît de façon monotone avec l'intensité du signal injecté, entre les point 1 et 2 tandis

qu'elle croît monotonement entre les points 2 et 3. Le signal externe injecté et le soliton sont verrouillés en phase entre les points 1 et 3. Cependant, il n'y a pas de verrouillage de phase en dessous de l'intensité du point 1 entre le soliton et le signal externe. D'autre part, au-dessus du point 3, l'injection du signal externe fait disparaître le régime mono-impulsionnel.

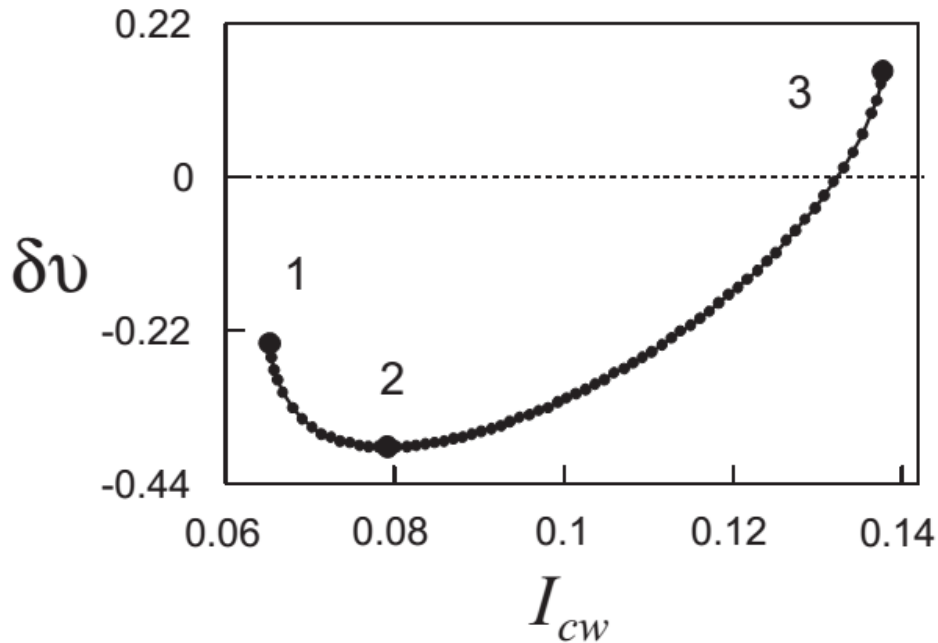


Figure 4.30 : Variation de la vitesse du soliton en fonction de l'intensité de la composante externe injectée avec $K = 40$.

Jusque-là, nous n'avons étudié que l'influence de l'onde injectée sur une impulsion, à présent nous allons considérer un régime multi-impulsionnel. Ce régime multi-impulsionnel est constitué de solitons serrés et en état lié, occupant une partie de la cavité (longueur totale : $l \approx 164$). Autrement dit, nous avons une distribution dans laquelle l'interaction entre les solitons est attractive. Avec les paramètres $K = 40$, $P = 0,1$ de l'onde injectée, l'interaction attractive entre les impulsions est transformée en une interaction répulsive au cours de la propagation du train d'impulsion. Le mécanisme de cette interaction répulsive est illustré par la figure 4.31.a.

Du fait de l'interférence destructive entre le signal injecté et les ondes dispersives de droite, l'onde externe injectée diminue après chaque soliton. De ce fait, l'onde résultante décroît d'une manière monotone de gauche à droite tout au long du train d'impulsion. L'intensité de cette onde change entre les points 1 et 2 sur la figure 4.30 où la vitesse du mouvement des impulsions dans la direction droite croît de façon monotone avec l'augmentation de l'intensité

I_{cw} . Par conséquent, la vitesse des solitons augmente de gauche à droite le long du train d'impulsion. La variation des vitesses des solitons dans le train conduit à une augmentation de la séparation entre les solitons. C'est-à-dire que cette variation conduit à une répulsion entre les solitons. Les impulsions finissent ainsi par remplir toute la cavité tout en étant équidistantes, après une distance de propagation transitoire qui est approximativement égale à 8000. De ce fait, le verrouillage harmonique des solitons est réalisé [145]. Ce régime harmonique est donné sur la figure 4.31.b. Tous les centres (pics) des impulsions ont des phases identiques.

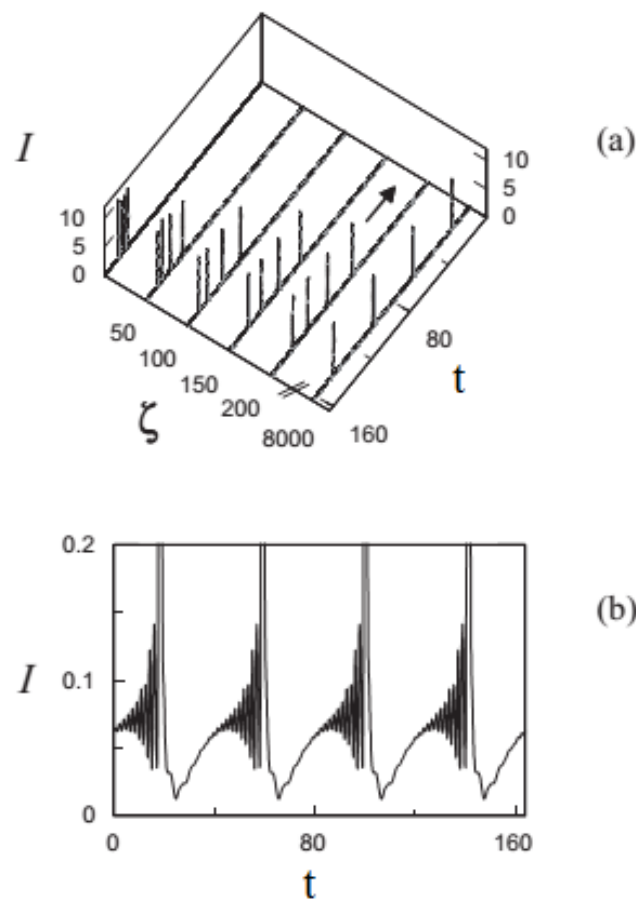


Figure 4.31 : Distribution de solitons dans la cavité à verrouillage de modes passif avec une composante continue externe injectée dont les paramètres sont $K = 40$, $P = 0,1$. (a) Evolution du mécanisme répulsif entre les solitons. (b) Zoom sur l'état d'équilibre.

Par ailleurs, en régime harmonique permanent, le rapport entre la séparation des impulsions et la largeur des impulsions est approximativement égal à 70. Ce rapport varie avec le nombre de solitons. En effet, ce rapport est de 100 pour le régime multi-impulsionnel à 3 solitons.

4.3.3. Discussion

Nous avons d'abord étudié le rôle de la composante continue externe sur l'équation maîtresse Ginzburg-Landau complexe cubique-quintique qui décrit l'évolution du champ dans un laser où le milieu intra-cavitaire est uniformément réparti. L'injection d'un signal continu externe influe effectivement sur le mouvement du soliton dans le cas de leur interaction résonante qui induit l'accord de phase entre le soliton et l'onde externe injectée. Le verrouillage de phase similaire a été étudié par Abdullaev et al [146]. Ces auteurs ont considéré l'équation de Schrödinger non-linéaire décrivant une interaction électromagnétique dans deux fibres couplées entre un soliton circulant dans une fibre et une onde continue circulant dans l'autre fibre.

Nous avons trouvé que dans un laser à fibre, la largeur de désaccord de fréquence du signal externe injecté dans laquelle le verrouillage de phase se produit est proportionnelle à l'amplitude du signal injecté. La vitesse du soliton dépend de l'intensité et son désaccord de fréquence de l'onde injectée. Ce modèle avec le milieu intra-cavité uniformément réparti décrit seulement l'interaction entre les solitons à courte distance.

Ensuite, nous avons considéré une étude dans une cavité laser avec des pertes localisées non-linéaires dues à la rotation non-linéaire de la polarisation. Lors de sa propagation dans la cavité, le soliton interagit de manière périodique avec les éléments localisés de la cavité. De ce fait, le soliton émet des ondes dispersives. Ces ondes dispersives résonantes interagissent à leur tour avec le soliton pour former de puissantes ailes étendues. Ces dernières forment de grandes bandes latérales étroites sur le spectre optique. L'interaction résonante de l'onde injectée avec le soliton se produit seulement lorsque le désaccord de fréquence du signal injecté se situe dans la bande latérale du spectre du soliton. D'autre part, l'interaction résonnante du signal injecté et l'aile du soliton produit une onde continue résultante qui change le mouvement des autres solitons. En effet, la composante injectée et l'aile dispersive du premier soliton forment une interférence destructive. Ceci conduit à une variation monotone de l'intensité de la composante résultante tout au long de la cavité. Cette onde continue résultante change la vitesse du deuxième soliton et conduit à la répulsion entre ces solitons.

Dans cette partie de l'étude numérique, comme dans la première partie de ce chapitre et dans l'expérience rapportée au chapitre 3, nous avons transformé un régime de solitons en état lié en un régime de verrouillage harmonique en injectant un signal continu externe. Cette transformation se traduit par une interaction répulsive entre les solitons. Cela signifie que nous pouvons donc contrôler l'interaction à longue portée.

Dans cette étude, nous avons également remarqué que la plage du désaccord de fréquence, dans laquelle le verrouillage de modes harmonique existe, est étroite (à peu près 1 % de la largeur de la bande spectrale de gain). Ceci est compatible avec les résultats expérimentaux reportés au chapitre 3 et l'étude théorique de la première partie de ce chapitre.

4.3.4. Conclusion

En résumé, nous avons étudié numériquement l'injection d'une composante continue externe sur un laser à fibre uniformément réparti d'une part et d'autre part sur un laser verrouillé en phase par la rotation non-linéaire de la polarisation. Dans les deux cas, la vitesse du soliton dépend de l'amplitude et la fréquence du signal externe injecté. Nous avons également constaté que lorsque la fréquence de la composante injectée coïncide avec celle des ondes dispersives émises par les solitons, il se produit un mécanisme de contrôle des interactions à longue distance. Dans ce cas, une interférence se produit entre les ondes dispersives et la composante injectée. Ainsi, une interaction répulsive de longue portée se produit entre les solitons. Par conséquent, nous assistons au verrouillage de mode harmonique.

4.4. Conclusion

Suite à nos observations expérimentales du chapitre 3, où nous avons montré la possibilité de contrôler les distributions de solitons dans une cavité laser par une onde continue externe, nous avons considéré dans cette étude deux modèles numériques pour décrire l'effet de l'injection de cette composante externe sur les distributions des solitons.

D'abord, nous avons considéré un modèle scalaire distribué basé sur l'équation de Ginzburg-Landau complexe cubique-quintique (CGLQ). Dans un premier temps, nous avons choisi un gain constant dans la CGLQ. Les résultats que nous avons obtenus montrent que la

Chapitre 4 : Modélisation de l'effet d'une composante continue (cw) externe sur les interactions des solitons

composante externe injectée est capable d'induire un mouvement relatif d'un soliton individuel ou de solitons. Lorsque nous passons à une distribution d'un grand nombre de solitons, la composante externe injectée conduit, en fonction de son amplitude et de son désaccord de fréquence, à l'observation d'un gaz de solitons, d'un liquide de solitons ou d'un cristal de solitons ou d'un polycristal de solitons.

D'autre part, nous avons tenu compte de la dynamique du gain dans notre étude. Nous avons choisi une donnée initiale de la CGLQ, un cristal de solitons remplissant initialement une partie de la boîte de calcul. Notre étude montre l'existence d'une plage étroite d'amplitude et de désaccord de fréquence de l'onde externe injectée où les solitons (tout en gardant le même nombre d'impulsions que l'état initial) sont liés en phase et en position. Cette distribution correspond au régime de verrouillage de modes harmonique.

Ensuite, nous avons considéré un modèle vectoriel de l'équation de Ginzburg-Landau complexe cubique-quintique (CGLQ) plus proche de notre cavité laser. C'est-à-dire un modèle qui tient compte du verrouillage de modes passif par la rotation non-linéaire de la polarisation. Par conséquent, ce modèle considère le mécanisme de verrouillage de modes par la rotation non-linéaire de la polarisation. Comme avec le premier modèle, dans cette partie, nous avons étudié la propagation et les interactions d'un soliton individuel mais également d'un grand nombre de solitons. Lors de leur propagation, les solitons créent des ondes dispersives qui se manifestent par des bandes latérales sur le spectre optique. L'étude montre aussi l'existence d'un phénomène de résonance entre la fréquence de la composante externe injectée et celles des bandes latérales spectrales dues aux ondes dispersives qui sont créées lors de la propagation des impulsions. Ce phénomène induit une interaction répulsive entre les solitons qui étaient initialement liés et étroitement espacés. Cette interaction à longue portée conduit à une réparation des impulsions tout au long de la cavité. Ces dernières sont identiques et équidistantes. Autrement dit, c'est un régime de verrouillage de modes harmonique.

En somme, cette étude théorique confirme bien que l'injection d'une composante continue externe joue un rôle important dans la cavité. Comme dans l'expérience du chapitre 3, l'injection du signal externe a permis de transformer les états liés en régime de verrouillage de modes harmonique. C'est dire que la composante externe a permis de changer des interactions attractives en des interactions répulsives à longues distances. En outre, lorsque les paramètres de la composante externe (intensité et désaccord en fréquence) sont bien choisis,

Chapitre 4 : Modélisation de l'effet d'une composante continue (cw) externe sur les interactions des solitons

l'injection de la composante continue permet également de contrôler ces interactions répulsives.

Deuxième partie : Le miroir à boucle non linéaire (NOLM)

Chapitre 5 : Etats multi-solitoniques dans le laser NOLM

5.1. Introduction

Les lasers à fibre double gaine dopée Er/Yb ont montré leur capacité à émettre des impulsions multiples ultra-courtes aussi bien en régime de dispersion normale qu'anormale. Des centaines voire des milliers d'impulsions peuvent en effet coexister dans la cavité en utilisant par exemple l'évolution non-linéaire de la polarisation (RNLP) ou les lasers à fibre en forme de huit (L8F). La coexistence des impulsions produit des dynamiques complexes et variées à l'intérieur de la cavité. Les impulsions peuvent être soit organisées soit désorganisées dans une partie de la cavité, soit réparties tout au long de la cavité soit regroupées dans un paquet ou plusieurs paquets.

Amrani *et al.* [18] ont étudié expérimentalement les comportements collectifs des impulsions à l'intérieur d'une cavité laser à fibre à verrouillage de modes passif par la rotation non linéaire de la polarisation. Les auteurs ont reporté entre autre un gaz de solitons, un liquide de solitons, un poly-cristal de solitons et un cristal de solitons. De plus, ces distributions semblent être indépendantes de la configuration de la cavité. En effet, Amrani *et al.* [19] ont retrouvé certains de ces comportements collectifs (gaz de solitons, liquide de solitons et cristal de solitons) dans un laser en forme de huit avec le miroir à boucle non-linéaire amplificatrice.

D'autre part, la dynamique de la pluie de solitons est observée dans les lasers à fibre verrouillés en phase aussi bien par la rotation non-linéaire de la polarisation en régime de dispersion anormale [147] et normale [148], [149] que par le laser en forme de huit en régime de dispersion anormale (cf résultats du chapitre 6).

Tous ces résultats renforcent l'idée de l'universalité du comportement collectif des solitons dans le laser à fibre. Ces états solitoniques ne dépendent pas du mécanisme exact de verrouillage de modes mais plutôt des types d'interactions entre les solitons. Comme le laser en forme de huit offre deux variantes, nous avons réalisé un laser à fibre double gaine co-dopée Er/Yb verrouillé en phase par le miroir à boucle non-linéaire (NOLM). L'objectif de ce chapitre est ainsi de retrouver des dynamiques multi-impulsions observées dans les configurations NALM et RNLP. Nous ferons d'abord un bref état de l'art des lasers en forme de huit. Ensuite, nous présenterons les résultats obtenus.

5.2. Laser en forme de huit (F8L) : état de l'art

Depuis que Doran et Wood [43] ont proposé l'idée du NOLM en 1988, le miroir optique à boucle non-linéaire a été largement étudié expérimentalement et théoriquement [29], [150]–[160]. Ceci a permis de proposer plusieurs applications au miroir optique à boucle non-linéaire. Citons par exemple, un démultiplexage tout optique [161], une porte logique XOR⁷², une conversion de longueur d'onde [161]–[163] et des cavités lasers à fibre en forme de huit [28], [164]–[170].

Les lasers à fibre en forme de huit avec un NOLM sont utilisés dans l'effet de filtrage en longueurs d'onde, la mesure de la torsion et l'émission de plusieurs longueurs d'onde [171]–[176]. Les F8Ls verrouillés en phase par un miroir optique à boucle non-linéaire sont également utilisés pour générer des régimes impulsions. Le déphasage non-linéaire, dû à l'auto-modulation de phase, des deux ondes en sens opposé dans un NOLM permet en effet un raccourcissement des impulsions à la sortie du coupleur qui relie le NOLM et la deuxième boucle. Les impulsions de fortes intensités sont alors transmises tandis que celles avec de faibles intensités sont réfléchies.

Un régime mono-impulsionnel d'une durée de 0,7 ps avec une puissance moyenne de sortie de 3,5 mW pour une puissance de la pompe de 100 mW est reporté dans un laser à NOLM [164].

Ai *et al.* [177] ont réalisé un laser à fibre dopée Er en forme de huit à verrouillage de modes passif avec le NOLM en insérant un coupleur variable dans la boucle NOLM et un segment de fibre non-linéaire (NLF⁷³). Du fait des effets non-linéaires présents dans la fibre, les auteurs ont obtenu des impulsions stables. En effet, ils observent des impulsions rectangulaires stables avec un faible taux de répétition (200 KHz). Par ailleurs, ils constatent que la largeur de l'impulsion à la sortie du laser dépend du taux de couplage du coupleur variable. Avec un couplage de 60%, la durée d'impulsion est de 16 ns puis cette dernière croît avec l'augmentation du couplage jusqu'à atteindre 47 ns pour un taux de couplage de 85%. La durée d'impulsion reste constante pour des couplages supérieurs à 85%. D'autre part, dans le but d'obtenir des impulsions les mêmes auteurs insèrent dans la cavité un bout de fibre monomode standard. De ce fait, ils finissent par obtenir un régime multi-

⁷² XOR : eXclusive OR ou bien la fonction OU exclusive qui est un opérateur logique d'algèbre de Boole.

⁷³ Nonlinear Fiber. Elle est utilisée pour réduire le taux de répétition des impulsions.

impulsionnel avec un taux de répétition de 100 KHz. En effet, ils observent un train de quatre impulsions regroupées stables.

De leur côté, Zhao *et al.* [178] ont étudié numériquement et expérimentalement le comportement d'un laser à fibre dopée Yb en forme de huit avec le NOLM en régime de dispersion normale. Ils ont obtenu des impulsions de 300 fs avec une énergie élevée de l'ordre de 8 nJ. Des impulsions de 207 fs avec une puissance moyenne de 1,2 mW à 1036 nm ont été produites dans un laser à fibre dopée ytterbium verrouillé en phase par un NOLM [179].

Bien que le NOLM avec un coupleur asymétrie soit le plus utilisé, il souffre d'un problème de fuite de certaines ondes continues (cw) et d'un bruit de fond continu de l'ASE. Pour supprimer l'onde cw et le bruit de l'ASE, Wong et ses collègues [180] ont utilisé un coupleur central symétrique. En outre, les auteurs ont inséré dans la boucle NOLM deux fibres SMF et DSF ayant des propriétés de dispersion différente. Ainsi, la dispersion est déséquilibrée dans la boucle NOLM. Par conséquent, la différence de dispersion entre ces deux fibres (SMF et DSF) brise la symétrie du NOLM. Une telle configuration est appelée DI-NOLM⁷⁴ (miroir optique à boucle non-linéaire à dispersion-déséquilibrée). Dans le travail de Wong *et al.*, la boucle DI-NOLM est un filtre non-linéaire d'impulsions. Ce filtre raccourcit et transmet l'impulsion incidente et réfléchit l'onde cw. Les auteurs ont mesuré une réduction de 22 dB de l'onde cw.

Peu de temps après, d'autres lasers à fibre en forme de huit avec le DI-NOLM ont été réalisés [181], [182]. Des impulsions ultra-brèves en état lié, d'une durée de 103 fs avec une séparation de 585,5 fs, ont été observées dans un laser à fibre dopée erbium en forme de huit basé sur le DI-NOLM [183].

Pour réaliser un DI-NOLM, en plus d'un coupleur central symétrie, il faut introduire aussi dans la boucle NOLM deux ou trois fibres avec des propriétés de dispersion différente. Au lieu d'utiliser deux ou trois fibres avec des propriétés différentes dans la boucle NOLM, Seong *et al.* [184] ont placé un atténuateur de façon asymétrique dans la boucle NOLM d'un laser en forme de huit. Ils réalisèrent ainsi la première cavité en forme de huit avec un miroir optique à boucle non-linéaire à atténuation-déséquilibrée AI-NOLM⁷⁵. Dans leur travail, Seang *et al.* ont utilisé une fibre DSF dans la boucle NOLM et ont placé un atténuateur juste

⁷⁴ Dispersion-Imbalanced Nonlinear Optical Loop Mirror.

⁷⁵ Attenuation-Imbalanced Nonlinear Optical Loop Mirror. Notons que l'idée vient de Wong *et al* [25]. Les auteurs ont démontré théoriquement et expérimentalement l'atténuation-déséquilibré dans un miroir à boucle non-linéaire permet de mettre en forme d'impulsion, en particulier la suppression de piédestal.

après le coupleur 50% qui bloque plus le bruit de fond de l'ASE et un signal cw qu'un coupleur asymétrique. Ils ont généré un train d'impulsions stables avec un taux de répétition de 1,5 MHz. La durée d'impulsion est de 296 fs.

Une autre variante du miroir optique à boucle non-linéaire est le miroir à boucle non-linéaire amplificatrice (NALM⁷⁶). Ce dernier est introduit en 1990 par Fermann *et al.* [49]. En effet, Fermann et ses collègues ont placé d'une manière dissymétrique une fibre dopée néodyme comme milieu actif dans la boucle NOLM avec un coupleur symétrique. L'emplacement de la fibre dopée permet, alors, d'induire une asymétrie de la boucle NOLM. Par la suite, Duling réalise un laser à fibre dopée erbium en forme de huit par le NALM [185]. C'est Duling qui a nommé ce type de cavité L8F (Figure Eight Laser). Puis, le verrouillage de modes des lasers à fibre L8F par le NALM a été de plus en plus utilisé [128], [186]. En outre, des impulsions ultra-courtes de forte énergie ont été observées dans les F8Ls verrouillés en phase par le NALM [42], [59], [79], [187]–[189]. En insérant une fibre FMAS⁷⁷ dans la boucle NALM, Bahloul *et al.* ont numériquement généré deux solitons liés dans un L8F [190].

Amrani *et al.* [19] ont étudié des comportements des multi-solitons dans un laser à fibre verrouillé passivement en phase par le NALM. En effet, Amrani et ses collègues ont réussi à générer dans une cavité plusieurs solitons avec des distributions analogues aux états de la matière. Les auteurs ont également observé dans un laser en forme de huit basé sur le NALM une distribution de solitons où un état solide (cristal) et un état liquide s'arrangent d'une manière alternée dans le paquet d'impulsion [20].

Le régime harmonique a également été observé dans les lasers à fibre basés sur le NALM. La 32^{ème} harmonique avec un taux de répétition de 182 MHz a été rapportée par Seong *et al.* [191]. De même, Chen *et al.* [192] ont observé un verrouillage de modes harmonique dans un laser à fibre basé sur le NALM avec un amplificateur optique à semi-conducteur. Les auteurs ont rapporté 1202 impulsions correspondant à un taux de répétition de 12,02 GHz avec une puissance moyenne à l'intérieur de la cavité de 46 mW.

⁷⁶ Ce dernier est plus utilisé que les DI-NOLM et AI-NOLM.

⁷⁷ Fibre Microstructurée Air Silice.

5.3. Montage expérimental

Le dispositif expérimental est représenté sur la figure 5.1. C'est une cavité en forme de huit à verrouillage de modes passif par le NOLM. Un coupleur fibré 80/20% relie la boucle en anneau unidirectionnelle (BU) et le miroir à boucle non-linéaire (NOLM). La recombinaison des impulsions à travers le coupleur après chaque tour de cavité conduit à un raccourcissement des impulsions dans la BU. Le blocage de mode se fait par la transmission de fortes intensités et par la réflexion de faibles intensités par le NOLM.

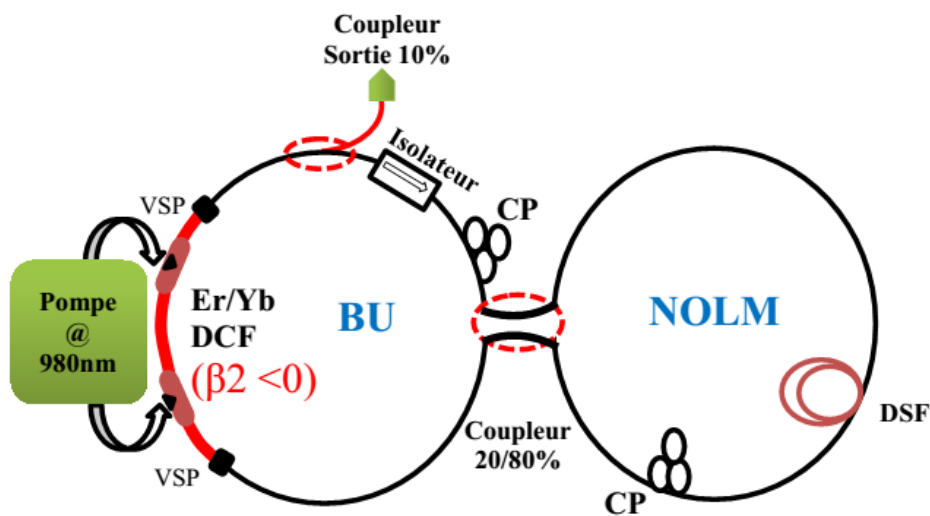


Figure 5.1 : Le dispositif expérimental.

La boucle unidirectionnelle contient le milieu actif (amplificateur) qui est constituée d'une fibre double gaine (DCF) co-dopée erbium/ytterbium longue de 2,90 m ($\beta_{2DCF} = -0,0247 \text{ ps}^2 / \text{m}$), pompée par une diode à 980 nm d'environ 4 W et d'un isolateur optique indépendant de l'état de la polarisation. La BU est constituée également de quelques tronçons de fibre standard SMF28, d'un contrôleur de polarisation (CP) et un coupleur de sortie permettant de récupérer 10% du signal circulant dans la cavité.

Le NOLM est composé d'un contrôleur de polarisation (CP), de 2,5 m de fibre à dispersion décalée (DSF) et de tronçons de fibre standard SMF28. La DSF est choisie pour compenser légèrement la dispersion totale de la cavité, cette dernière est anormale ($\beta_{2T} \times L_T = -0,05 \text{ ps}^2$). La longueur totale de la cavité est de 20,54 m, ce qui correspond à une période de 99,64 ns par tour de cavité.

5.4. Distributions de solitons : résultats expérimentaux

5.4.1. Gaz de solitons

En fixant la puissance de pompage à 2 W, nous avons ajusté les contrôleurs de polarisation et nous voyons sur l'oscilloscope un état qu'on observe fréquemment et facilement dans les lasers à fibre verrouillés passivement en phase. Il s'agit du gaz de solitons [18]. Dans cette dynamique, les solitons sont en mouvement et occupent toute la cavité.

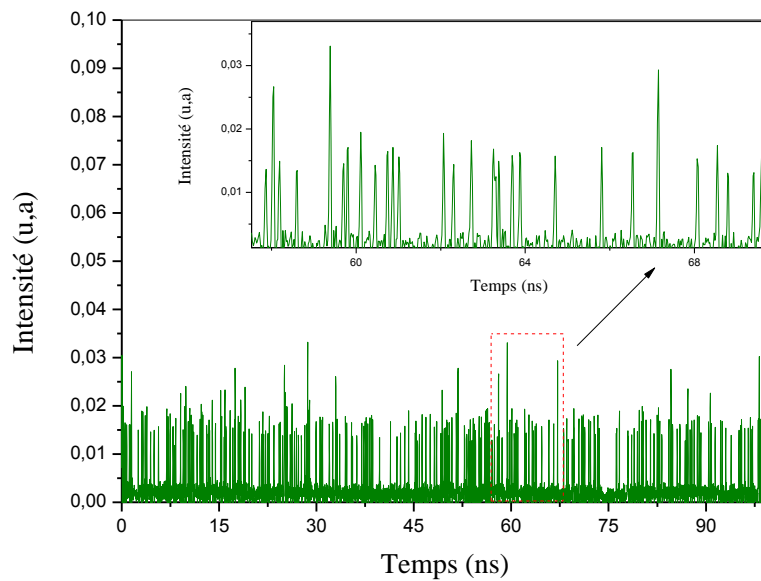


Figure 5.2 : Allure temporelle à un instant d'un gaz de solitons.

La figure 5.2 montre la distribution temporelle à un instant donné. Le spectre optique correspondant est donné par la figure 5.3. Il ne présente pas de modulation. Cela veut dire qu'il n'y a aucune cohérence entre les impulsions. La trace d'autocorrélation est donnée par la figure 5.4. Elle montre un pic de cohérence avec un piédestal qui est dû au mouvement des solitons. L'absence d'autres pics sur la trace d'autocorrélation suggère que les distances entre les impulsions sont grandes. Par conséquent, cela veut dire que les interactions entre les impulsions sont faibles.

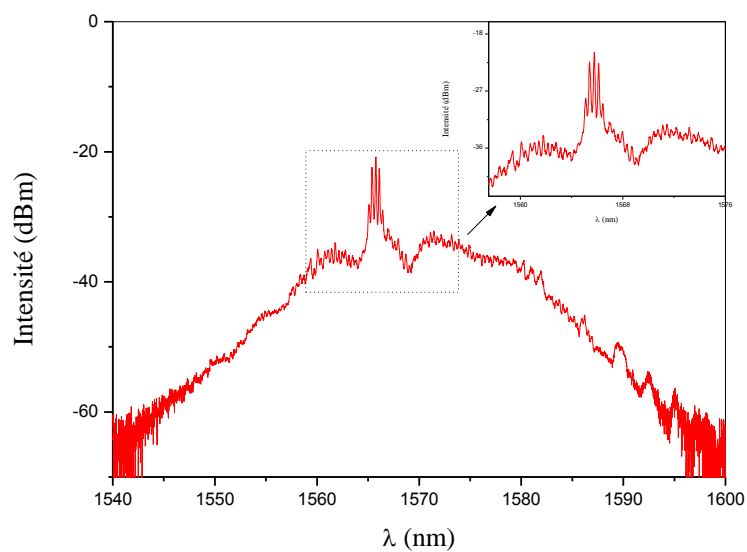


Figure 5.3 : Spectre optique d'un gaz de solitons.

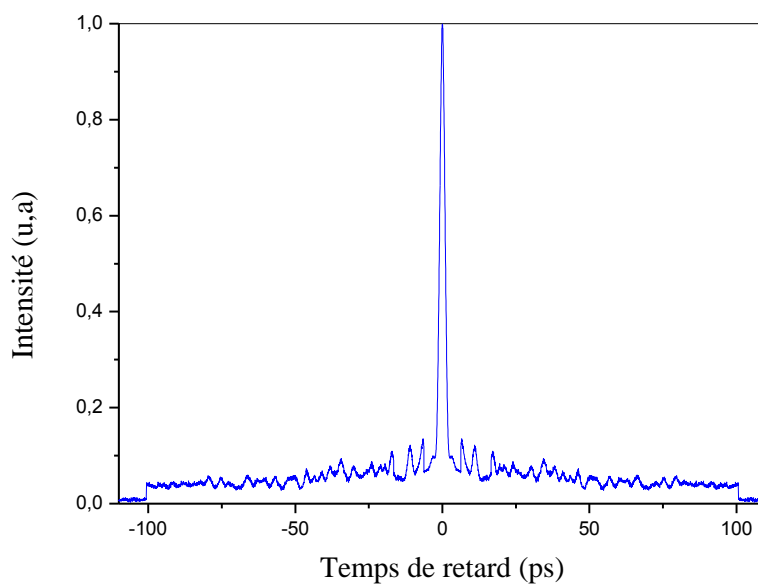


Figure 5.4 : Autocorrélation du gaz de solitons.

5.4.2. Liquide de solitons

En gardant la même puissance de pompage que dans l'état précédent, nous avons ajusté les contrôleurs de polarisation des deux boucles. Nous obtenons une dynamique où les impulsions sont regroupées au sein d'un paquet en phase condensée d'une largeur de 3,2 ns. La figure 5.5 présente la distribution temporelle de solitons de cet état.

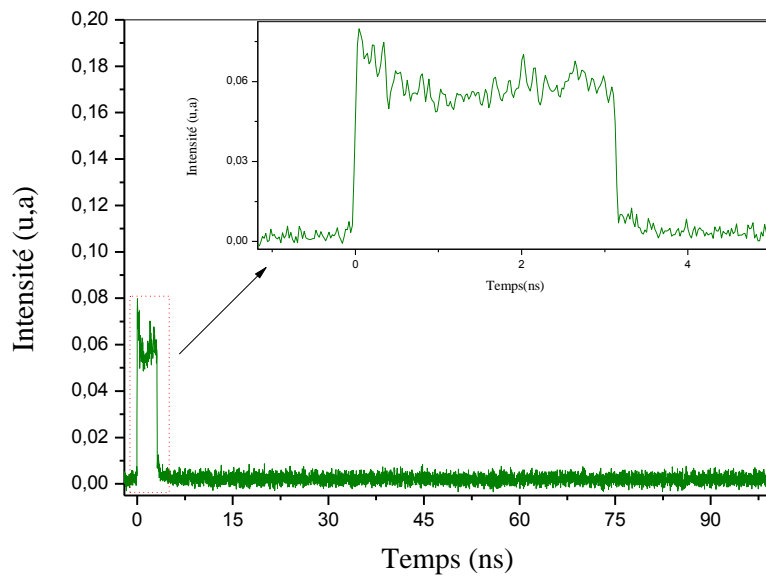


Figure 5.5 : Trace temporelle d'un liquide de solitons.

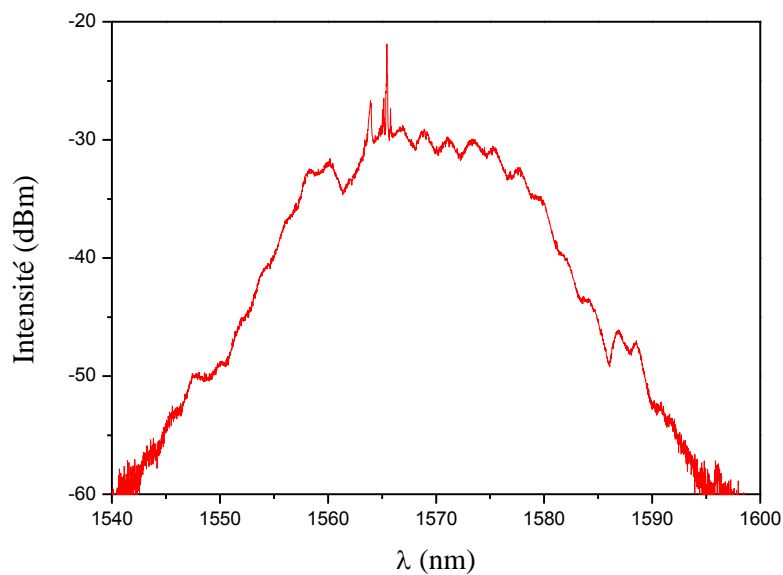


Figure 5.6 : Spectre optique d'un liquide de solitons.

Comme dans un gaz de solitons, les solitons bougent aussi dans un liquide de solitons. Mais dans ce dernier état, les impulsions sont moins libres que dans le cas d'un gaz de solitons. Le spectre optique est donné par la figure 5.6. Nous notons aussi une absence de modulation sur le spectre optique. Sur la trace d'autocorrélation qui est donnée par la figure 5.7, on voit apparaître des pics quasi-distants séparés d'environ 10 ps. De plus, la trace d'autocorrélation

présente un léger piédestal qui prouve le mouvement relatif des solitons dans la phase condensée.

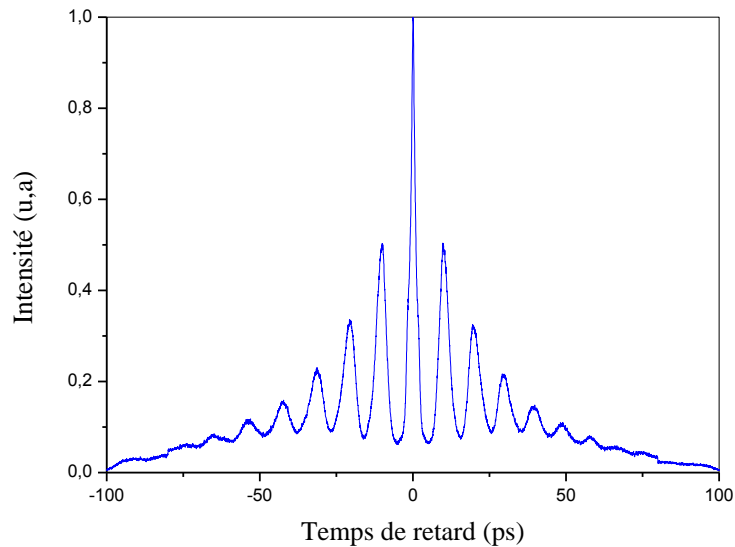


Figure 5.7 : Trace d'autocorrélation d'un liquide solitons.

5.4.3. Poly-cristal de solitons

Pour une puissance de pompage à 2,40 W nous observons sur l'oscilloscope, une distribution de phase condensée accompagnée de quelques impulsions isolées. Le nombre de solitons isolés change d'un tour à l'autre mais la durée du train d'impulsions reste constante, cette largeur est d'environ 12% de la cavité. En jouant sur les contrôleurs de polarisation, le paquet se brise et de petits paquets apparaissent. Le train d'impulsions finit alors par occuper le 1/3 de la cavité. De plus, le spectre optique commence aussi à être modulé. Cela signifie qu'une certaine cohérence apparaît entre les solitons.

En continuant d'ajuster finement les contrôleurs de polarisation, certains paquets se disloquent encore et le nombre de petits paquets augmente dans la cavité. Les paquets se resserrent, le train d'impulsions devient de plus en plus stable et la modulation du spectre augmente aussi. Le train d'impulsions finit par se stabiliser et reste identique d'un tour à l'autre. L'allure temporelle est donnée par la figure 5.8. Le spectre optique correspondant est très modulé et est présenté à la figure 5.9. Le zoom montre une période de modulation de 0,34 nm, ce qui correspond à une séparation des impulsions d'environ 23 ps. Cette séparation entre deux impulsions successives est identique à celle donnée par la trace d'autocorrélation de la figure 5.10.

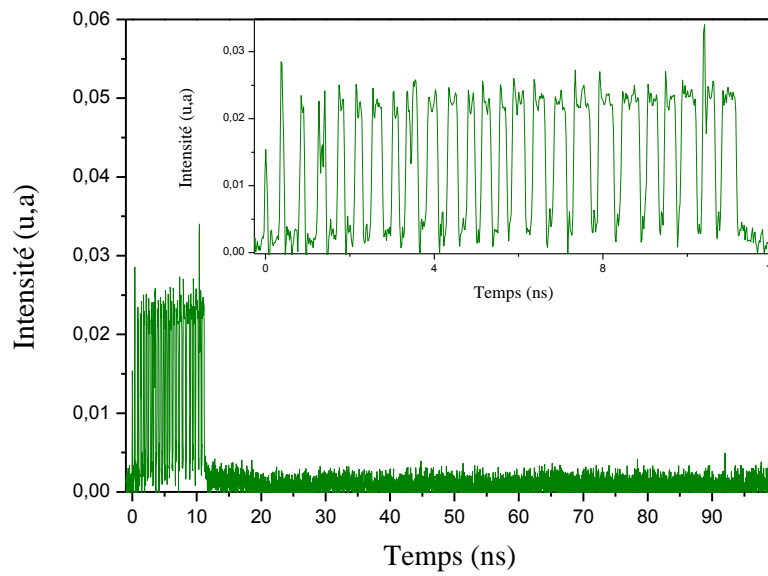


Figure 5.8 : Distribution temporelle d'un poly-cristal de solitons.

Les impulsions sont suffisamment proches pour être liées dans les paquets. Donc, la distribution semble être composée de plusieurs paquets de solitons liés. Cet état est similaire à des mini-cristaux, c'est un état analogue au poly-cristal [18].

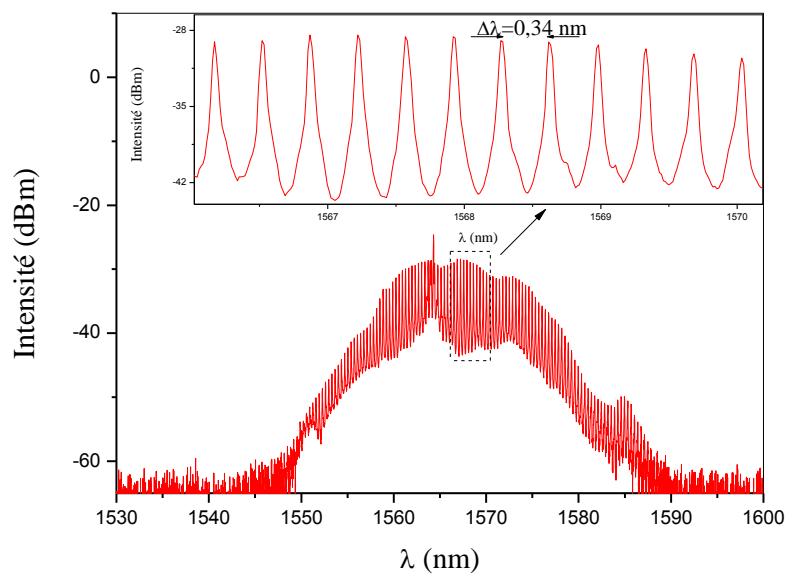


Figure 5.9 : Spectre optique d'un poly-cristal de solitons.

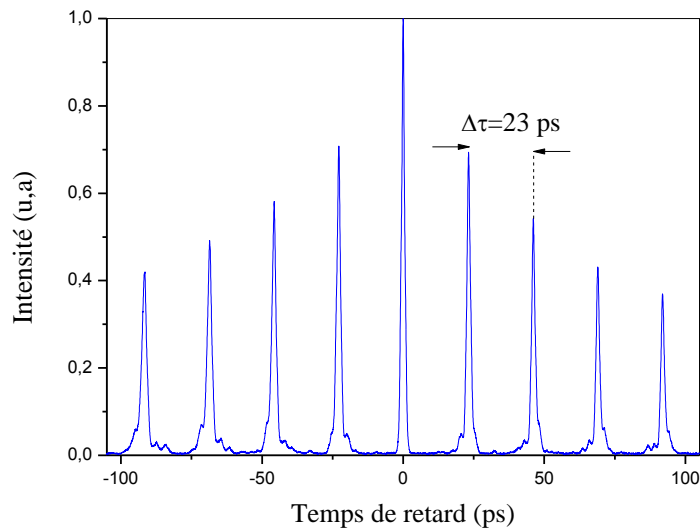


Figure 5.10 : Trace d'autocorrélation d'un poly-cristal de solitons.

5.4.4. Multi-cristal de solitons

L'allure temporelle de la distribution des impulsions ainsi obtenue est représentée par la figure 5.11. Le nombre de paquet ainsi que la distance mutuelle entre les paquets restent constants d'un tour à l'autre. De plus, les solitons ne bougent pas à l'intérieur des paquets. Il s'agit par conséquent d'un état très stable.

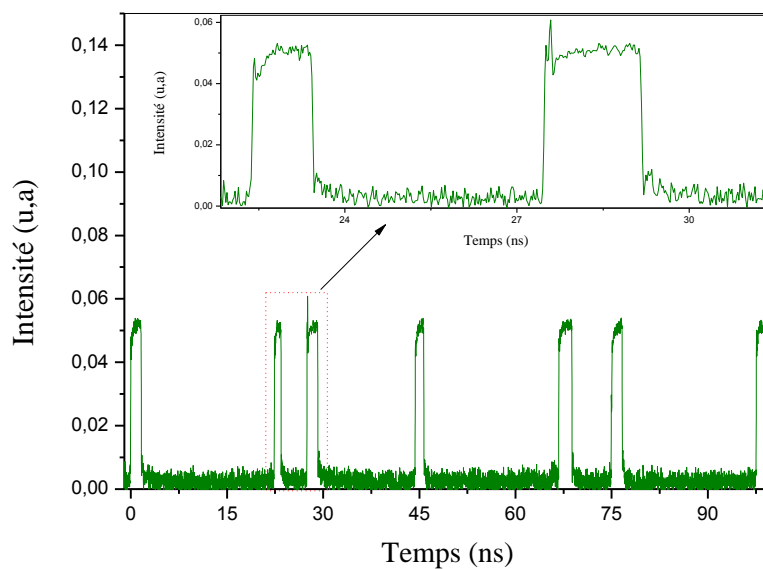


Figure 5.11 : Distribution temporelle d'un multi-cristal de solitons.

La figure 5.12 présente le spectre optique, il est modulé. Cela veut dire que les impulsions sont cohérentes entre elles au sein de chaque paquet. Par conséquent, les impulsions sont liées dans chaque paquet.

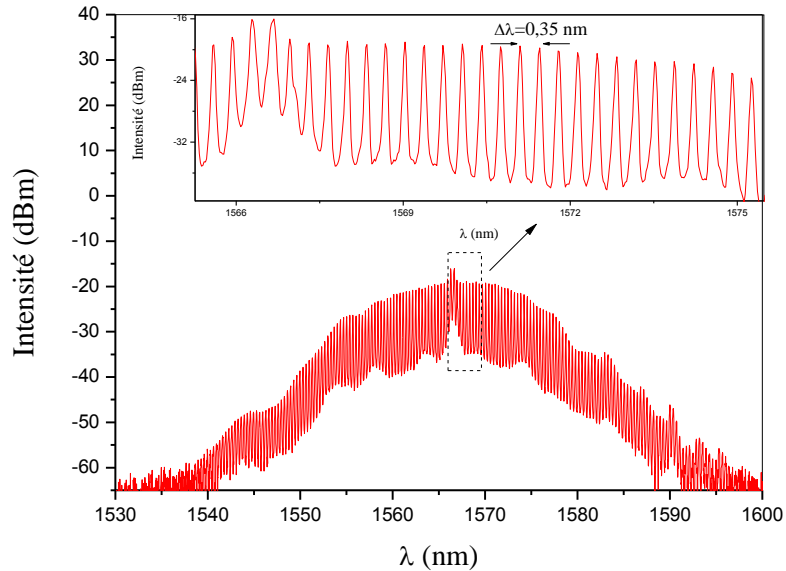


Figure 5.12 : Spectre optique d'un multi-cristal de solitons.

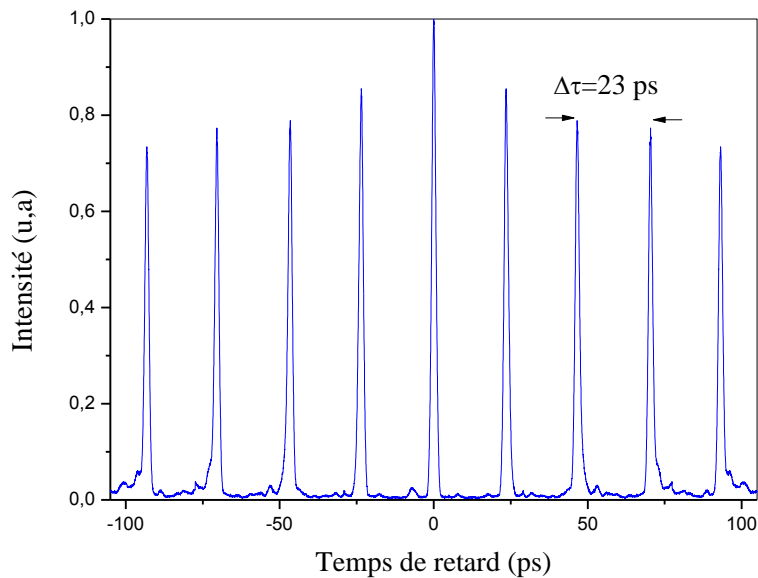


Figure 5.13 : Trace d'autocorrélation de multi-cristal de solitons.

La période de modulation est de $\Delta\lambda = 0,35 \text{ nm}$ autour de 1566,6 nm. Nous déduisons ainsi une séparation entre les solitons de $\Delta\tau = 23 \text{ ps}$. Cette séparation entre deux impulsions

consécutives est confirmée par la trace d'autocorrélation. Cette dernière est donnée sur la figure 5.13. Elle ne présente pas de piédestal et elle montre aussi que les impulsions sont équidistantes. A partir de ces informations données par la trace d'autocorrélation et le spectre, nous pouvons déduire que nous avons une superposition incohérente de multi-cristaux.

D'autre part, si nous considérons que la séparation entre les impulsions est identique dans tous les paquets. Nous aurons au total une largeur de 12,3 ns. En divisant la taille totale (12,3 ns) des paquets par la séparation successive entre les impulsions ($\Delta\tau = 23 \text{ ps}$), nous obtenons autour de 534 solitons dans la cavité.

5.4.5. Etats liés

Les deux distributions ci-dessous sont observées avec un pompage identique qui est fixé à 2 W. Cependant, ces distributions sont obtenues indépendamment l'une de l'autre. C'est-à-dire que le passage d'une distribution à l'autre ne se fait pas en ajustant les contrôleurs de polarisation.

➤ Superposition incohérente d'états liés

En ajustant soigneusement les contrôleurs de polarisation, nous observons sur l'oscilloscope, plusieurs impulsions solitaires et de petits paquets d'impulsions un peu éloignés les uns des autres, remplissant presque la moitié de la cavité. Les impulsions solitaires ainsi que les petits paquets sont en mouvement d'un tour de cavité à l'autre. Certains paquets entrent en collision formant ainsi des paquets d'impulsions de tailles plus grandes. Quelques minutes plus tard, l'ensemble finit par former un bloc de phase condensée d'impulsions, d'une largeur d'environ 12 ns. Dans la phase condensée, on distingue des groupes d'impulsions, serrés et stables, qui contiennent un nombre d'impulsions différent. D'un tour de cavité à l'autre, le bloc est stable. L'allure temporelle est donnée par la figure 5.14.

Les groupes de solitons sont resserrés au milieu du bloc mais ils sont espacés sur le reste du bloc. Dans les groupes, les impulsions sont si proches (l'oscilloscope n'est pas en mesure de les résoudre) que des états liés peuvent se former. Cela est confirmé par le spectre optique de la figure 5.15 qui est fortement modulé (figure 5.15.b). Cette modulation présente une double périodicité, les périodes de modulations sont $\Delta\lambda = 0,40 \text{ nm}$ et $\Delta\lambda = 0,80 \text{ nm}$. Ce qui

correspond respectivement à des séparations temporelles d'environ $\Delta\tau = 20$ ps et $\Delta\tau = 10$ ps

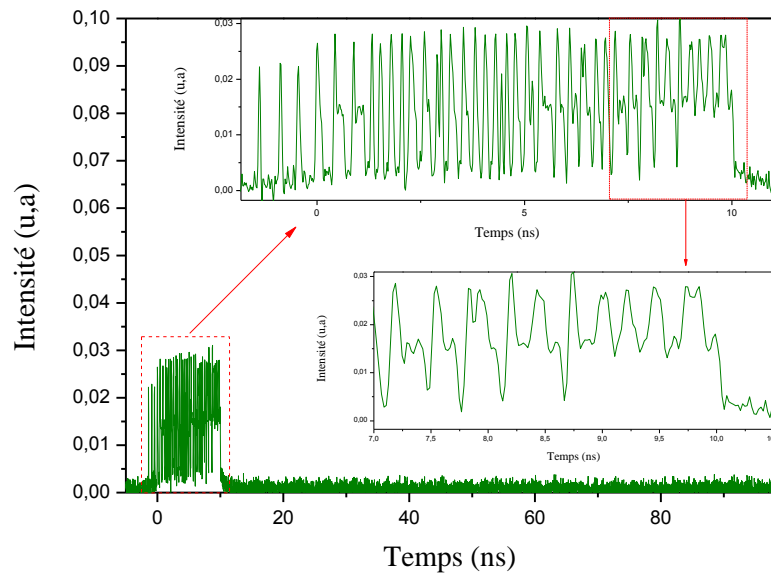


Figure 5.14 : Trace temporelle. Zooms de cette trace montrant des groupes de solitons.

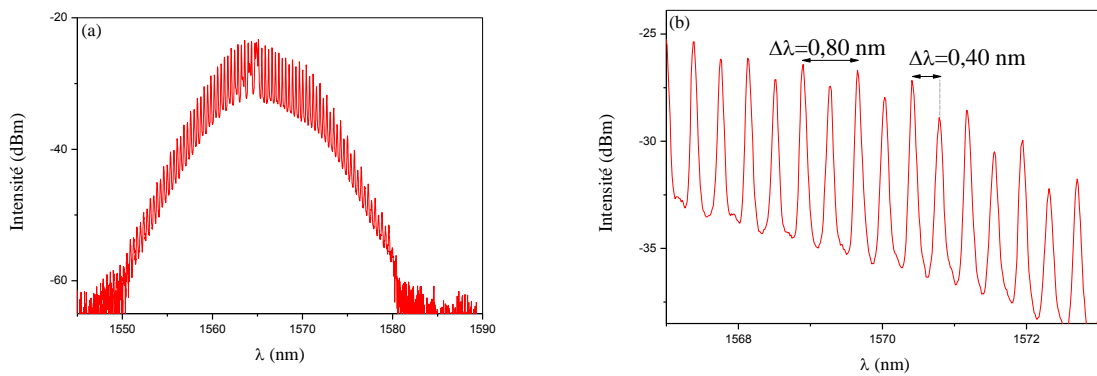


Figure 5.15 : (a) Spectre optique correspondant à la distribution temporelle de la figure 1. (b)

Zoom de ce spectre montrant une forte modulation avec une double périodicité égale à

$$\Delta\lambda = 0,40 \text{ nm et } \Delta\lambda = 0,80 \text{ nm}.$$

La transformée de Fourier du spectre est représentée sur la figure 5.16. Elle présente de grands pics espacés de 20 ps et nous voyons aussi apparaître d'autres petits pics secondaires qui sont équidistants des grands pics. Ceci confirme, d'une part, la double périodicité notée sur le spectre optique et, d'autre part, nous retrouvons également les mêmes séparations entre

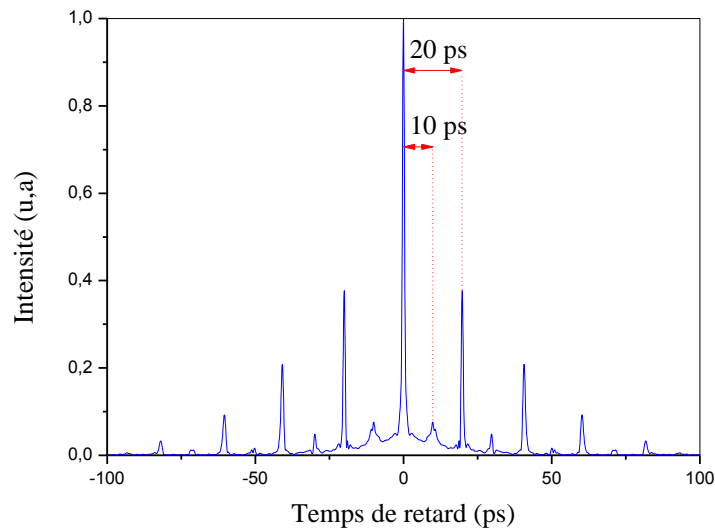


Figure 5.16 : Transformée de Fourier du spectre optique.

les impulsions liées et celles calculées avec les périodes de modulations du spectre optique. Ces mêmes séparations sont en bon accord avec la trace d'autocorrélation de la figure 5.17.

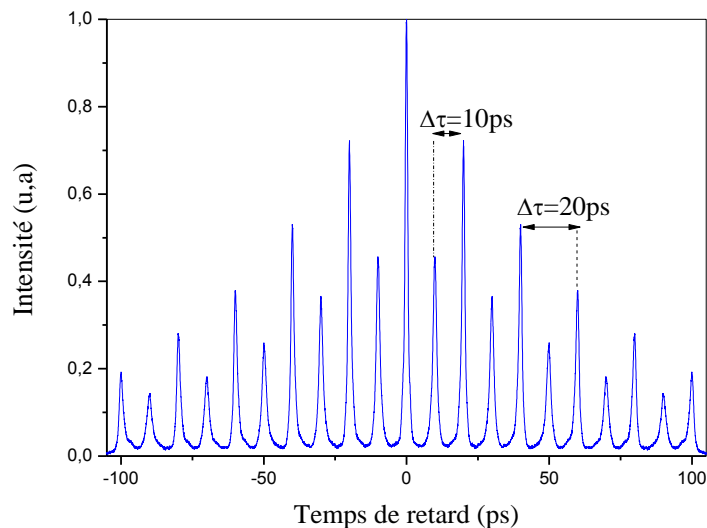


Figure 5.17 : Trace d'autocorrélation.

Seong et Kim [181] avaient observé des résultats similaires dans le DI-NOLM. En effet, ils avaient obtenu un paquet de plusieurs impulsions solitaires qui se resserrent en donnant lieu à un état lié de deux et quatre impulsions. L'originalité de notre résultat est que, le train est constitué de plus d'impulsions liées (une quinzaine par extrapolation).

Pour expliquer la distribution temporelle des impulsions, Seong et Kim [181] ont donné un raisonnement que nous reprenons ci. On retrouve également cette explication dans [17]. Cette dernière est basée sur l'équation donnée par Agrawal à partir de l'équation de Ginzburg-Landau complexe (CGL), c'est-à-dire l'équation de propagation des impulsions dans un système de transmission à fibre optique avec un amplificateur à fibre dopée erbium (EDFA⁷⁸). A partir de cette équation, l'inverse de la vitesse de groupe est donné par :

$$\beta_1^{eff} = \beta_1 + \frac{g_p T_2}{2} \frac{(1 - \delta^2 + 2\delta i)}{(1 + \delta^2)^2} \quad (5.1)$$

Où T_2 (≈ 100 fs), g_p et δ sont respectivement le temps de relaxation du dipôle, le paramètre du gain et le paramètre de désaccord donné par $\delta = (\omega_0 - \omega_{amp})T_2$, avec ω_0 et ω_{amp} respectivement la pulsation du signal et la pulsation de la transition atomique. En pratique, pour une amplification en configuration simple passage, la vitesse de groupe d'une impulsion est approximativement donnée par $1/\beta_1$, puisque le second terme pouvait être négligé, car il est 10^4 fois plus petit que le premier terme. Par contre, les impulsions passent plusieurs fois à travers la fibre dopée erbium dans les lasers à fibre à verrouillage de modes passif. Par conséquent, le second terme de l'équation n'est plus négligeable dans ce cas. Pour simplifier, on pose $\delta = 0$, la vitesse de groupe est donnée par $1/(\beta_1 + g_p \frac{T_2}{2})$. Ainsi, pour les lasers à fibre en régime multi-impulsionnel, l'impulsion en tête du train subira plus de gain que celles se trouvant à l'arrière du train, ce qui conduit à la diminution progressive de la distance entre deux impulsions voisines en partant de l'avant vers l'arrière du paquet jusqu'à ce qu'un état stationnaire soit atteint par la saturation du gain. Lorsque deux ou plusieurs impulsions sont suffisamment proches l'une de l'autre, il peut se former un état de deux et quatre impulsions liées comme dans [181] ou un état de six et une quinzaine de solitons comme dans nos résultats.

Nous réalisons une simulation numérique afin de reproduire nos observations expérimentales. Pour cela, nous proposons d'abord un ansatz du train d'impulsions, c'est-à-dire une distribution temporelle convenable du champ ; et puis, nous calculerons le spectre optique et la trace d'autocorrélation correspondants.

⁷⁸ Erbium-Doped Fiber Amplification.

Pour identifier et clarifier la répartition temporelle des solitons à l'intérieur de la cavité Amrani *et al.* [21] ont réalisé une reconstitution des distributions de solitons observées expérimentalement. Entre autres, ils ont trouvé des ansatz décrivant une superposition cohérente de N solitons identiques et une superposition incohérente de N paquets d'impulsions liées ou d'états alternés.

Du spectre optique (figure 5.15) et de la trace d'autocorrélation (figure 5.17), nous avons déduit que la phase condensée de la figure 5.14 était constituée d'un ensemble de groupes de solitons dans lequel (du moins sur la partie observable sur la trace d'autocorrélation) un état lié de cinq et d'une quinzaine d'impulsions équidistantes était formé. C'est une superposition incohérente de plusieurs paquets de solitons. Pour nos calculs numériques, nous avons utilisé donc exactement les mêmes techniques de simulation telles que celles décrites dans [21].

Ainsi, nous choisissons l'ansatz qui décrit une superposition incohérente de N paquets d'impulsions liées [21] :

$$E(t) = \sum_{n=1}^N E_n \left(t - \sum_{j=1}^n \Delta T_j \right), \quad (5.2)$$

avec ΔT_j la séparation entre deux paquets successifs.

Le champ électrique d'un paquet de M impulsions liées est donné par :

$$E_n(t) = \sum_{l=1}^M A_l \operatorname{sech} \left(\frac{t - (l-1)\Delta t}{\tau} \right) \exp i \left(-C \frac{(t - (l-1)\Delta t)^2}{2\tau^2} + \omega_0(t - (l-1)\Delta t) + \phi \right), \quad (5.3)$$

avec

$$A_l = \begin{cases} A_1 & \text{si } l \text{ est impaire} \\ A_2 & \text{si } l \text{ est paire,} \end{cases} \quad (5.4)$$

où les constantes A_1 , A_2 , τ , C et ϕ sont respectivement l'amplitude, la durée de l'impulsion, le chirp linéaire et la phase de l'impulsion ; Δt est la séparation entre deux impulsions successives.

Le spectre optique est calculé numériquement par la transformée de Fourier du champ électrique de l'équation (5.2). Quant à la trace d'autocorrélation X , elle est calculée comme l'équation 4.14 (paragraphe 4.2.1.c) avec,

$$X(T) = \int_{-\infty}^{+\infty} |E(t)E(t-T)|^2 dt, \quad (5.5)$$

où T est le retard temporel.

Pour les calculs numériques, nous avons choisi les séparations entre les impulsions, la durée de celles-ci à partir des observations expérimentales (la distribution temporelle, spectre optique et trace d'autocorrélation); le paramètre de chirp sera choisi en fonction des ajustements du spectre reconstruit. Ainsi, nous avons utilisé les constantes suivantes : $\Delta t = 10 \text{ ps}$, $\tau = 0,7 \text{ ps}$, $A_1 = 1$, $A_2 = 0,56$, $C = 1$ et $\phi = 0$.

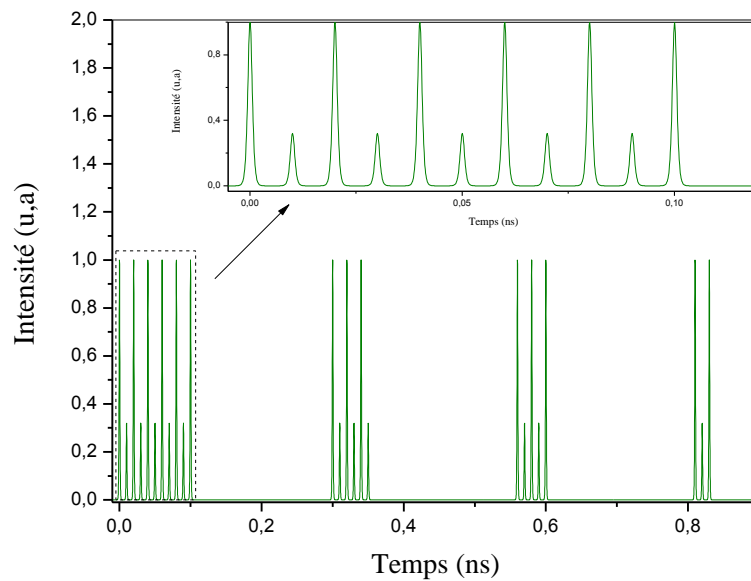


Figure 5.18 : Trace temporelle d'une superposition incohérente de 4 paquets d'impulsions liées.

La répartition temporelle des solitons est donnée par la figure 5.18. Le zoom sur le premier paquet montre 11 solitons équidistants mais inégaux en amplitudes.

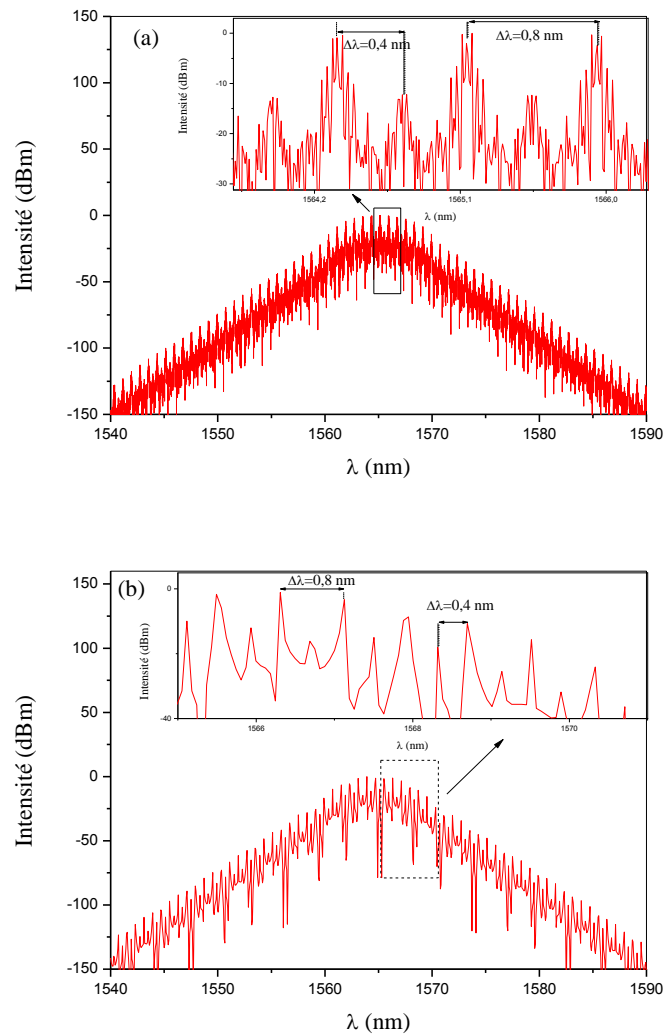


Figure 5.19 : Spectre optique d'un train d'impulsions. (a) Une superposition incohérente de 4 paquets d'impulsions liées. (b) La taille de la boîte de calcul réduite pour avoir un seul paquet.

Le spectre optique est représenté par la figure 5.19.a. Il est modulé puisque nous avons considéré des impulsions liées à l'intérieur des groupes. Comme dans l'expérience, un zoom sur le spectre montre la présence d'une double modulation avec les mêmes périodicités ($\Delta\lambda = 0,40$ nm et $\Delta\lambda = 0,80$ nm). Cependant, on voit d'autres pics plus ou moins réguliers laissant penser que le spectre est bruité. Nos calculs ont montré que ceci est dû à un problème de résolution numérique. En effet, en augmentant le nombre de solitons dans le premier paquet ou en diminuant la taille de la boîte de calcul pour avoir juste un seul paquet (avec le même nombre de solitons que dans la figure 5.19.a), nous pouvons obtenir un spectre optique (figure 5.19.b) plus « propre » et similaire à celui de l'expérience.

La figure 5.20 donne les traces d'autocorrélation correspondantes à ces deux cas. La trace d'autocorrélation reconstruite de la superposition incohérente des paquets de solitons liés sur une grande échelle temporelle est donnée par la figure 5.20.a. Le zoom, sur la partie accessible expérimentale (± 100 ps), montre un état lié de cinq et d'une dizaine d'impulsions. D'autre part, les figures 5.20.b montre la trace d'autocorrélation de la reconstruction d'un paquet de solitons (diminution de la taille de la boîte de calcul).

La figure 20.a reproduit de mieux le résultat expérimental.

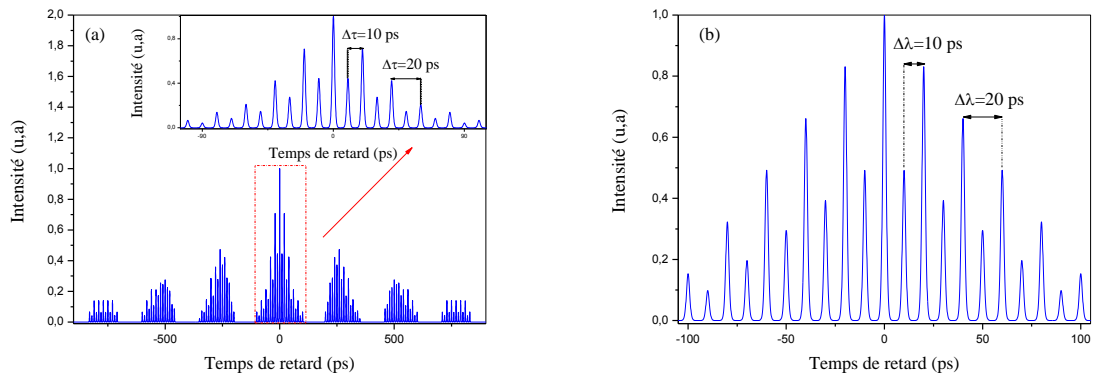


Figure 5.20 : Trace d'autocorrélation d'un train d'impulsion. (a) Reconstruction d'une superposition incohérente de 4 paquets d'impulsions liées. (b) La taille de la boîte de calcul réduite pour avoir un seul paquet.

Notons que d'autres valeurs de A_1 , A_2 ⁷⁹ peuvent aussi donner des résultats similaires. Mais les meilleurs résultats sont obtenus avec $A_2 \cong \frac{1}{2} A_1$, c'est-à-dire des résultats où le rapport entre deux pics adjacents au niveau de la trace d'autocorrélation sont presque identiques à celui que nous avons observé au niveau de l'expérience.

Les résultats reconstruits numériquement sont en bon accord avec ceux observés expérimentalement. Ceci confirme notre interprétation de l'état observé dans l'expérience : une superposition incohérente de paquets d'impulsions liées.

⁷⁹ Tant que $A_2 < A_1$.

➤ **Superposition cohérente d'états liés**

Le processus de mise en place de la distribution temporelle des solitons est identique à celui du 1^{er} état. En effet, nous observons sur l'oscilloscope plusieurs solitons qui interagissent entre eux et se resserrent. Après quelques minutes, un paquet de solitons d'une largeur d'environ 10 ns (1/10 de la cavité) se forme.

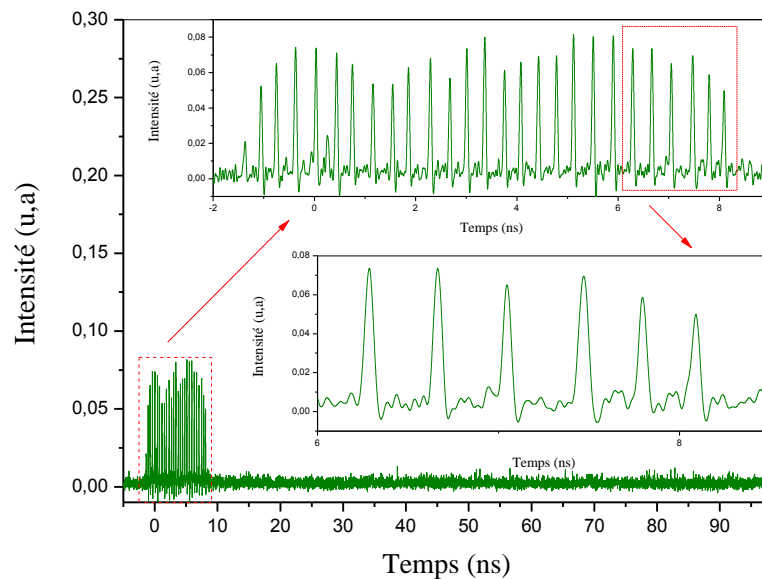


Figure 5.21 : Distribution temporelle montrant 27 grands pics.

La distribution temporelle des impulsions est donnée par la figure 5.21. On dénombre environ 27 pics. Les impulsions sont moins stables à l'arrière (gauche) du train d'impulsions. Deux minutes après, en partant de la gauche du paquet, d'un côté les deux premiers pics et de l'autre le sixième et le septième pic entrent en collision. Ainsi, le nombre de pics passe de 27 à 25. Nous observons une réorganisation des positions des pics et de leur amplitude. Soixante secondes après, la distribution devient plus stable sur plusieurs tours de cavité. L'allure temporelle est donnée par la figure 5.22.

La fluctuation d'amplitude des grands pics laisse penser que le paquet est composé de groupes de solitons et non pas de solitons isolés. Les pics ne sont pas équidistants, la séparation entre deux pics successifs varie entre 0,3 et 0,5 ns. La résolution de l'oscilloscope ne permet pas de distinguer les impulsions au sein d'un groupe. Dans l'expérience, les impulsions de petits pics subissent plus de fluctuation en amplitude que les impulsions de grands pics.

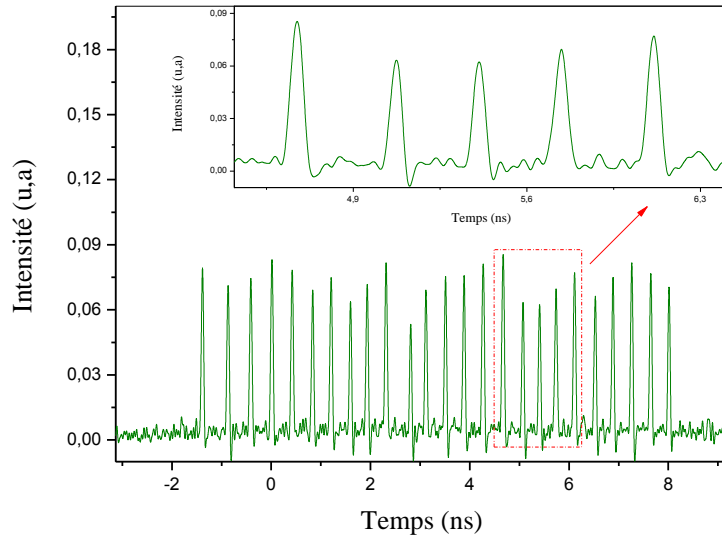


Figure 5.22 : Distribution temporelle montrant 25 grands pics.

Le spectre optique correspondant est présenté par la figure 5.23, il est modulé. Cependant, la période de modulation n'est pas régulière, la moyenne est d'environ 0,35 nm. Ce qui correspond à une séparation temporelle de 23 ps. Par conséquent, il existe une certaine cohérence entre les impulsions. Pour mieux cerner les périodicités de la modulation du spectre optique, nous avons tracé la transformée de Fourier (TF), elle est donnée par la figure 5.24. La figure 5.24.a révèle des pics primaires espacés d'environ 23 ps, correspondant à la valeur trouvée avec la périodicité de modulation du spectre optique. Le zoom du pic de cohérence (figure 5.24.b) montre des pics secondaires de faibles amplitudes avec des séparations respectives de 1,5, 3,05, 4,30 et 7,11 ps ; ce qui suggère l'existence de groupes de solitons liés dans le train.

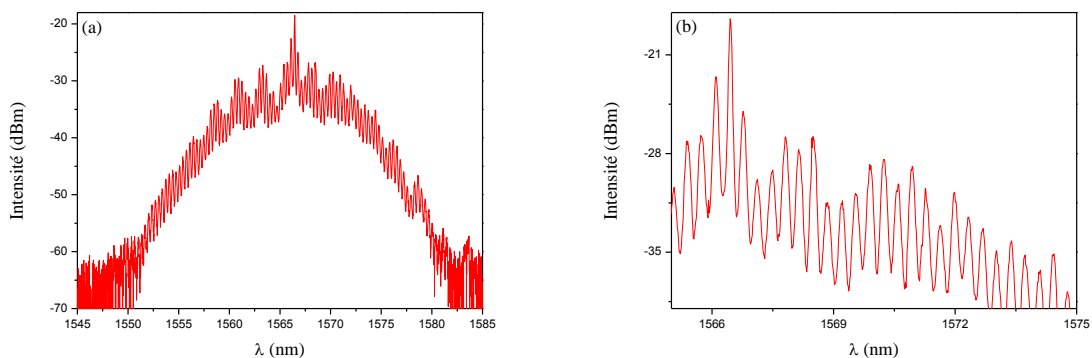


Figure 5.23 : (a) Spectre optique. (b) Zoom montrant une modulation irrégulière.

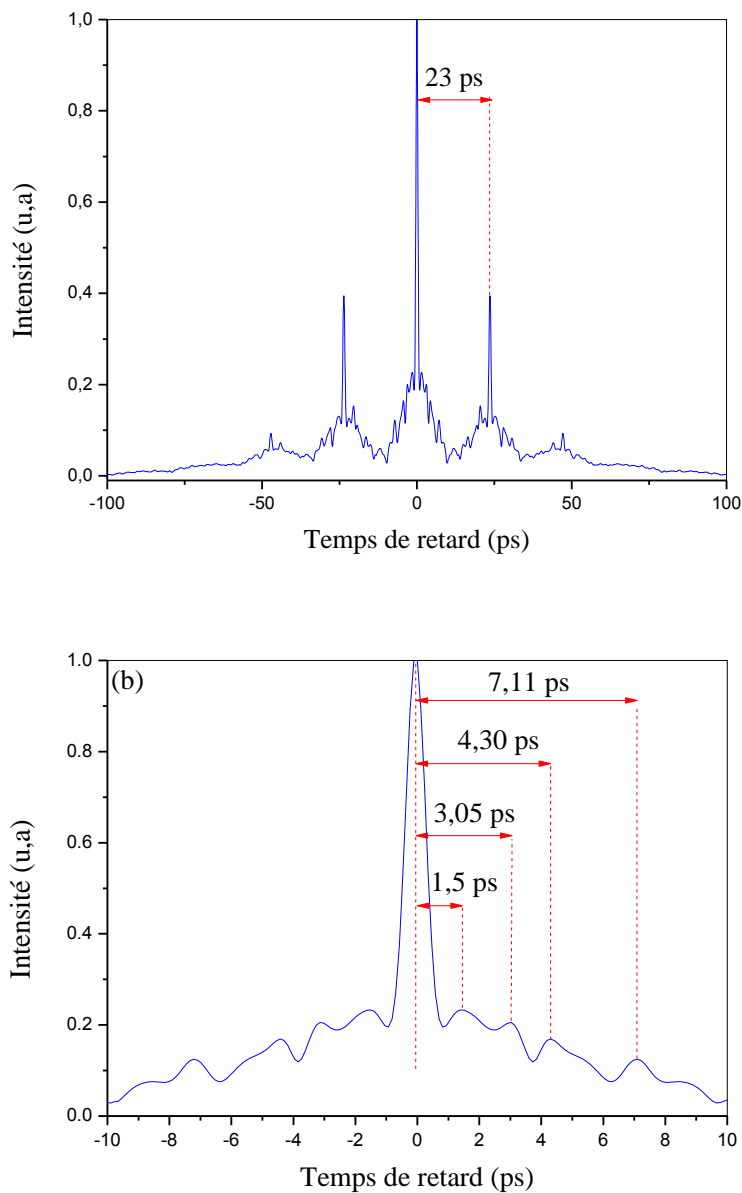


Figure 5.24 : (a) TF du spectre optique. (b) Zoom sur le pic de cohérence.

La trace d'autocorrélation est donnée par la figure 5.25. De par sa forme, nous remarquons deux groupes de solitons, la dernière impulsion du deuxième groupe est située autour de 23 ps du pic central. Ce qui suggère que la durée obtenue avec la période de modulation du spectre donne la durée du premier groupe. Un retour à zéro au centre de la trace d'autocorrélation prouve que les solitons sont liés. La distance entre les impulsions est d'environ 4 ps. A partir de la trace d'autocorrélation et le spectre optique, nous pensons que la distribution temporelle est constituée de groupe de solitons liés qui forment eux-mêmes des états liés. Un résultat similaire a été observé expérimentalement dans la référence [58]. Les auteurs ont obtenu un

doublé de solitons liés qui forme un groupe lié dans une cavité à gestion de dispersion (DM), près de zéro de dispersion, verrouillée en phase par la rotation non-linéaire de la polarisation. Ces deux impulsions se lient ensemble pour former un groupe lié, puis ce dernier se lie avec un autre groupe lié du même type. La séparation entre les impulsions liées dans le groupe est de 2,73 ps. L'espacement entre les groupes est variable : il est de 8,00 et 9,37 ps. Pour confirmer la formation des groupes liés, ils ont simulé numériquement leur cavité en utilisant l'équation non-linéaire de Schrödinger modifiée. Nous pensons ainsi que dans notre étude, nous avons plusieurs impulsions liées dans les groupes et ces groupes sont également liés entre eux.

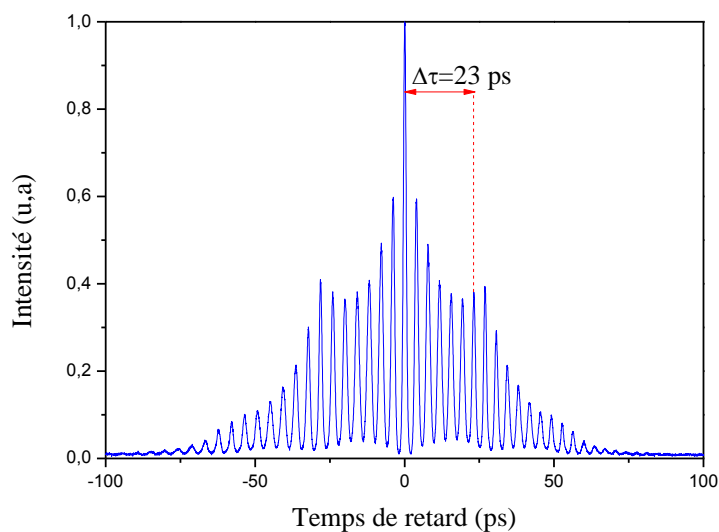


Figure 5.25 : Trace d'autocorrélation.

Nous avons essayé de reconstruire cette distribution mais cela n'a pas abouti après plusieurs ansatz utilisés.

5.4.6. Verrouillage harmonique d'états liés

La distribution temporelle des impulsions est représentée par figure 5.26. Elle montre environ 42 paquets d'impulsions d'une largeur moyenne de 0,20 ns. Ces derniers sont répartis presque régulièrement et sont séparés d'environ de 2,2 ns.

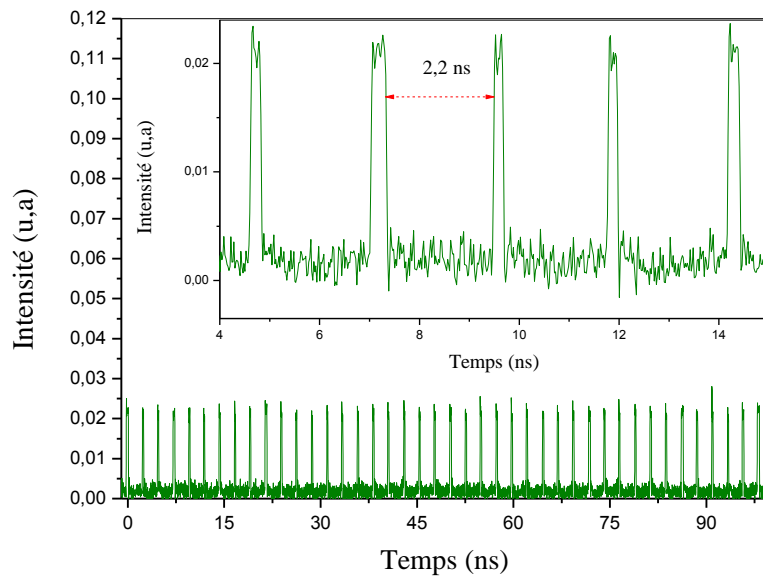


Figure 5.26 : Trace temporelle d'états liés en régime de verrouillage harmonique.

Le spectre optique correspondant est donné par la figure 5.27. Le spectre est modulé, cela veut dire que les impulsions sont cohérentes entre elles. Cette modulation a une période de 0,35 nm autour de 1566,5 nm. Ce qui correspond à une séparation entre les impulsions de 23 ps. Cela est confirmé par la trace d'autocorrélation de la figure 5.28. Elle montre en effet des impulsions distribuées régulièrement avec une séparation de 23 ps.

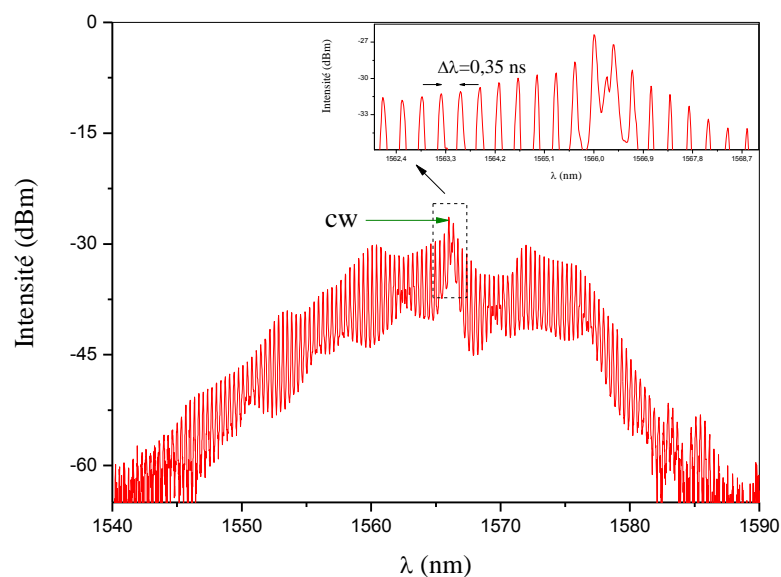


Figure 5.27 : Spectre optique d'états liés en régime de verrouillage harmonique.

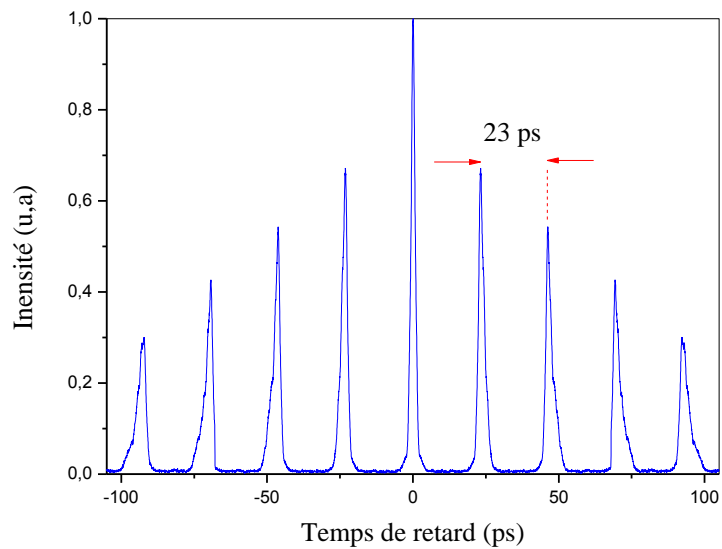


Figure 5.28 : Trace d'autocorrélation d'états liés en régime de verrouillage harmonique.

Par extrapolation de la trace d'autocorrélation nous déduisons environ 10 solitons dans chaque paquet. Par conséquent, le train d'impulsions de la figure 5.26 contient environ 420 solitons.

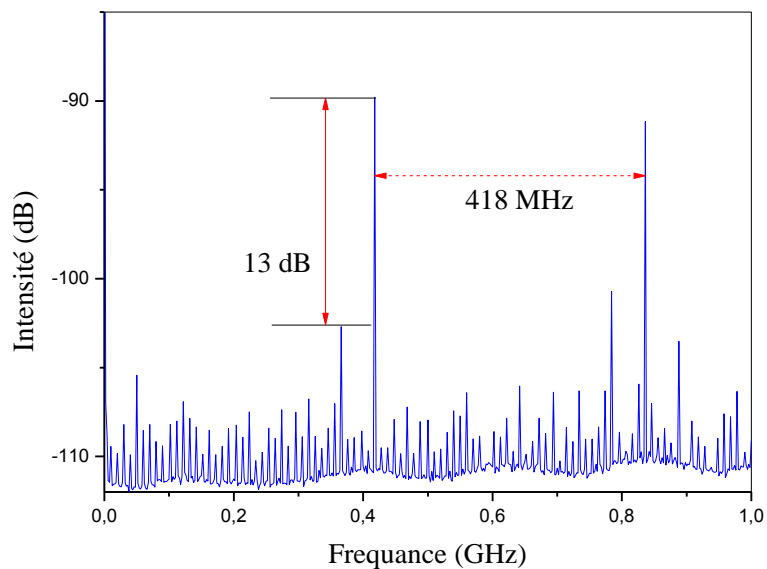


Figure 5.29 : Spectre basse fréquence d'états liés en régime de verrouillage harmonique.

La figure 5.29 donne le spectre de basse fréquence. Il montre les deux premiers harmoniques avec une cadence de répétition de 418 MHz correspondant au 42^{ème} harmonique ainsi qu'une suppression de supermodes de 13 dB.

A partir de la distribution temporelle des impulsions, nous évaluons les caractéristiques d'un régime harmonique à savoir les fluctuations en amplitude et la gigue temporelle. La fluctuation d'amplitude est d'environ 25%. Pour la gigue temporelle, nous la calculons de la même manière que dans les sections où nous avons observé le verrouillage de modes harmonique. La limite supérieure de la gigue temporelle est donnée par la variance. Cette dernière est de 1,3 ns.

5.5. Conclusion

Nous avons réalisé une cavité en forme de huit verrouillée en phase par le NOLM en régime de dispersion anormale. Cette cavité nous a permis d'observer des régimes multi-impulsionnel avec un grand nombre d'impulsions.

Nous avons retrouvé des états analogues aux états de la matière à savoir un gaz de solitons, un liquide de solitons, un poly-cristal de solitons et un multi-cristal de solitons. Toutes ces distributions de solitons ont déjà été observées dans des lasers à fibre verrouillés passivement en phase, soit par la rotation non-linéaire de la polarisation (RNLP), soit par le miroir à boucle non-linéaire amplificatrice (NALM) ou dans les deux configurations.

De plus, nous avons obtenu plusieurs distributions dans lesquelles les solitons sont liés mais également une distribution avec des états liés en régime harmonique.

Chapitre 6 : Pluie de solitons

6.1. Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons rapporté expérimentalement des distributions de solitons riches et variées dans un laser en forme de huit verrouillé en phase par un miroir optique à boucle non-linéaire. En effet, nous avons observé un gaz de solitons, un liquide de solitons, un poly-cristal de solitons, un multi-cristal de solitons. D'autre part, nous avons également obtenu des impulsions en état lié et du verrouillage harmonique d'états liés. La plupart de ces distributions avaient été déjà observées dans d'autres types de blocage de modes passif : RNLP et NALM [14], [15], [18], [19]. C'est-à-dire que ces distributions sont indépendantes du mécanisme de blocage de mode ce qui a révélé certains comportements universels de celles-ci.

Chouli *et al.* ont découvert une nouvelle dynamique qui est analogue au cycle de l'eau dans la nature. Cette dynamique est appelée la pluie de solitons [63], [147]. En fait, dans un laser à fibre, dopée erbium, verrouillé en phase par la RNLP, opérant en régime de dispersion anormale, les auteurs ont observé une distribution où le fond quasi-continu et la phase condensée de solitons coexistent. Non seulement des impulsions isolées émergent spontanément et d'une manière aléatoire sur le fond continu mais encore elles dérivent jusqu'à atteindre la phase condensée. Cette dynamique est quasi-stationnaire et elle peut être aussi déclenchée avec un signal externe [63].

Bao *et al.* [148] ont également trouvé des pluies de solitons dans un laser à fibre dopée ytterbium. C'est un laser opérant en régime de dispersion normale et il est aussi verrouillé en phase par la RNLP. Entre autre, la cavité est composée de deux filtres : l'un est à bande passante étroite et l'autre une lame biréfringente (BP⁸⁰). Les pluies de solitons sont obtenues en modifiant la puissance de pompage et de la BP.

Récemment, avec une cavité de dispersion totale normale des pluies de solitons ont été mises en évidence dans un laser à fibre dopée ytterbium verrouillé passivement en phase par l'oxyde de graphène (GO⁸¹) qui joue le rôle d'absorbant saturable [149].

Dans ce chapitre, nous rapportons pour la première fois une observation expérimentale de la pluie de solitons dans les lasers à fibre en forme de huit [193]. A cet effet, nous étudierons cette dynamique dans un laser à fibre verrouillé en phase par un miroir optique à

⁸⁰ *Birefringent Plate.*

⁸¹ *Graphene Oxide.*

boucle non linéaire (NOLM). De plus, avec le contrôleur de polarisation et la puissance de pompage, nous allons mettre en évidence l'évolution de la formation de la pluie de solitons. Enfin, nous présenterons les harmoniques successifs de la pluie de solitons que nous avons obtenus en jouant finement sur le contrôleur de polarisation.

6.2. Dispositif expérimental

La configuration expérimentale est représentée sur la figure 6.1. Il s'agit d'une cavité toute fibrée en forme de huit, verrouillée en phase par le NOLM. La boucle en anneau unidirectionnelle (BU) et NOLM sont reliées par un coupleur principal fibré 80/20%. A cause de ce coupleur dissymétrique, les deux ondes contra-propagatrices acquièrent des phases non-linéaires différentes à l'intérieur de la boucle NOLM. La recombinaison de ces deux au niveau du coupleur principal après chaque tour permet un raccourcissement des impulsions. Les impulsions de faibles intensités seront transmises par le NOLM vers le bras du coupleur principal relié à l'isolateur et elles seront bloquées par ce dernier tandis que les impulsions de fortes intensités seront transmises par l'autre bras du coupleur principal. De ce fait, la boucle NOLM se comporte comme un absorbant saturable rapide et elle permet ainsi d'obtenir un blocage de modes.

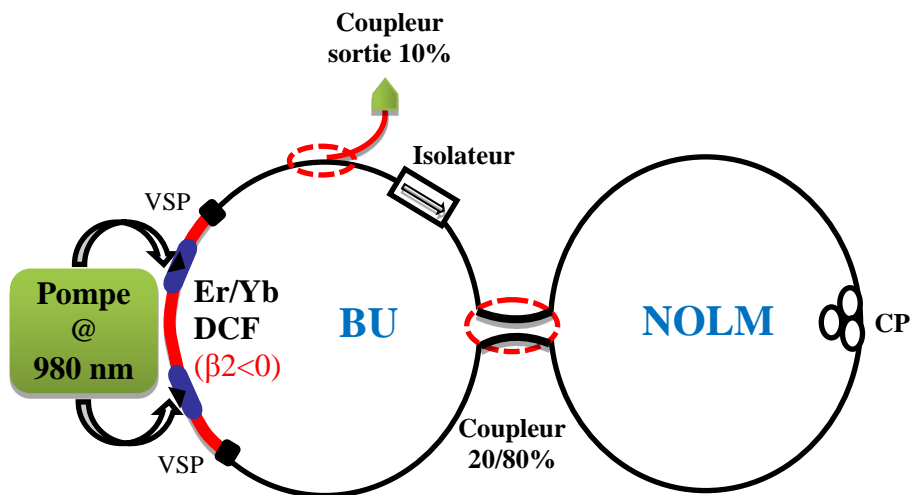


Figure 6.1 : Dispositif expérimental.

En outre, la cavité en anneau unidirectionnelle est constituée d'un amplificateur de 1 W à fibre double gain (DCF) co-dopée erbium-ytterbium de 8 m de longueur ($\beta_2^{DCF} = -0,015 ps^2 / m$), pompée par deux diodes à 980 nm d'environ 3 W chacune qui sont utilisées en montage

contra-propagatif et d'un isolateur optique indépendant de l'état de la polarisation. Avec ce dernier, nous avons non seulement la garantie d'avoir une cavité unidirectionnelle ; mais de bloquer toutes réflexions parasites, et d'éviter la diffusion Brillouin qui se génère dans le sens contra-propagatif du laser. La boucle contient également quelques tronçons de fibres standards SMF28 et un coupleur 90/10 permettant d'extraire 10% du signal laser pour l'analyser.

Le NOLM ne contient qu'un contrôleur de polarisation (CP) et des tronçons de fibre standard SMF28.

A $1,55 \mu\text{m}$, les fibres DCF et SMF28 sont en régime de dispersion anormale. Par conséquent la dispersion totale de la cavité est anormale ($\beta_{2T} \times L_T = -0,56 \text{ ps}^2$). La longueur totale (L_T) de la cavité est de 28,1 m : ce qui donne une période de 139,6 ns par tour de cavité.

6.3. Pluie de solitons dans un LF8

En fixant la puissance de pompe à 3 W et après ajustement du contrôleur de polarisation, nous observons un état multi-impulsionnel où les impulsions sont groupées sur une partie de la cavité, environ 15%. Ces impulsions sont légèrement en mouvement. En continuant de jouer sur le contrôleur de polarisation, ces impulsions deviennent de plus en plus serrées puis une phase condensée se forme. En continuant toujours d'ajuster le contrôleur de polarisation, nous observons l'apparition d'un fond continu qui augmente avec l'orientation du CP. Nous obtenons finalement une pluie de solitons dont la trace temporelle est donnée sur la figure 6.2. C'est une distribution de solitons particulière où le fond continu coexiste avec une phase condensée de solitons. Du fait des fluctuations du fond continu, plusieurs agrégats de solitons et quelques solitons isolés apparaissent spontanément et de façon aléatoire ; puis dérivent vers la phase condensée. Ces impulsions de dérive finissent alors par fusionner avec cette dernière. Ceci est similaire aux observations indiquées dans les références [63], [147]. De même, dans nos travaux, les impulsions isolées dérivent de droite vers la gauche comme dans [148] mais différent des résultats de Chouli *et al.* [63], [147] où les impulsions dérivent de la gauche vers la droite. Par ailleurs, Huang *et al.* [149] ont montré que la direction de dérive des solitons isolés peut être inversée par l'ajustement du contrôleur de polarisation. En effet, dans un premier temps, les auteurs avaient observé des pluies de solitons où les solitons isolés dérivent de la gauche vers la droite puis en ajustant le contrôleur de polarisation une direction de dérive allant de la droite vers la gauche a été constatée.

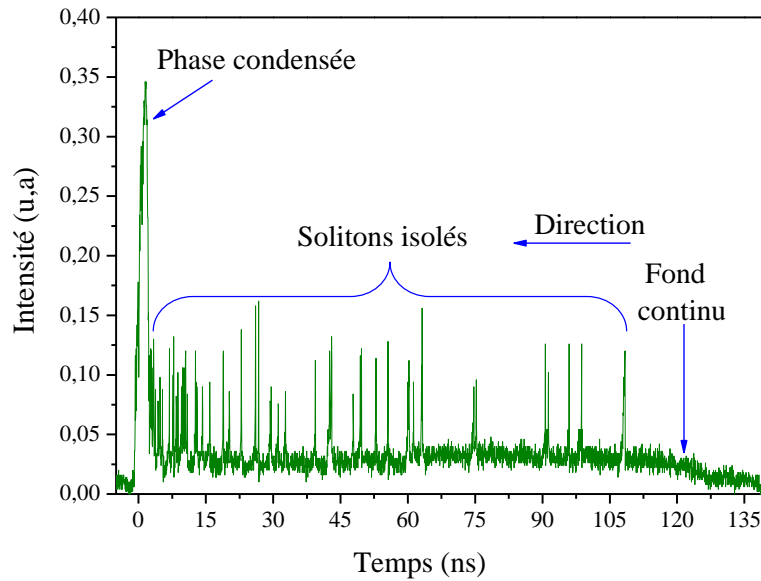


Figure 6.2 : Trace temporelle de la pluie de solitons.

La phase condensée est constituée d'un grand nombre d'impulsions dont les positions fluctuent. Elle est donc analogue au liquide de solitons [18]. La taille de la phase condensée varie très légèrement avec le temps et sa largeur (figure 6.2), à un instant donné, est d'environ 4 ns. La séparation moyenne entre les impulsions étant de 180 ps, nous déduisons environ une vingtaine de solitons dans la phase condensée.

Les trois composantes qui, à savoir le fond continu, la phase condensée et des solitons isolés, caractérisent une pluie de solitons [63], [147] sont bien présentes dans nos résultats (figure 6.2). La dynamique est facilement reproductible et elle peut rester plusieurs heures si les paramètres du laser (pompe et contrôleur de polarisation) restent inchangés. Dans nos expériences, comme dans [63], [147], les impulsions solitaires sont créées loin de la phase condensée tandis que dans [148] ces dernières sont produites à côté de la phase condensée.

Le spectre optique est donné par la figure 6.3. Il est composé de deux bandes. D'un côté, nous avons, une forte composante continue avec une largeur à mi-hauteur faible 0,5 nm autour de 1568,9 nm. De l'autre, une large bande qui est située du côté des grandes longueurs d'onde et qui se caractérise par la présence d'un pic continu autour de 1608 nm, situé au

centre de la bande, d'une largeur à mi-hauteur de 1 nm. Deux pics latéraux d'intensités et de positions asymétriques sont présents dans la bande large. Ils sont de part et d'autre du pic central.

Nous pensons que la bande continue du côté des courtes longueurs d'onde et le pic continu du côté de grandes longueurs d'onde représentent les composantes spectrales du fond continu. D'autre part, les pics latéraux de la bande spectrale du côté des grandes longueurs d'onde résultent d'ondes dispersives générées par les solitons au cours de leur propagation dans la cavité. L'absence de modulation dans le spectre prouve cependant que les solitons ne sont pas liés.

Nous reviendrons largement sur cette émission de notre laser autour de 1600 nm au chapitre 7.

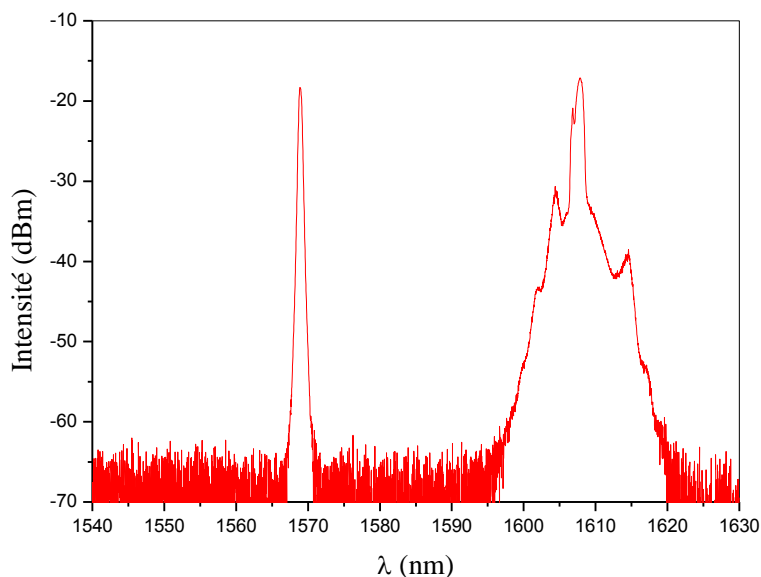


Figure 6.3 : Spectre optique de la pluie de solitons.

La trace d'autocorrélation est donnée par la figure 6.4. Elle nous permet de déduire que la durée des impulsions est de 830 fs. La trace d'autocorrélation présente aussi un pic de cohérence avec un grand piédestal. Cela confirme que les solitons sont en mouvement dans la cavité. Et, l'existence d'un seul pic sur la trace d'autocorrélation indique que les impulsions sont suffisamment éloignées les unes des autres.

Bien que ce comportement soit très similaire à celui rapportée dans [63], [147], nous devons cependant, tout d'abord, caractériser complètement ce comportement avec les paramètres du laser, avant de conclure définitivement sur la dynamique exacte de solitons. Pour se faire, nous avons joué sur l'orientation du contrôleur de polarisation ainsi que sur la puissance de pompage. C'est l'objet de la section suivante.

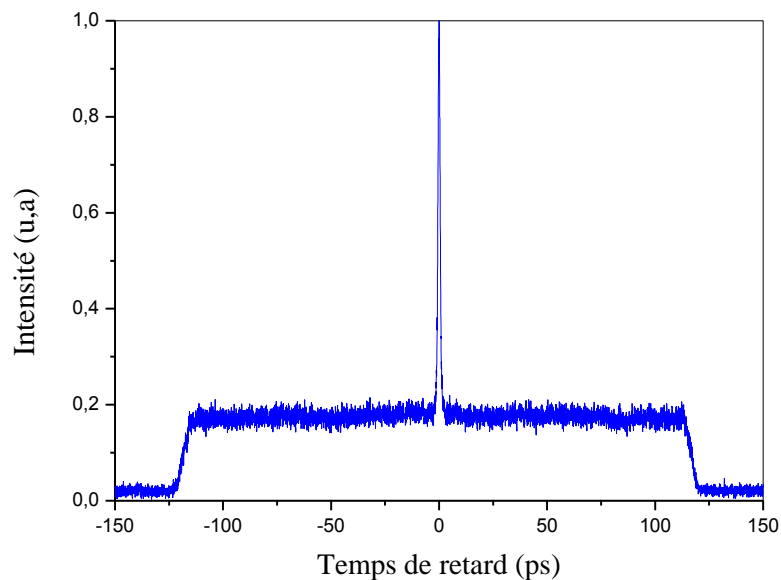


Figure 6.4 : Trace d'autocorrélation de la pluie de solitons.

6.4. Caractérisation de la pluie de solitons

6.4.1. Evolution de la formation de la pluie de solitons : en fonction du contrôleur de polarisation

En fixant la puissance de pompe à 1,6 W puis nous avons modifié légèrement le contrôleur de polarisation. Nous avons obtenu les résultats présentés sur la figure 6.5. Ces résultats montrent clairement que les pertes non-linéaires permettent de contrôler la dynamique des solitons.

La courbe supérieure illustre le cas où le filtrage non-linéaire arrête les faibles intensités, néanmoins, il existe un léger fond continu. Dans de telles conditions la pluie de solitons ne se produit pas : on observe un tas de solitons classique⁸². Lorsque le CP est modifié légèrement, un nombre significatif de solitons se regroupent en petits paquets d'une part et quelques simples solitons d'autre part. En modifiant d'avantage les pertes non-linéaires dans la cavité, la

⁸² régime multi-impulsionnel.

pluie de solitons apparaît. En continuant de jouer sur le contrôleur de polarisation, le nombre de solitons individuels augmentent tandis que le fond continu diminue. La taille de la phase condensée dépend de CP mais varie de très peu. Ainsi, en ajustant plus le contrôleur, le fond continu disparaît et la pluie de solitons est perdue pour donner finalement lieu à un gaz de solitons [18] (ce régime n'est pas représenté sur la figure 6.5).

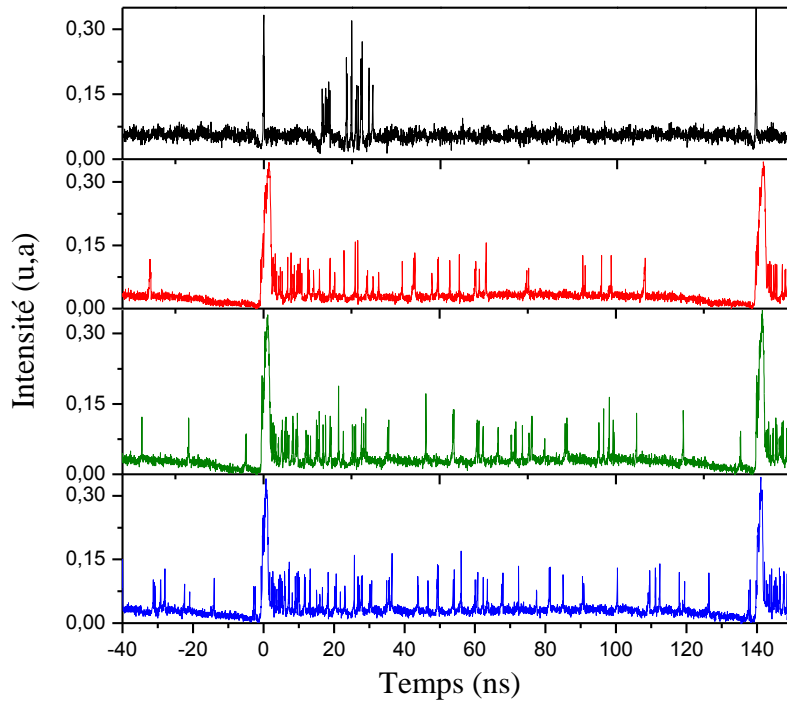


Figure 6.5 : Evolution de la formation de la pluie de solitons en fonction du CP.

6.4.2. Evolution de la formation de la pluie de solitons : en fonction de la puissance de pompage

Dans un second temps, nous sommes partis d'une position de contrôleur de polarisation favorisant la pluie de solitons. Nous avons varié la puissance de pompe entre 1,2 W et 2,4 W. Les résultats obtenus sont donnés par la figure 6.6. Ces derniers montrent qu'il y a un seuil de pompage d'environ 1,4 W, en dessous duquel, la pluie de solitons ne se produit pas parce que le niveau du fond continu est trop faible. D'autre part, si la puissance de pompage est trop élevée (supérieure à 2,4 W), la pluie de solitons est perdue et la distribution de solitons finit par devenir un gaz de solitons [18]. En outre, en faisant varier la puissance de pompe de 1,4 W à 2,4 W, le nombre de solitons individuels et le fond continu augmentent

tandis que la largeur temporelle de la phase condensée diminue d'environ 10 ns à environ 4 ns.

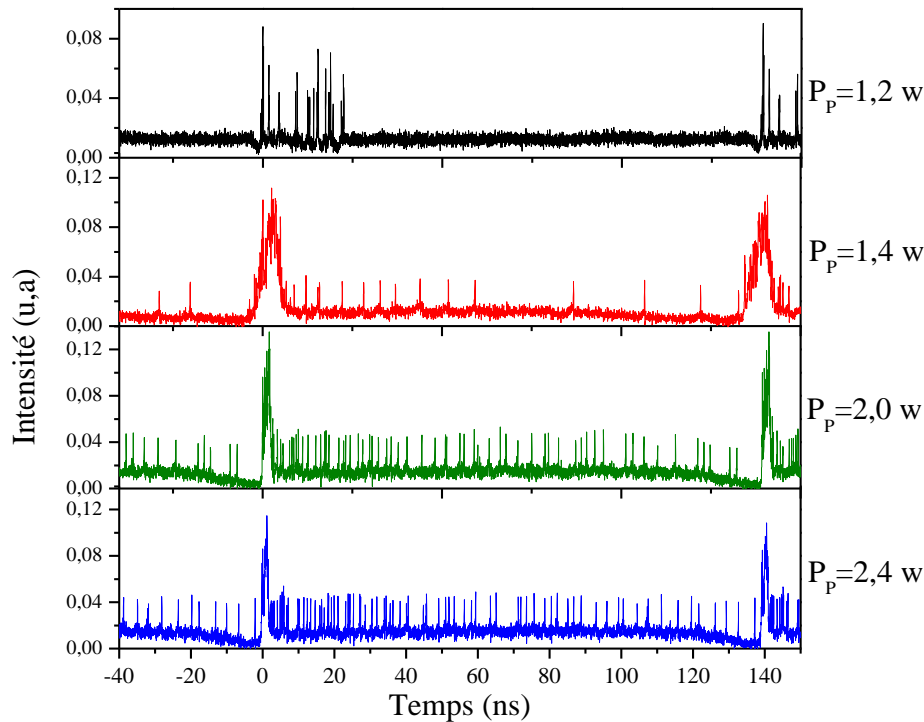


Figure 6.6 : Evolution de la formation de la pluie de solitons en fonction de la pompe.

6.4.3. Discussion

Dans nos expériences, pour observer la pluie de solitons, on passe toujours par un régime multi-impulsionnel où des impulsions solitaires et de petits paquets (agrégats) d'impulsions sont en mouvement relatif d'un tour de cavité avec des interactions attractives et répulsives à courte portée. En jouant finement sur le contrôleur de polarisation (ce qui vrai aussi avec la pompe), les impulsions finissent par être plus serrées. Finalement un paquet de solitons plus grand (phase condensé) se forme avec quelques solitons de son côté droit. L'apparition du fond continu créait à travers ses fluctuations d'autres impulsions et toutes les impulsions finissaient par dériver vers la phase condensée avec des vitesses différentes. La création des solitons individuels est donc aléatoire dans l'espace et dans le temps.

Par ailleurs, le nombre d'impulsions individuelles créées est très important et la vitesse de ces dernières n'est pas constante. Certaines impulsions finissent par entrer en collision et cela nous empêche de suivre individuellement les impulsions comme l'on fait les auteurs de [63], [147].

En raison d'un grand nombre d'impulsions individuelles et de leur vitesse de dérive élevée, il n'est pas possible d'estimer le taux de création des solitons, encore moins la vitesse de dérive, avec notre appareil de détection qui possède des limitations intrinsèques.

En outre, nous avons observé (en temps réel sur l'oscilloscope) que les solitons de dérive sont plus rapides que ceux de la phase condensée. Dans le cas d'une dispersion anormale, la longueur d'onde centrale des impulsions de dérive est plus courte que la phase condensée. En effet, la vitesse de groupe diminue si la longueur d'onde augmente en dispersion nettement négative. Cette dynamique correspond bien à celle indiquée dans le laser à fibre verrouillé passivement en phase par la NLPR [63], [147] car nous retrouvons dans cette distribution les trois éléments qui caractérisent la pluie de solitons : une phase condensée, un fond continu et des solitons individuels qui dérivent vers la phase condensée. Dans nos expériences, nous avons remarqué que le fond continu est nécessaire pour la formation de la pluie de solitons. Sans ce fond continu on ne peut pas avoir de la pluie de solitons.

6.5. Pluie de solitons et ses harmoniques

Une fois qu'on a perdu la pluie de solitons dans la section 6.4.2, nous avons gardé la puissance de pompe à 2,6 W et nous avons à nouveau tenté de récupérer la pluie de solitons avec le contrôleur de polarisation. Le nombre de solitons diminue dans un premier temps et le fond réapparaît en même temps que la pluie de solitons. Au fur et à mesure qu'on joue sur le contrôleur de polarisation, plusieurs groupes de pluie de solitons se mettent en place le long de la cavité. Nous avons ainsi passé successivement du 1^{er} au 5^{ème} harmonique de la pluie de solitons. Les résultats sont présentés dans la figure 6.7.

Bien que ces pluies de solitons soient différentes d'une période à l'autre en ce qui concerne l'amplitude de la phase condensée, le nombre moyen de solitons isolés et les fluctuations du fond continu, ces groupes représentent les harmoniques de la pluie de solitons. Les différences sont attribuées à la formation aléatoire des solitons isolés sur le fond continu [63], [147].

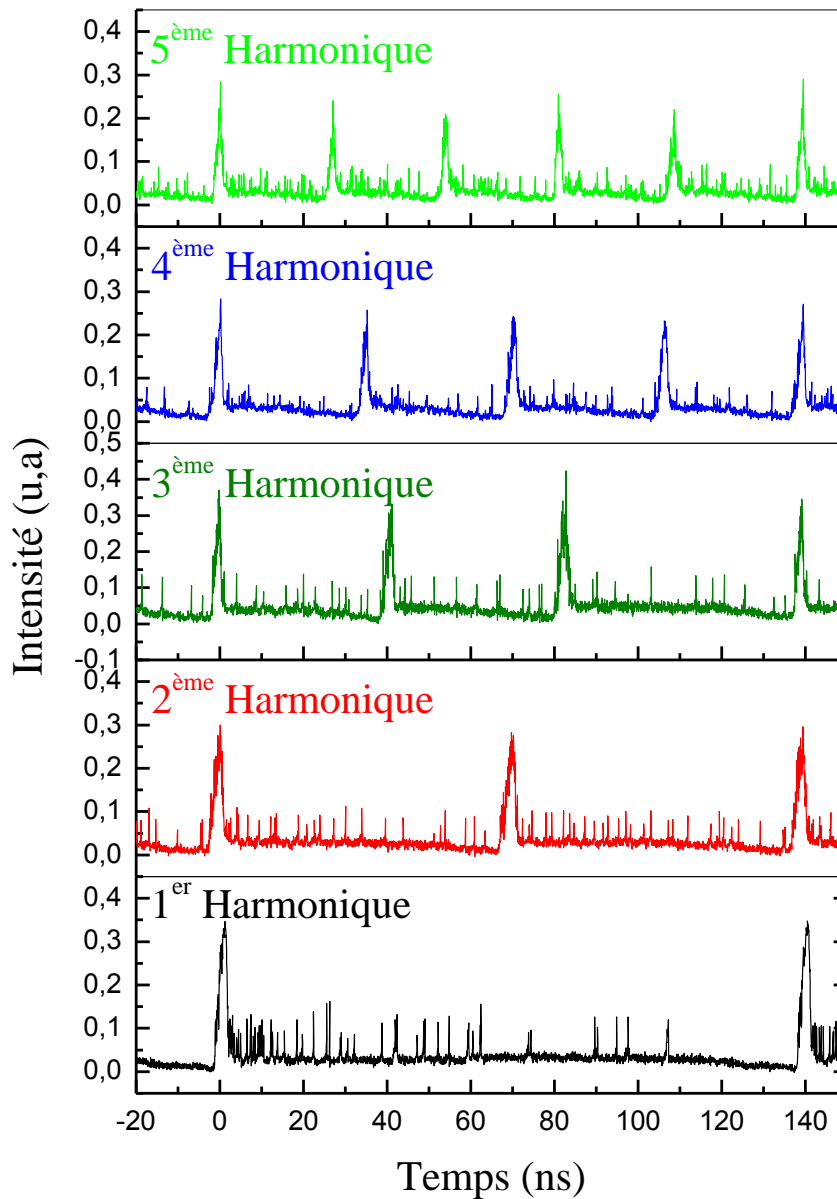


Figure 6.7 : Harmonique de pluie de solitons.

6.6. Conclusion

En somme, la coexistence des solitons et le fond continu conduisent à la formation de la pluie de solitons. Jusqu'ici, cette dynamique n'était observée que dans les lasers verrouillés passivement en phase par la RNLP. D'une part, nous avons présenté une observation expérimentale d'une pluie de solitons dans un laser à fibre double gaine co-dopée Er:Yb en forme de huit, verrouillé passivement en phase par le NOLM, en régime de dispersion

anormale. D'autre part, nous avons étudié la dynamique de la pluie de solitons avec le contrôleur de polarisation et la puissance de pompage. En fixant la puissance de la pompe, l'ajustement du contrôleur de polarisation a permis de passer successivement du 1^{er} au 5^{ème} harmonique de la pluie de solitons.

L'observation de la pluie de solitons dans une configuration différente de celle étudiée dans les références [63], [147]–[149] renforce l'idée de l'universalité de cette dynamique, à l'instar d'autres comportements collectifs de solitons. Ces états d'impulsions ne dépendent pas du mécanisme exact de verrouillage de modes mais plutôt des types d'interactions entre les solitons.

Chapitre 7 : Emission laser à 1600 nm

7.1. Introduction

Les amplificateurs à fibre dopée erbium sont des composants importants pour les systèmes de télécommunications optiques. Ces amplificateurs utilisent deux fenêtres de longueurs d'onde à savoir 1530-1565 nm (appelée bande C) et 1565-1625 nm (appelée bande L). Toutefois, ces deux bandes n'ont pas les mêmes niveaux de gain. En effet, le maximum de gain se trouve dans la bande C tandis que la bande L est caractérisée par un gain faible (même lorsque la puissance de pompage est assez forte) [194]. Ce qui confère à l'erbium la possibilité d'amplifier soit la bande C soit la bande L voir simultanément les deux.

Le rayonnement laser autour de 1,6 μm trouve des applications dans la détection par exemple avec les lidars à absorption différentielle (DIAL⁸³) [195] et dans l'ophtalmologie [196].

Ce chapitre est consacré à l'émission laser autour de 1600 nm dans un laser à fibre en forme de huit basé sur le NOLM. Cette émission peut fonctionner soit en régime continu soit en régime multi-impulsionnel. Le laser émet une puissance continue d'environ 155 mW à 1607 nm. Le verrouillage harmonique avec un taux de répétition de 575 MHz a également été observé.

7.2. Observation d'une émission à 1600 nm

La figure 7.1 représente l'émission spontanée amplifiée (ASE) de l'amplificateur que nous avons utilisé pour cette étude. Cette courbe montre l'endroit où il y'a du gain dans l'amplificateur. La bande de longueur d'onde s'étend de 1530 nm à 1572 nm. En plus, elle présente trois maxima à savoir 1537 nm, 1545 nm (où se situe le maximum d'intensité de l'ASE) et 1562 nm.

Avec cet amplificateur, nous avons réalisé une cavité laser en forme de huit basée sur le NOLM. Le dispositif expérimental est le même que celui utilisé au chapitre 6. Il est donné sur la figure 7.2. La cavité est également en régime de dispersion anormale. La dispersion totale est de $\beta_{2T} \times L_T = -0,56 \text{ ps}^2$, avec une longueur totale (L_T) de la cavité de 28,1 m et correspondant à une période de 139,6 ns.

⁸³ Differential absorption LIDAR.

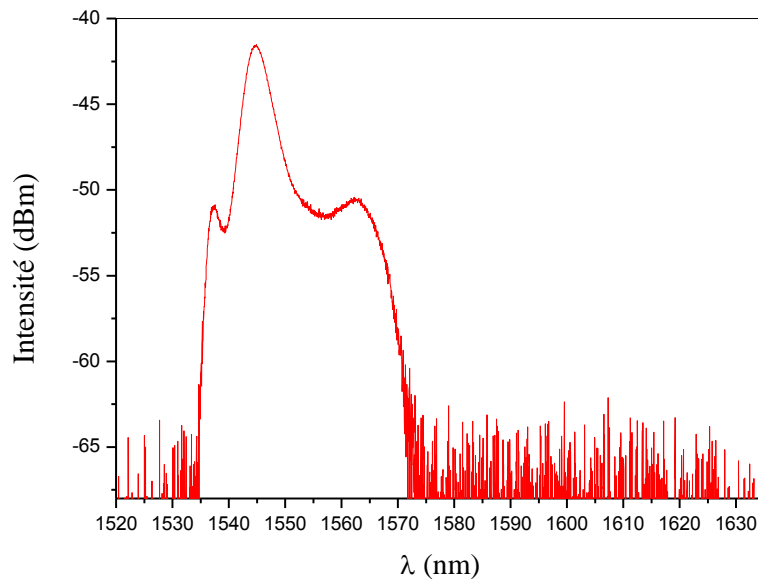


Figure 7.1 : Spectre de fluorescence de l'amplificateur.

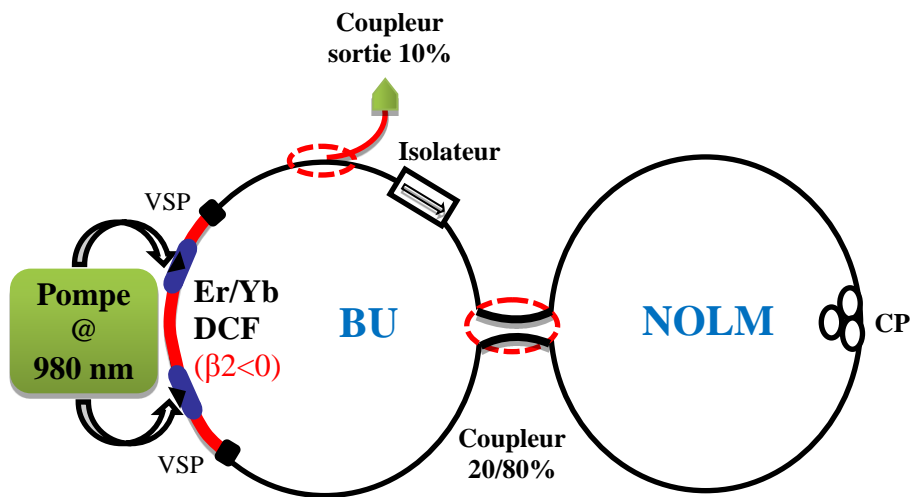


Figure 7.2 : Dispositif expérimental.

Nous avons fixé la puissance de pompage à 1,6 W. En ajustant le contrôleur de polarisation, nous obtenons un régime multi-impulsionnel. Ce dernier est représenté sur la figure 7.3. Cette distribution est constituée de groupes d'impulsions. Les impulsions remplissent toute la cavité et elles sont en mouvement.

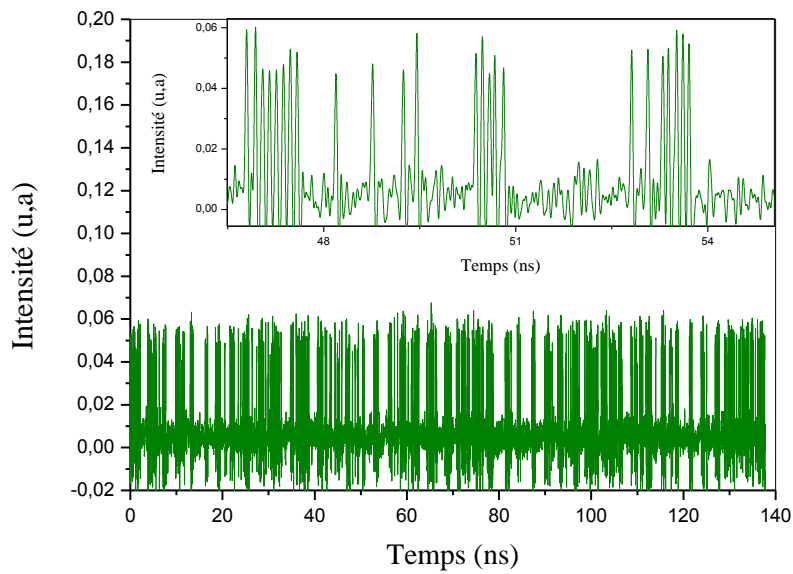


Figure 7.3 : Distribution temporelle à un instant donné.

Le spectre optique correspondant est donné par la figure 7.4. Il est centré autour de 1568 nm. La présence des bandes latérales sur le spectre optique prouve bien que le laser oscille en régime impulsionnel. D'autre part, nous voyons apparaître une bosse au-delà de 1600 nm.

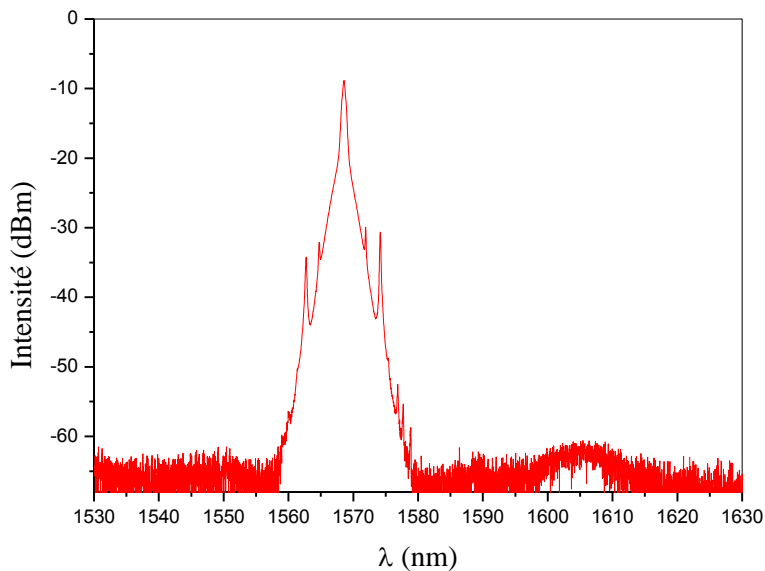


Figure 7.4 : Spectre optique correspond à la trace temporelle de la figure 7.3.

Après avoir vérifié que cette composante spectrale n'était pas due à un problème électronique (matériel d'acquisition), nous avons ajusté le contrôleur de polarisation tout en gardant la

même puissance de pompage. Lorsque nous faisons varier finement le contrôleur de polarisation, l'intensité de la composante à 1605 nm augmente. A l'inverse, l'intensité du pic autour de 1550 nm diminue lentement. La figure 7.5 montre un spectre optique pour deux positions différentes du contrôleur de polarisation. Le spectre montre une émission simultanée sur deux gammes de longueurs d'onde centrées autour 1550 nm et de 1605 nm.

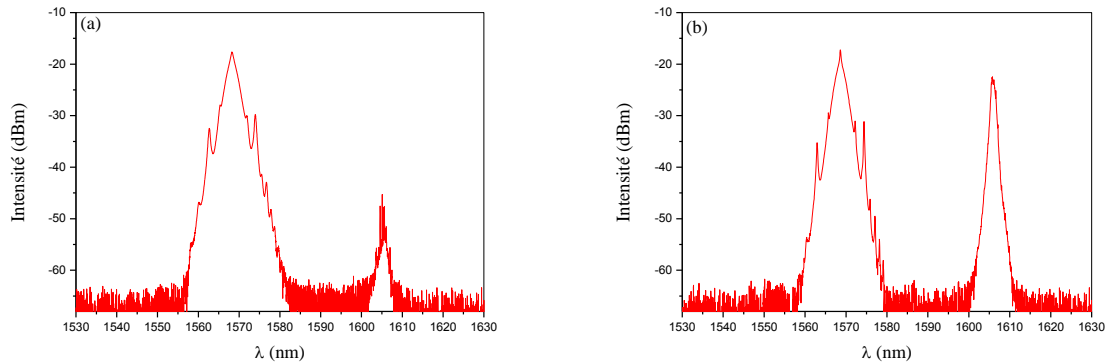


Figure 7.5 : Emission du laser autour de 1,5 μm et 1,6 μm pour deux positions différentes du contrôleur de polarisation.

En continuant de jouer sur le contrôleur de polarisation, l'intensité du pic situé du côté des grandes longueurs d'onde (autour de 1600 nm) diminue. Puis le pic finit par s'éteindre : cela veut dire qu'il n'y a plus de gain autour de 1600 nm. Cependant, l'intensité du pic à 1570 nm est presque constante.

Nous sommes partis d'une autre position du contrôleur de polarisation (toujours avec la même puissance de pompe) qui favorise l'émission simultanée autour de 1550 et 1600 nm. Cette fois-ci en faisant tourner le contrôleur de polarisation, c'est l'intensité du pic autour de 1570 nm qui diminue et elle finit par être nulle. La figure 7.6 montre quelques étapes de l'évolution du spectre en fonction du contrôleur de polarisation.

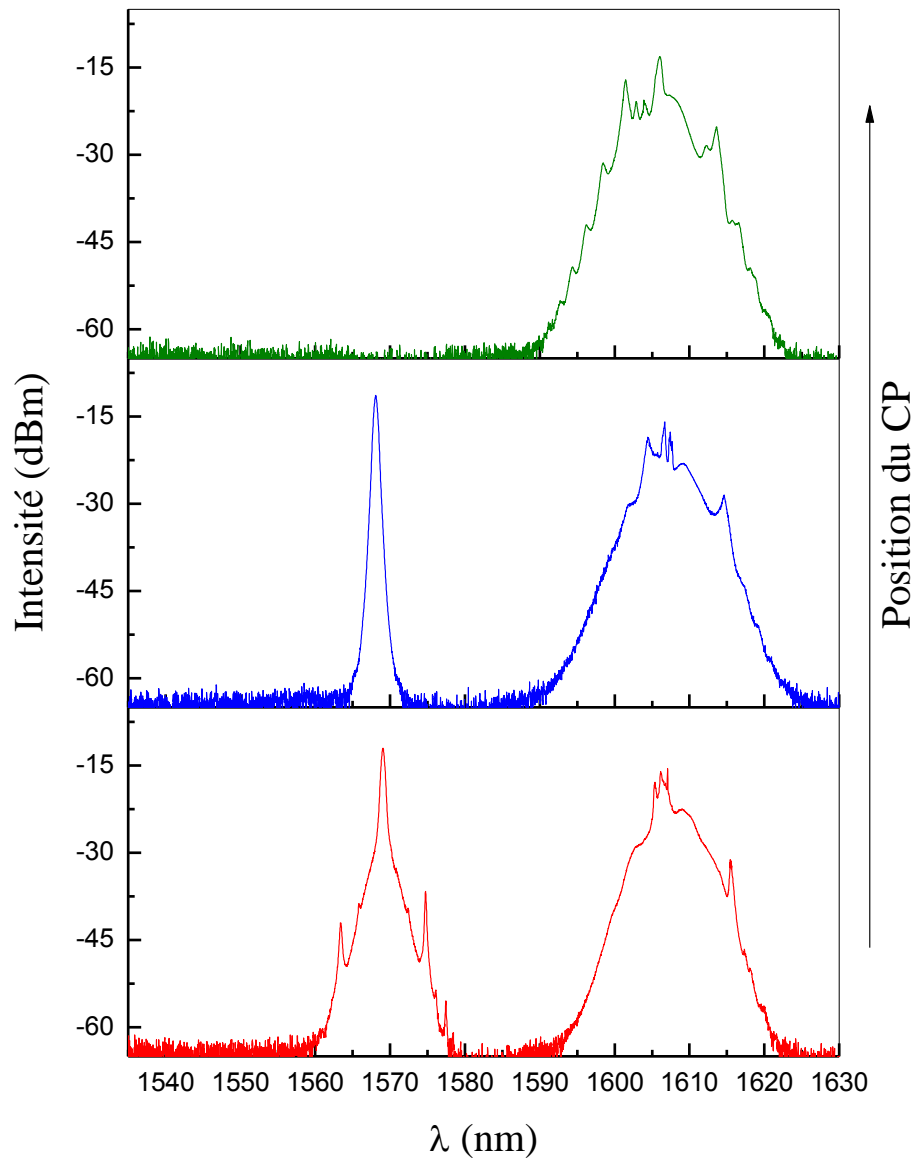


Figure 7.6 : Evolution spectrale en fonction du contrôleur de polarisation.

7.3. Discussion

Nous avons observé simultanément une émission du laser bande C autour de 1570 nm et 1605 nm. Cette émission dépend de l'orientation du contrôleur de polarisation. Et selon les positions du contrôleur de polarisation également, nous pouvons avoir, soit la gamme autour de 1570 nm, soit celle autour de 1605 nm. L'émission à 1605 nm pourrait être due à plusieurs causes : l'effet Raman ou l'instabilité de modulation⁸⁴ ou bien le mélange à quatre ondes. Dans les lasers à fibre en silice, il est bien connu que le décalage de la composante Stokes est

⁸⁴ ou MI : Modulation Instability

de 100 nm par rapport à 1550 nm tandis que dans nos résultats, le décalage est d'environ 60 nm. Dans nos résultats, le décalage en fréquence est presque constant sur l'ensemble de pompage. Ce qui signifie donc que l'instabilité de modulation ne peut pas être responsable de ce décalage parce que le décalage spectral de l'instabilité de modulation dépend de la puissance de pompe [197]. Nous avons vérifié si ce décalage correspondait au mécanisme du mélange à quatre ondes. Pour cela, nous avons mis un coupleur 90/10 dans la boucle NOLM pour caractériser les spectres optiques des deux ondes qui se propagent en sens opposé. L'analyse des résultats montrent que les spectres des deux ondes circulant en sens inverse dans le NOLM sont identiques d'une part et qu'il n'existe pas une bande spectrale symétrique d'autre part. Par conséquent, nous pouvons conclure que les résultats observés ne semblent pas correspondre au mélange à quatre ondes dans le cas d'ondes contra-propagatives.

Au début, nous avons supposé que ce décalage est favorisé par la configuration de la boucle NOLM car jusque-là un tel décalage n'était pas observé avec nos amplificateurs fonctionnant en bande C utilisés en configuration lasers en forme de huit avec le NALM et en anneau avec la rotation non-linéaire de la polarisation. Mais, mes collègues ont récemment observé ce type de décalage spectral dans un laser à fibre à verrouillage passif de modes par la rotation non-linéaire de la polarisation avec le même amplificateur. En outre, ils ont étudié les propriétés spectrales en fonction des pertes linéaires. De ce fait, ils ont fini par montrer que de faibles pertes linéaires favorisent l'oscillation autour de 1600 nm. Ils arrivent ainsi à contrôler l'émission autour de 1600 nm avec les pertes linéaires intra-cavités [198].

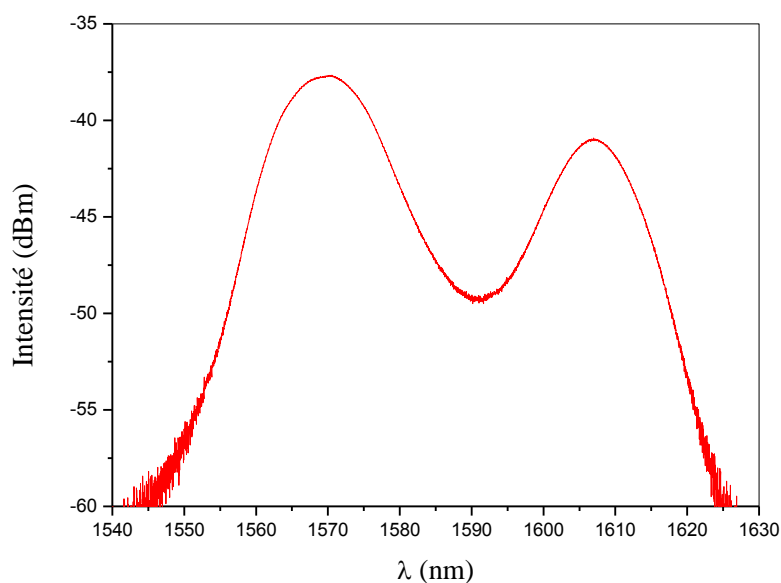


Figure 7.7 : Large spectre d'une gamme de 70 nm couvrant la bande C+L.

Pour finir, notons également qu'il est possible d'obtenir un spectre optique qui s'étend sur environ 100 nm comme le montre la figure 7.7. Les intensités autour de 1550 nm et de 1600 nm sont presque identiques. L'allure du spectre laisse penser que le laser pourrait être accordable sur l'ensemble de cette longueur d'onde. Dans nos expériences, le laser peut être accordable d'environ 5 nm, du côté des faibles longueurs d'onde (autour 1570 nm) et également vers les grandes longueurs d'onde (autour 1605 nm), en fonction du contrôleur de polarisation.

7.4. Etat de l'art : émission laser autour de 1600 nm

Il existe très peu de publications sur l'émission autour de 1600 nm. Ceci est probablement dû au faible gain disponible autour de cette longueur d'onde.

Lin et ses collègues [199] ont rapporté une large gamme de longueurs d'onde (de 1567 à 1625 nm) accordable en utilisant un coupleur variable, dans un laser à fibre dopée erbium en anneau avec amplificateur en bande L, sans filtre spectral. Cependant, pour les lasers à fibre, plusieurs travaux utilisent un filtre spectral pour accorder en longueur d'ondes dans le domaine spectral couvrant les bandes C et L (C+L) [175], [200], [201]. L'amplification autour de ces longueurs d'onde peut se faire soit avec un amplificateur en bande C soit en bande C+L. Feng *et al.* [201] ont étudié expérimentalement l'évolution spectrale d'un laser en forme de huit, basé sur le NOLM, en fonction des contrôleurs de polarisation. En insérant un filtre Fabry-Pérot (F-P) dans la deuxième boucle, les auteurs ont obtenu l'oscillation d'une cinquantaine longueurs d'onde stables espacées de 0,8 nm (fixé par le filtre F-P). Ces longueurs d'onde s'étendent sur une plage spectrale de 1562-1605 nm. En fait, cela est dû aux pertes, dépendant de l'intensité, induites dans la cavité laser et pouvant supprimer la compétition des modes dans le milieu gain à large bande homogène [175].

Des impulsions d'une durée de 605 fs ont été générées autour de 1600 nm avec une amplification à dérive de fréquence (CPA) utilisant une fibre dopée erbium large mode [202]. Ces impulsions ont une énergie de 1,5 μ J et un taux de répétition de 300 kHz.

D'autre part, un régime de verrouillage de mode à 1602 nm a été également reporté par Chen *et al.* [203] dans un laser à fibre dopée erbium couvrant la bande C+L en anneau unidirectionnel. En outre, l'impulsion correspondante à cette émission autour de 1600 nm interagit avec une autre impulsion dont le spectre optique est centré à 1560 nm.

La suite de cette étude est consacrée seulement à l'émission autour de 1600 nm. Nous étudierons le régime continu et le régime multi-impulsionnel autour de cette longueur d'onde. Notons que ces régimes sont auto-démarrant autour de 1600 nm quelle que soit la puissance de la pompe (au-delà du seuil).

7.5. Régime continu

En fixant toujours la puissance de pompe à 1,6 W et en jouant sur le contrôleur de polarisation, le laser oscille facilement autour de 1600 nm. C'est un régime continu. L'évolution temporelle de l'intensité à la sortie du laser est donnée par la figure 7.8.

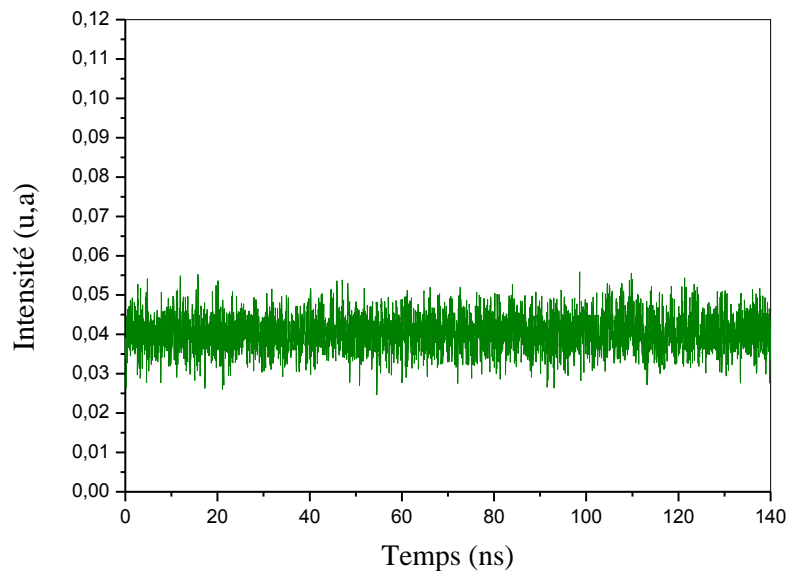


Figure 7.8 : Trace temporelle du régime continu.

La figure 7.9 montre le spectre optique correspondant. Le spectre est centré autour de 1607 nm avec une largeur d'environ 0,80 nm. Cette dernière varie très peu avec la puissance de pompage. Nous avons obtenu une puissance moyenne de sortie de 39,1 mW.

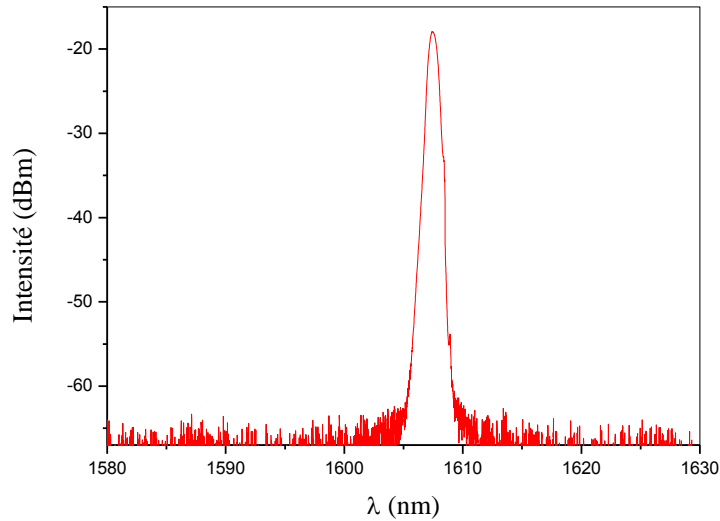


Figure 7.9 : Spectre optique du régime continu.

A partir de cette position du contrôleur de polarisation, nous avons caractérisé la puissance de sortie de ce régime en fonction de la puissance de pompage. L'évolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance de pompage est donnée par la figure 7.10. Cette dernière montre un seuil du laser autour d'une puissance de pompe de 700 mW. D'autre part, la puissance maximale de sortie est de 155 mW avec un pompage de 4,6 W et l'efficacité du laser est d'environ 4%.

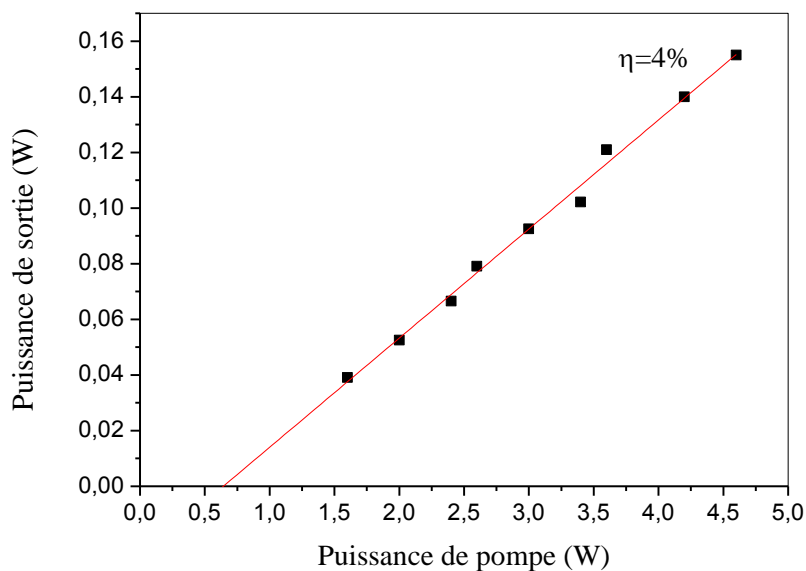


Figure 7.10 : Evolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance de pompage. Les symboles sont des points expérimentaux et la ligne correspond à un ajustement linéaire.

Notons aussi que, pour cette position de contrôleur de polarisation, le laser fonctionne en continu autour de 1600 nm jusqu'à une puissance de pompage de 4,6 W. A l'inverse, le laser est en régime multi-impulsionnel au-delà de 4,6 W de puissance de pompage.

7.6. Régime multi-impulsionnel

En fixant la puissance de pompage à 1,8 W, nous pouvons obtenir différents régimes impulsionnels autour de 1600 nm en ajustant le contrôleur de polarisation.

Ce pompage est suffisant pour que la cavité oscille en régime multi-impulsionnel. Les impulsions sont distribuées d'une manière irrégulière le long de la cavité et sont en mouvement les unes par rapport aux autres.

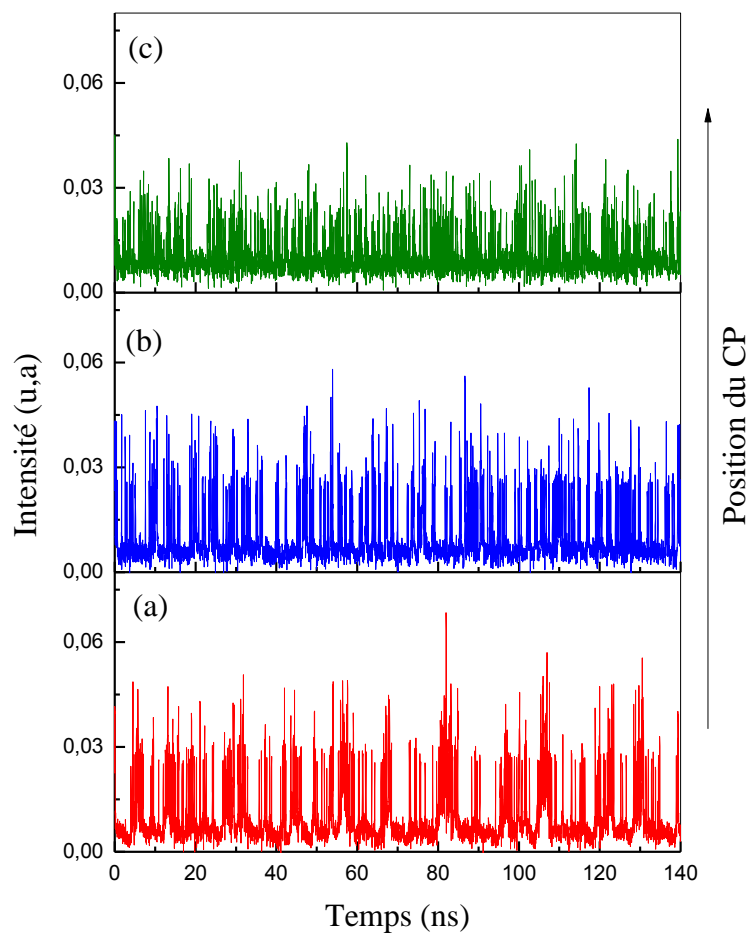


Figure 7.11 : Trace temporelle à un instant donné du régime impulsionnel en fonction de la position du CP.

La figure 7.11 montre l'allure temporelle en régime multi-impulsionnel, à un instant donné, en fonction de l'ajustement du contrôleur de polarisation. Les spectres optiques correspondant à ces distributions sont donnés par la figure 7.12.

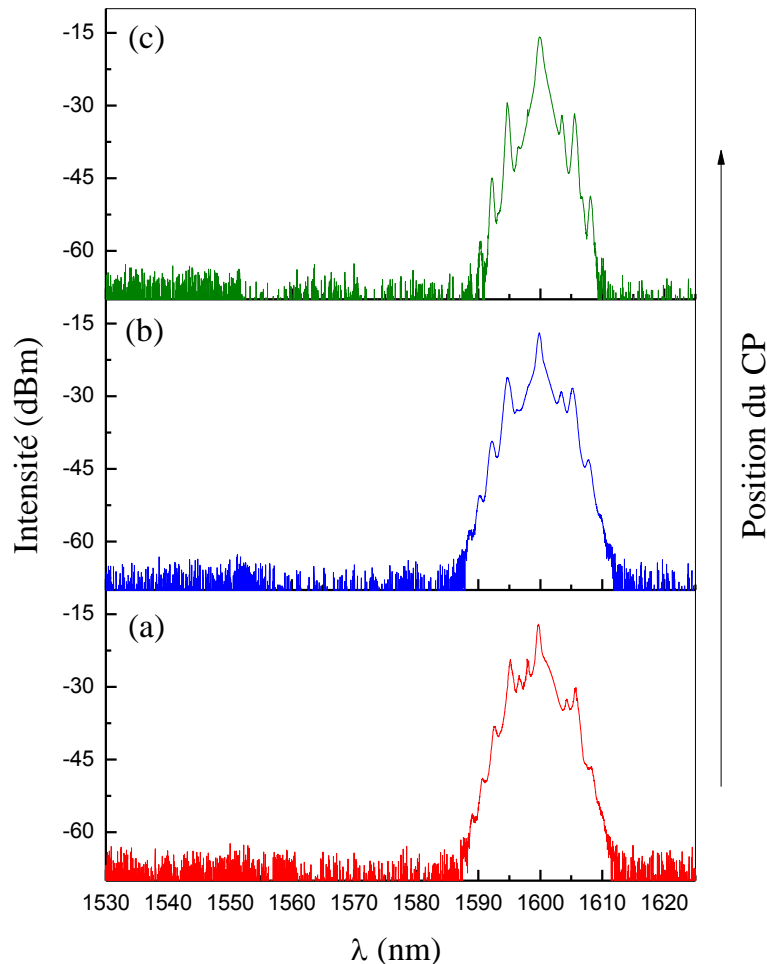


Figure 7.12 : Spectre optique correspondant à la trace temporelle 7.11.

Nous fixons toujours la puissance de pompage à 1,8 W mais cette étude est indépendante de celle ci-dessus. Le contrôleur de polarisation est ajusté de telle sorte que la cavité contient un grand nombre d'impulsions. L'émission laser est toujours autour de 1600 nm. Ces dernières remplissent tout l'espace disponible et se déplacent dans la cavité.

En jouant finement sur le contrôleur de polarisation des groupes condensés d'impulsions apparaissent. Au bout de quelques minutes les impulsions se réorganisent et elles évoluent lentement vers un régime stable. C'est un régime dans lequel les impulsions sont identiques et régulièrement réparties le long de la cavité. La distribution temporelle de ce régime est donnée par la figure 7.13. Il s'agit d'un régime de verrouillage de modes harmonique (HML).

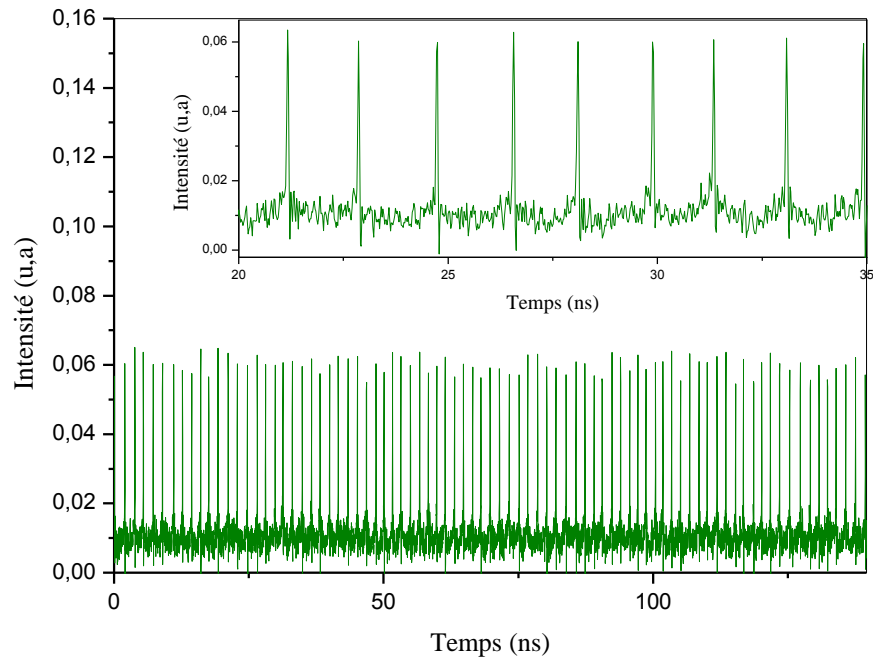


Figure 7.13 : Trace temporelle du verrouillage de modes harmonique de solitons.

Comme tout verrouillage de modes harmonique, il est important d'évaluer les fluctuations d'intensité et la gigue temporelle entre les impulsions. Nous les évaluons à 15 % et 0,20 ns, respectivement.

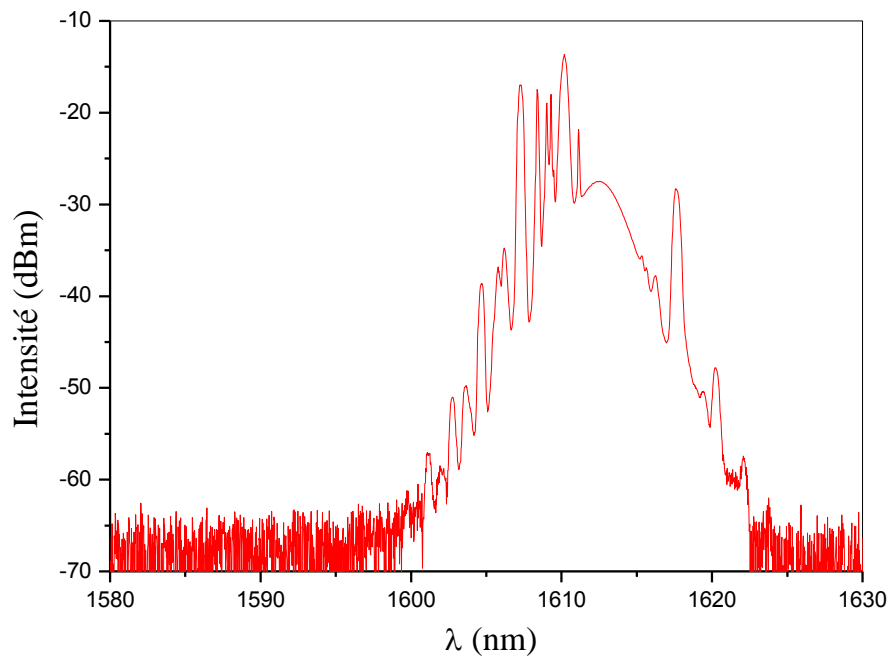


Figure 7.14 : Spectre optique du verrouillage de modes harmonique de solitons.

Nous voyons visiblement la présence d'un fond continu important d'environ 16% sur la trace temporelle. Comme nous l'avons décrit au chapitre 5, l'un des inconvénients de la boucle NOLM est de ne pas pouvoir réfléchir l'onde continue. Donc, toutes les composantes continues ne sont pas transformées en impulsions. Le spectre optique correspondant est représenté sur la figure 7.14. Le spectre optique est centré autour de 1612 nm. Ce dernier présente des bandes latérales irrégulières ni en amplitude ni en positions.

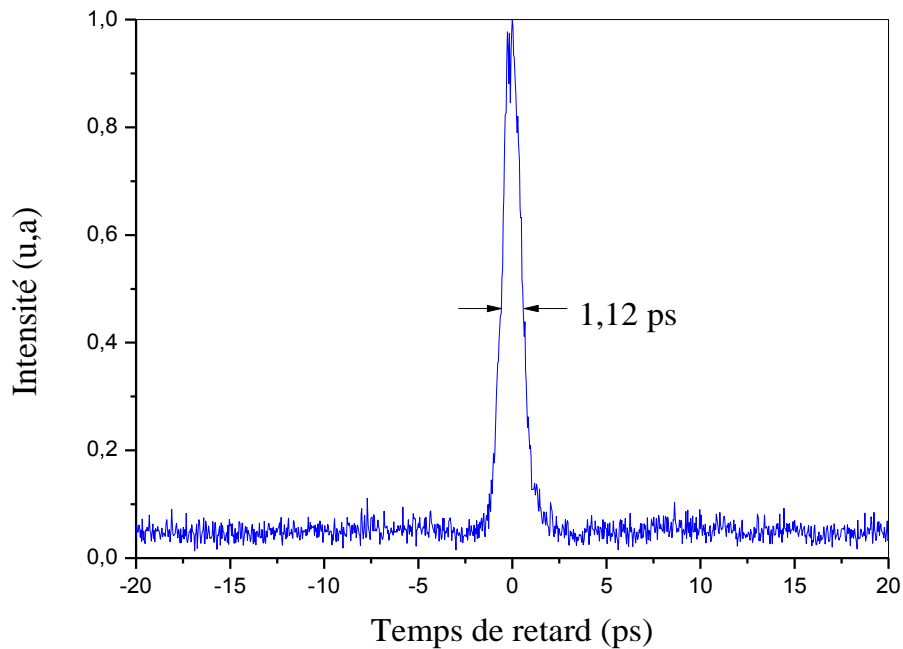


Figure 7.15 : Trace d'autocorrélation du verrouillage de modes harmonique de solitons.

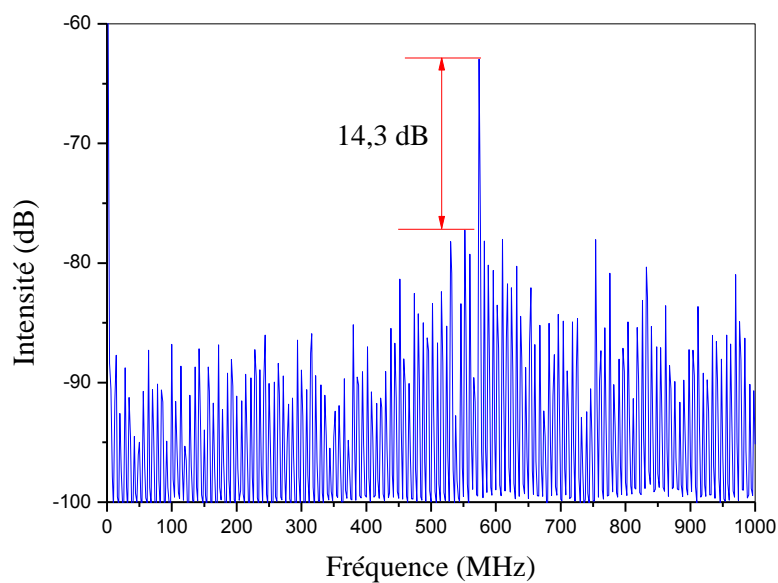


Figure 7.16 : Spectre basse fréquence du verrouillage de modes harmonique de solitons.

La figure 7.15 donne la trace d'autocorrélation. Si nous supposons un ajustement théorique par une sécante hyperbolique au carré, nous obtenons une durée d'impulsion de 730 fs. La trace du spectre basse fréquence de la figure 7.16 confirme que nous avons bien un régime harmonique. Elle donne en effet une cadence de répétition des impulsions de 575 MHz, correspondant à la 80^{ème} harmonique. Le taux de suppression de supermodes est supérieur à 14,3 dB.

7.7. Conclusion

Nous avons réalisé un laser à fibre double gaine dopée erbium/ytterbium verrouillé passivement en phase par le NOLM pompé par deux diodes à 980 nm. Le laser peut fonctionner en continu comme en impulsionnel autour de 1600 nm mais aussi simultanément autour de 1570 nm et de 1605 nm. En continu, le laser a permis de générer une puissance de 155 mW à 1607 nm avec une puissance de pompage de 4,6 W. Et en régime impulsionnel, nous avons obtenu un verrouillage harmonique d'ordre 80 à 1612 nm avec une cadence de 575 MHz et une énergie de 58 pJ par impulsion.

Conclusion et perspectives

Les travaux présentés dans cette thèse s'inscrivent dans le cadre général de l'étude des interactions d'un grand nombre de solitons dans les lasers à fibre dopée erbium/ytterbium. La présence d'un grand nombre d'impulsions dans la cavité engendre des phénomènes d'attractions et de répulsions entre solitons, conduisant ainsi à des comportements collectifs d'un ensemble de solitons plus ou moins complexes. Deux lasers à fibres verrouillés passivement en phase ont été réalisés. D'une part, nous avons utilisé un laser à fibre à blocage de modes passif par l'évolution non-linéaire de la polarisation (RNPL). D'autre part, nous avons réalisé un laser en forme de huit basé sur le miroir optique à boucle non-linéaire (NOLM).

Dans un premier temps, nous avons étudié un laser à fibre monomode de forte puissance en régime de dispersion anormale verrouillé en phase par la rotation non-linéaire de la polarisation. D'abord, nous nous sommes intéressés à une distribution de solitons particulièrement stable où les impulsions sont liées. En fonction du nombre d'impulsions dans le laser, cette distribution est appelée également un cristal de solitons. Pour une puissance de pompage donnée, nous avons obtenu un cristal de solitons contenant 660 impulsions. En augmentant le pompage, la taille du cristal croît aussi, le nombre d'impulsions passe à 900. Lorsque la puissance de pompage est relativement grande, le cristal devient instable et il se casse en donnant plusieurs petits paquets d'impulsions. Les paquets d'impulsions finissent par se réorganiser pour former 50 paquets quasi-identiques et équidistants répartis tout au long de la cavité. Chaque paquet contient 50 impulsions : c'est du verrouillage de mode harmonique (HML) où le motif de base est un cristal de solitons.

Suite aux travaux théoriques de Komarov montrant que la position d'une composante continue (cw) dans le spectre optique était capable de contrôler la portée et la nature de l'interaction entre les impulsions, nous avons cherché la possibilité de contrôler expérimentalement les distributions de ce laser à fibre à blocage de mode par la RNLP par une injection d'une composante continue externe. Les résultats obtenus démontrent que l'injection de cette composante peut forcer le laser à fonctionner en régime de verrouillage de modes harmonique. L'injection de l'onde externe a permis de transformer une superposition d'états liés de 1500 solitons en régime HML. Le couplage entre les impulsions est assez fort dans cette superposition d'états liés, ceci se manifeste par une forte modulation de son spectre optique.

Lorsque la composante externe est accordée dans la bande spectrale du laser principal, cette modulation du spectre optique diminue et une composante cw auto-générée par le laser

principal apparaît. Et, au même moment, des impulsions se détachent des phases condensées. Ces deux composantes (injectée et auto-générée) semblent donc être responsables de la destruction des états liés. Lorsque ces états liés sont complètement détruits, l'interaction répulsive à longue portée entre les impulsions conduit au régime de verrouillage de modes harmonique. Ainsi, nous obtenons la 946^{ème} harmonique à une cadence de 5,82 GHz avec une injection à 1552 nm pour une puissance de 110 mW.

Dans la deuxième partie de cette expérience, nous sommes partis d'un gaz de solitons. Le gaz de solitons est transformé en régime HML de gouttes de solitons sous l'effet de la composante externe. Dans ce cas, le laser principal n'auto-génère pas une composante cw. Ce qui laisse penser qu'il y a une absence d'interaction répulsive à courte distance due au laser principal. C'est cette composante externe (celle qui induit l'interaction répulsive à longue distance) qui est donc responsable de cette évolution vers le régime de verrouillage de modes de gouttes de solitons. Nous avons observé la 37^{ème} harmonique avec un taux de répétition de 229 MHz lorsque la puissance de l'onde injectée est de 200 mW, correspondant à une longueur d'onde de 1545,4 nm.

Dans les deux cas, la plage de longueurs d'onde de la composante externe, dans laquelle le HML existe, est étroite : elle est environ de 1 nm. De plus, l'effet de la composante externe est réversible. Nous avons également noté une absence d'hystérésis. Pour mieux comprendre le rôle de la composante continue externe sur la distribution des solitons, nous avons développé deux approches théoriques : l'une scalaire et l'autre vectorielle. Ces approches sont basées sur l'équation de propagation de Ginzburg-Landau Complexe cubique-quintique (CGLQ) et nous permettent de modéliser un laser verrouillé en phase et soumis à l'injection d'une composante continue externe. Avec le modèle scalaire, nous sommes partis (sans source externe) d'un cristal de solitons, du fait de sa stabilité, remplissant toute la boîte d'étude (cavité). Selon la fréquence et l'amplitude de la composante continue, la nature des interactions de l'état de départ peut être conservée ou modifiée. Pour une fréquence de la composante externe fixée, un cristal de solitons (qui remplit toute la cavité) peut se transformer en poly-cristal, ou en liquide ou en gaz de solitons selon l'amplitude du signal injecté. En tenant compte la dynamique du gain dans un second temps, nous sommes partis d'un cristal de solitons avec un nombre réduit d'impulsions (cristal remplissant une partie de la boîte de calcul) comme donnée initiale. Sous l'influence de la composante externe, nous obtenons une plage étroite d'amplitude et de fréquence du signal injecté où les solitons sont en régime de verrouillage de modes harmonique tout en gardant le même nombre (5) d'impulsions initial. Le modèle vectoriel décrit la cavité laser utilisée au chapitre 3. C'est un

modèle qui tient compte du verrouillage de modes par la rotation non-linéaire de la polarisation. Lors de leurs propagations, les solitons liés créent des ondes dispersives qui se manifestent par des bandes latérales sur le spectre. Pour des paramètres bien précis, un phénomène de résonance s'établit entre la fréquence de la composante externe injectée et celle des bandes latérales spectrales. Ce phénomène induit une interaction répulsive entre les solitons conduisant au régime HML. Ces deux modèles démontrent bien que le signal injecté peut modifier les interactions entre les solitons.

Dans un deuxième temps, nous avons réalisé un miroir optique à boucle non-linéaire (NOLM), en configuration de laser à fibre en forme de huit. Cette étude est motivée par les résultats obtenus par Foued Amrani sur le comportement collectif des solitons analogues aux états de la matière dans le cas de la RNLP et dans un laser en forme de huit basé sur le miroir à boucle non-linéaire amplificatrice (NALM). Avec cette configuration, nous avons ainsi retrouvé un gaz de solitons, un liquide de solitons, un poly-cristal de solitons, un multi-cristal de solitons. Nous avons également observé des superpositions cohérentes et incohérentes d'états liés. Pour mieux préciser la distribution des solitons dans ces états liés, nous avons réalisé une reconstruction numérique. De plus, nous avons obtenu la 42^{ème} harmonique d'états liés avec une cadence de 418 MHz et une suppression des supermodes de 13 dB. Les paquets d'impulsions en état lié ne sont pas totalement identiques, néanmoins nous évaluons à environ 10 le nombre de solitons par paquets, donnant ainsi 480 solitons.

D'autre part, nous avons observé une distribution de solitons constituée d'un fond continu, des solitons de dérives et d'une phase condensée. Cette distribution est appelée pluie de solitons car elle est analogue au cycle de l'eau. Cette dynamique de solitons a été également observée dans une cavité en anneau à blocage de modes passif aussi bien en régime de dispersion anormale que normale. Tous ces résultats confortent l'idée de l'universalité des comportements collectifs des solitons.

Nous avons aussi remarqué que le laser pouvait fonctionner soit autour de 1550 nm, soit autour de 1600 nm, soit en même temps dans ces deux gammes de longueurs d'onde ou en couvrant tout l'intervalle spectral compris entre ces deux gammes de longueurs d'onde. La dernière section de cette partie a été consacrée à cette observation de l'émission laser autour de 1600 nm. Le laser émet une puissance moyenne de 155 mW en continu à 1607 nm. Nous avons obtenu 80 impulsions en régime de verrouillage de modes harmonique à 1612 nm avec un taux de répétition de 575 MHz, une suppression des supermodes de 14,3 dB et une énergie de 58 pJ par impulsion.

Conclusion et perspectives

Pour ce travail, nous envisageons plusieurs perspectives. Tout d'abord, il est important de comprendre expérimentalement le mécanisme de dislocation du cristal de solitons. Dans nos expériences, l'injection de la composante externe a permis d'obtenir le régime HML. Il serait intéressant de voir si l'injection de cette composante permettait d'obtenir un état lié ou un cristal de solitons. De plus, nous envisageons de mettre en évidence expérimentalement les prédictions théoriques de Komarov sur le phénomène de résonance entre la fréquence de la composante externe et les résonances spectrales (bandes de Kelly par exemple) du laser principal.

Listes des publications et conférences de l'auteur

Publications dans les revues scientifiques

1. F. Amrani, **A. Niang**, M. Salhi, H. Leblond and F. Sanchez, "Passive harmonic mode locking of soliton crystals", *Opt. Lett.* **36**, pp. 4239-4241 (2011).
2. François Sanchez, Foued Amrani, **Alioune Niang**, Mohamed Salhi, and Andrey Komarov, "Characterization of a high-power erbium-doped fiber laser", *IJMA* (International Journal of Microwave Applications). **2**, pp. 89-92 (2013).
3. **A. Niang**, F. Amrani, M. Salhi, A. Komarov, K. Komarov, H. Leblond and F. Sanchez, "Characterization of a 10 W single-mode Er:Yb doped double-clad fiber laser" *J. Opt. Ad. Mat.* **15**, pp. 621-626 (2013).
4. H. Leblond, **A. Niang**, F. Amrani, M. Salhi, and F. Sanchez, "Motion of solitons of the complex Ginzburg-Landau equation: The effect of an external frequency-shifted source", *Phys. Rev. A.* **88**, pp 033809 (2013).
5. Andrey Komarov, Konstantin Komarov, **Alioune Niang** and François Sanchez, "Nature of soliton interaction in fiber lasers with continuous external optical injection", *Phys. Rev. A.* **89**, pp 013833 (2014).
6. **A. Niang**, F. Amrani, M. Salhi, H. Leblond, A. Komarov and F. Sanchez, "Harmonic mode-locking in a fiber laser through continuous external optical injection", *Opt Com.* **312**, pp. 1-6 (2014).
7. **Alioune Niang**, Foued Amrani, Mohamed Salhi, Philippe Grelu, and François Sanchez, "Rains of solitons in a figure-of-eight passively mode-locked fiber laser", *Appl Phys B.* **116**, pp. 771-775 (2014).
8. F. Sanchez, Ph Grelu, H. Leblond, M. Salhi, A. Komarov, K. Komarov, **A. Niang**, F. Amrani, C. Lecaplain and S. Chouli, "Manipulation dissipative soliton ensembles in passively mode-locked fiber lasers", *Papier invité, Otical and Fiber Technology.* **20**, pp. 562-574 (2014).
9. **A. Niang**, F. Amrani, M. Salhi, H. Leblond, A. Komarov and F. Sanchez, "Control of solitons pattern through continuous external injection", Proc. SPIE 9136, Nonlinear Optics and Its Applications VIII; and Quantum Optics III, 91361A, doi:10.1117/12.2050862 (2014).
10. Khmais Guesmi, Yichang Meng, **Alioune Niang**, Paul Mouchel, M. Salhi, Faouzi Bahloul et F. Sanchez, "1.6 μm emission based on linear loss control in Er :Yb doped double-clad fiber laser", *Opt. Lett.* **39**, pp. 6383-6386 (2014).

11. Yichang Meng, **Alioune Niang**, Khmais Guesmi, M. Salhi, Faouzi Bahloul et F. Sanchez, "1.6 μm high-order passive harmonic mode locking in a fiber laser based on graphene saturable absorber", *Opt. Exp.*, **22**, pp. 29921-29926 (2014).
12. Yichang Meng, Mohamed Salhi, **Alioune Niang**, Khmaies Guesmi, Georges Semaan et Francois Sanchez, "Mode-locked Er:Yb doped double-clad fiber laser with 75 nm tuning range", soumis à *Appl Phys Lett*

Conférences

1. **A.Niang**, F. Amrani, M. Salhi, H. Leblond, F. Sanchez, « Mise en évidence de l'universalité des régimes multi-impulsionnels dans les lasers à fibre », Journée des Phénomènes Ultra-rapides (JPU), Rouen, 17-20 Octobre 2011.
2. **F. Amrani**, M. Salhi, **A. Niang**, A. Komarov and F. Sanchez, "Soliton pattern formations in figure-of-eight laser », *Photonics Europe*, 16-20 April 2012, Brussels.
3. **M. Salhi**, **A. Niang**, F. Amrani, H. Leblond and F. Sanchez, "Temporal behavior of various multi-soliton regimes generated in figure-eight all-fiber laser", 4th International Interdisciplinary Chaos Symposium on Chaos and Complex Systems, Antalya, Turquie, 29 April – 2 May 2012.
4. **A. Niang**, F. Amrani, M. Salhi, H. Leblond, et F. Sanchez, " Démonstration expérimentale du blocage passif de modes harmonique de cristaux de solitons ", Journées scientifiques de l'Ecole Doctorale 3MPL, 20-21 Juin 2012, Nantes.
5. **F.Sanchez**, M. Salhi, K. Komarov, F. Amrani and **A. Niang**, "Soliton patterns formation in fiber lasers", VI-th International Conference", Invited paper, *Solitons, Collapses and Turbulence: Achievements, Developments and Perspectives*", Novosibirsk, Russia, June 4-8 2012.
6. **F. Amrani**, **A. Niang**, M. Salhi, A. Komarov and F. Sanchez, "Passive mode-locking of a 10 W double-clad fiber laser", Invited paper, *ICTON 2012*, Coventry, UK, 2-5 July 2012.
7. **A. Niang**, F. Amrani, M. Salhi, H. Leblond, F. Sanchez, « Démonstration expérimentale du blocage passif de modes harmonique de cristaux de solitons », Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG), Lyon, 10-12 Juillet 2012.

8. F. Sanchez, F. Amrani, **A. Niang** and M. Salhi « Caractérisation d'un laser à fibre dopée erbium de très forte puissance », TELECOM'2013 & 8ème JFMMA, Marrakech, Maroc, 13-15 Mars 2013.
9. **A. Niang**, F. Amrani, M. Salhi, F. Sanchez, " Pluie de solitons dans un laser à fibre co-dopée Er-Yb en forme de huit ", Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG), 08-11 Juillet 2013, Université Paris 13- Villetaneuse.
10. Mohamed Salhi, **Alioune Niang**, Foued Amrani, Hervé Leblond, François Sanchez, "High power continuous wave and pulsed single mode Er:Yb doped double-clad fiber laser" Invited paper, ICTON 2013, Cartagena, Spain, 23-27 June 2013.
11. **A. Niang**, F. Amrani, M. Salhi, F. Sanchez, « L'effet d'une composante continue externe sur le comportement des solitons dans un laser à fibre verrouillé en phase », Journées scientifiques de l'Ecole Doctorale 3MPL(JED_3MPL), Angers, 24-25 Juin 2013.
12. **A. Niang**, F. Amrani, M. Salhi, A. Komarov, K. Komarov, H. Leblond and F. Sanchez, "Instability of a Soliton Crystal in a High Power Fiber" ICONO/LAT 2013, Moscow, Russia, 18-22 June 2013.
13. **A. Niang**, F. Amrani, M. Salhi, F. Sanchez, « Pluie de solitons dans un laser à fibre co-dopée Er-Yb en forme de huit », **Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG)**, 08-11 Juillet 2013, Université Paris 13- Villetaneuse.
14. **A. Niang**, F. Amrani, M. Salhi, A. Komarov, K. Komarov, H. Leblond and F. Sanchez, "Control of soliton patterns in passively mode-locking fiber laser", ICOPA 2013, Algiers, Algeria, 9-11 December 2013.
15. **A. Niang**, F. Amrani, M. Salhi, H. Leblond, A. Komarov and F. Sanchez, "Control of soliton pattern through continuous external injection", Poster, Photonics Europe, 14-17 April 2014, Brussel.
16. **Alioune Niang**, Foued Amrani, Mohamed Salhi, Hervé Leblond, Andrey Komarov, and François. Sanchez. "Control of harmonic mode-locking in a fiber laser by continuous external optical injection", Invited paper, ICTON 2014, Graz, Austria, 06-10 July 2014.
17. **A. Niang**, F. Amrani, M. Salhi, H. Leblond, A. Komarov, K. Komarov and F. Sanchez, "Manipulation of large solitons ensembles in Er-doped double clad fiber laser", Nonlinear Photonics, Barcelona, Spain, 27-31 July 2014.
18. Khmais Guesmi, Yichang Meng, **Alioune Niang**, Paul Mouchel, M. Salhi, Faouzi Bahloul et F. Sanchez, " Laser à fibre erbium émettant à 1600 nm. Fonctionnement

Listes des publications et conférences de l'auteur

continu et verrouillage en phase ", Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG), 28-31 Octobre 2014, Nice.

Bibliographie

Bibliographie

- [1] T. H. Maiman, “Stimulated Optical Radiation in Ruby,” *Nature*, vol. 187, no. 4736, pp. 493–494, 1960.
- [2] M. Faucheux, “Etude sur les lasers thérapeutiques,” *opticsvalley*, 2012.
- [3] L. E. Khoong, Y. C. Lam, H. Y. Zheng, and X. Chen, “Laser soft marking on silicon wafer,” *J. Appl. Phys.*, vol. 107, no. 5, p. 053107, 2010.
- [4] M. Gobet, “Implementation of Short-Pulse Lasers for Wafer Scribing and Grooving Applications,” *J. Laser Micro/Nanoengineering*, vol. 5, no. 1, pp. 16–20, 2010.
- [5] K. Zhao, Z. Jia, J. Ma, W. Liu, and L. Wang, “Nanosecond multi-pulse laser milling for certain area removal of metal coating on plastics surface,” *Opt. Lasers Eng.*, vol. 63, pp. 58–69, 2014.
- [6] E. Snitzer, “Optical Maser Action of Nd³⁺ in a Barium Crown Glass,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 7, no. 12, pp. 444–446, 1961.
- [7] S. B. Poole, D. N. Payne, R. J. Mears, M. E. Fermann, and R. Laming, “Fabrication and characterization of low-loss optical fibers containing rare-earth ions,” *J. Light. Technol.*, vol. 4, no. 7, pp. 870–876, 1986.
- [8] R. J. Mears, L. Reekie, S. B. Poole, and D. N. Payne, “Neodymium-doped silica single-mode fibre lasers,” *Electron. Lett.*, vol. 21, no. 17, p. 738, 1985.
- [9] R. J. Mears, L. Reekie, S. B. Poole, and D. N. Payne, “Low-threshold tunable CW and Q-switched fibre laser operating at 1.55 μm ,” *Electron. Lett.*, vol. 22, no. 3, p. 159, 1986.
- [10] D. C. Hanna, R. M. Percival, I. Perry, R. G. Smart, P. J. Suni, J. E. Townsend, and A. Tropper, “Continuous-wave oscillation of a monomode ytterbium-doped fibre laser,” *Electron. Lett.*, vol. 24, no. 17, pp. 1111–1113, 1988.
- [11] D. C. Hanna, I. Jauncey, R. M. Percival, I. Perry, R. G. Smart, P. J. Suni, J. E. Townsend, and A. Tropper, “Continuous-wave oscillation of a monomode thulium-doped fibre laser,” *Electron. Lett.*, vol. 24, no. 19, pp. 1222–1223, 1988.
- [12] D. C. Hanna, R. M. Percival, R. G. Smart, J. E. Townsend, and A. Tropper, “Continuous-wave oscillation of holmium-doped silica fibre laser,” *Electron. Lett.*, vol. 25, no. 9, pp. 593–594, 1989.
- [13] Y. Durteste, M. Monerie, J. Y. Allain, and H. Poignant, “Amplification and lasing at 1.3 μm in praseodymium-doped fluorozirconate fibres,” *Electron. Lett.*, vol. 27, no. 8, pp. 626–628, 1991.
- [14] A. Haboucha, H. Leblond, M. Salhi, A. Komarov, and F. Sanchez, “Coherent soliton pattern formation in a fiber laser,” *Opt. Lett.*, vol. 33, no. 5, pp. 524–526, 2008.

Bibliographie

- [15] A. Haboucha, H. Leblond, M. Salhi, A. Komarov, and F. Sanchez, “Analysis of soliton pattern formation in passively mode-locked fiber lasers,” *Phys. Rev. A*, vol. 78, no. 4, p. 043806, 2008.
- [16] A. B. Grudinin and S. Gray, “Passive harmonic mode locking in soliton fiber lasers,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 14, no. 1, pp. 144–154, 1997.
- [17] A. Haboucha, “Interaction d’un grand nombre de solitons dans un laser à fibre : du ‘gaz’ au ‘cristal’ de solitons,” Thèse de l’université d’Angers, 2008.
- [18] F. Amrani, A. Haboucha, M. Salhi, H. Leblond, A. Komarov, and F. Sanchez, “Dissipative solitons compounds in a fiber laser. Analogy with the states of the matter,” *Appl. Phys. B*, vol. 99, no. 1–2, pp. 107–114, 2010.
- [19] F. Amrani, M. Salhi, P. Grelu, H. Leblond, and F. Sanchez, “Universal soliton pattern formations in passively mode-locked fiber lasers,” *Opt. Lett.*, vol. 36, no. 9, pp. 1545–1547, 2011.
- [20] F. Amrani, M. Salhi, H. Leblond, A. Haboucha, and F. Sanchez, “Intricate solitons state in passively mode-locked fiber lasers,” *Opt. Express*, vol. 19, no. 14, pp. 13134–13139, 2011.
- [21] F. Amrani, M. Salhi, H. Leblond, and F. Sanchez, “Characterization of soliton compounds in a passively mode-locked high power fiber laser,” *Opt. Commun.*, vol. 283, no. 24, pp. 5224–5230, 2010.
- [22] A. K. Komarov, K. P. Komarov, H. Leblond, and F. Sanchez, “Spectral control over the interaction of ultrashort pulses in fiber lasers,” *Opt. Spectrosc.*, vol. 103, no. 5, pp. 825–830, 2007.
- [23] A. Komarov, A. Haboucha, and F. Sanchez, “Ultrahigh-repetition-rate bound-soliton harmonic passive mode-locked fiber lasers,” *Opt. Lett.*, vol. 33, no. 19, pp. 2254–2256, 2008.
- [24] S. Lacroix, M. Parent, J. Bures, and J. Lapierre, “Mesure de la biréfringence linéaire des fibres optiques monomodes par une méthode thermique,” *Appl. Opt.*, vol. 23, no. 15, p. 2649, 1984.
- [25] K. Smith, N. J. Doran, and P. G. J. Wigley, “Pulse shaping, compression, and pedestal suppression employing a nonlinear-optical loop mirror,” *Opt. Lett.*, vol. 15, no. 22, pp. 1294–1296, 1990.
- [26] S. Wu, T. F. Morse, J. Strait, and R. L. Fork, “High-power passively mode-locked Er-doped fiber laser with a nonlinear optical loop mirror,” *Opt. Lett.*, vol. 18, no. 17, pp. 1444–1446, 1993.

Bibliographie

- [27] M. E. Fermann, A. Galvanauskas, G. Sucha, and D. Harter, “Fiber-lasers for ultrafast optics,” *Appl. Phys. B*, vol. 65, no. 2, pp. 259–275, 1997.
- [28] A. L. Steele, S. Lynch, and J. E. Hoad, “Analysis of optical instabilities and bistability in a nonlinear optical fibre loop mirror with feedback,” *Opt. Commun.*, vol. 137, no. 1–3, pp. 136–142, 1997.
- [29] A. Haboucha, M. Salhi, A. Komarov, H. Leblond, and F. Sanchez, “Influence of the nonlinear polarization rotation on a non linear fiber loop,” *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.*, vol. 15, no. 01, pp. 157–165, 2006.
- [30] T. Kato, Y. Suetsugu, M. Takagi, E. Sasaoka, and M. Nishimura, “Measurement of the nonlinear refractive index in optical fiber by the cross-phase-modulation method with depolarized pump light,” *Opt. Lett.*, vol. 20, no. 9, pp. 988–990, 1995.
- [31] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, 1995.
- [32] P. W. Smith, T. J. Bridges, E. G. Burkhardt, and O. R. Wood, “Mode-locked high-pressure waveguide CO₂ laser,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 21, no. 10, pp. 470–472, 1972.
- [33] D. Kuizenga and A. Siegman, “FM and AM mode locking of the homogeneous laser - Part II: Experimental results in a Nd:YAG laser with internal FM modulation,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 6, no. 11, pp. 709–715, 1970.
- [34] K. Stenersen, S. Landro, P. I. Jensen, and S. Lovold, “FM mode-locked high-pressure CW RF-excited CO/sub 2/ waveguide laser,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, no. 7, pp. 1869–1873, 1991.
- [35] Jérôme Kasparian “Les lasers de puissance à impulsion ultra-courte,” *Dossier, Futura-Sciences*, 2008.
- [36] Y.-C. Chen, N. R. Raravikar, L. S. Schadler, P. M. Ajayan, Y.-P. Zhao, T.-M. Lu, G.-C. Wang, and X.-C. Zhang, “Ultrafast optical switching properties of single-wall carbon nanotube polymer composites at 1.55 μm ,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, no. 6, pp. 975–977, 2002.
- [37] S. Y. Set, H. Yaguchi, Y. Tanaka, and M. Jablonski, “Ultrafast fiber pulsed lasers incorporating carbon nanotubes,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 10, no. 1, pp. 137–146, 2004.
- [38] C. Mou, R. Arif, A. Rozhin, and S. Turitsyn, “Passively harmonic mode locked erbium doped fiber soliton laser with carbon nanotubes based saturable absorber,” *Opt. Mater. Express*, vol. 2, no. 6, pp. 884–890, 2012.
- [39] A. Martinez and Z. Sun, “Nanotube and graphene saturable absorbers for fibre lasers,” *Nat. Photonics*, vol. 7, no. 11, pp. 842–845, 2013.

Bibliographie

- [40] Z. Sun, T. Hasan, D. Popa, F. Torrisi, F. Wang, F. Bonaccorso, and A. Ferrari, “Ultrafast fiber laser mode-locked by graphene based saturable absorber,” in *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) and Quantum Electronics and Laser Science Conference (QELS)*, pp. 1–2, 2010.
- [41] Y. Meng, S. Zhang, X. Li, H. Li, J. Du, and Y. Hao, “Multiple-soliton dynamic patterns in a graphene mode-locked fiber laser,” *Opt. Express*, vol. 20, no. 6, pp. 6685–6692, 2012.
- [42] D. J. Richardson, R. I. Laming, D. N. Payne, M. W. Phillips, and V. J. Matsas, “320 fs soliton generation with passively mode-locked erbium fibre laser,” *Electron. Lett.*, vol. 27, no. 9, p. 730, 1991.
- [43] N. J. Doran and D. Wood, “Nonlinear-optical loop mirror,” *Opt. Lett.*, vol. 13, no. 1, pp. 56–58, 1988.
- [44] M. Hofer, M. H. Ober, F. Haberl, and M. E. Fermann, “Characterization of ultrashort pulse formation in passively mode-locked fiber lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 28, no. 3, pp. 720–728, 1992.
- [45] M. L. Dennis, T. F. Carruthers, and I. N. Duling, “Active-passive modelocking in a single-polarisation erbium fibre laser,” *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 13, pp. 1051–1053, 1994.
- [46] Z. Li, C. Lou, K. T. Chan, and Y. Gao, “A novel actively and passively mode locked fiber laser with dispersion-imbalanced loop mirror,” *Opt. Commun.*, vol. 186, no. 1–3, pp. 173–176, 2000.
- [47] Z. Wang, Z. Yu, P. Gao, T. Yang, R. Zhang, D. Jia, and S. Li, “Rational harmonic figure-eight actively-passively mode-locked erbium-doped fiber laser,” *Chinese Opt. Lett.*, vol. 1, no. 5, pp. 283–285, 2003.
- [48] F. Amrani, “Génération et interaction d’un grand nombre de solitons dans les lasers à fibre : universalité des comportements collectifs,” Thèse de l’université d’Angers, 2011.
- [49] M. E. Fermann, F. Haberl, M. Hofer, and H. Hochreiter, “Nonlinear amplifying loop mirror,” *Opt. Lett.*, vol. 15, no. 13, pp. 752–754, 1990.
- [50] H. A. Haus, K. Tamura, L. E. Nelson, and E. P. Ippen, “Stretched-pulse additive pulse mode-locking in fiber ring lasers: theory and experiment,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 31, no. 3, pp. 591–598, 1995.
- [51] 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,” *Phys. Rev. A*, vol. 65, no. 6, p. 063811, 2002.

Bibliographie

- [52] A. Komarov, H. Leblond, and F. Sanchez, “Quintic complex Ginzburg-Landau model for ring fiber lasers,” *Phys. Rev. E*, vol. 72, no. 2, p. 025604, 2005.
- [53] E. Ding and J. N. Kutz, “Operating regimes, split-step modeling, and the Haus master mode-locking model,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 26, no. 12, pp. 2290–2300, 2009.
- [54] M. Salhi, A. Haboucha, H. Leblond, and F. Sanchez, “Theoretical study of figure-eight all-fiber laser,” *Phys. Rev. A*, vol. 77, no. 3, p. 033828, 2008.
- [55] B. A. Malomed, “Bound solitons in coupled nonlinear Schrödinger equations,” *Phys. Rev. A*, vol. 45, no. 12, pp. R8321–R8323, 1992.
- [56] N. N. Akhmediev, A. Ankiewicz, and J. M. Soto-Crespo, “Multisoliton Solutions of the Complex Ginzburg-Landau Equation,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 79, no. 21, pp. 4047–4051, 1997.
- [57] D. Tang, B. Zhao, D. Shen, C. Lu, W. Man, and H. Tam, “Bound-soliton fiber laser,” *Phys. Rev. A*, vol. 66, no. 3, p. 033806, 2002.
- [58] L. M. Zhao, D. Y. Tang, T. H. Cheng, H. Y. Tam, and C. Lu, “Bound states of dispersion-managed solitons in a fiber laser at near zero dispersion,” *Appl. Opt.*, vol. 46, no. 21, pp. 4768–4773, 2007.
- [59] D. J. Richardson, R. I. Laming, D. N. Payne, V. J. Matsas, and M. W. Phillips, “Pulse repetition rates in passive, selfstarting, femtosecond soliton fibre laser,” *Electron. Lett.*, vol. 27, no. 16, p. 1451, 1991.
- [60] D. Y. Tang, L. M. Zhao, B. Zhao, and A. Q. Liu, “Mechanism of multisoliton formation and soliton energy quantization in passively mode-locked fiber lasers,” *Phys. Rev. A*, vol. 72, no. 4, p. 043816, 2005.
- [61] A. Komarov, H. Leblond, and F. Sanchez, “Multistability and hysteresis phenomena in passively mode-locked fiber lasers,” *Phys. Rev. A*, vol. 71, no. 5, p. 053809, 2005.
- [62] A. Schwache and F. Mitschke, “Properties of an optical soliton gas,” *Phys. Rev. E*, vol. 55, no. 6, pp. 7720–7725, 1997.
- [63] S. Chouli and P. Grelu, “Rains of solitons in a fiber laser,” *Opt. Express*, vol. 17, no. 14, pp. 11776–11781, 2009.
- [64] S. Chouli, “Structures optiques dissipatives en Cavité laser à fibre,” Thèse de l’université de Bourgogne, 2011.
- [65] B. A. Malomed, “Bound solitons in the nonlinear Schrödinger–Ginzburg-Landau equation,” *Phys. Rev. A*, vol. 44, no. 10, pp. 6954–6957, 1991.
- [66] V. V. Afanasjev and N. Akhmediev, “Soliton interaction and bound states in amplified-damped fibersystems,” *Opt. Lett.*, vol. 20, no. 19, pp. 1970–1972, 1995.

Bibliographie

- [67] D. Tang, “Observation of bound states of solitons in a passively mode-locked fiber laser,” *Phys. Rev. A*, vol. 64, no. 3, p. 033814, 2001.
- [68] P. Grelu, F. Belhache, F. Gутty, and J.-M. Soto-Crespo, “Phase-locked soliton pairs in a stretched-pulse fiber laser,” *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 11, pp. 966–968, 2002.
- [69] J. M. Soto-Crespo, N. Akhmediev, P. Grelu, and F. Belhache, “Quantized separations of phase-locked soliton pairs in fiber lasers,” *Opt. Lett.*, vol. 28, no. 19, pp. 1757–1759, 2003.
- [70] Z. x. Zhang, L. Zhan, X. x. Yang, S. y. Luo, and Y. x. Xia, “Passive harmonically mode-locked erbium-doped fiber laser with scalable repetition rate up to 1.2 GHz,” *Laser Phys. Lett.*, vol. 4, no. 8, pp. 592–596, 2007.
- [71] A. Komarov, H. Leblond, and F. Sanchez, “Passive harmonic mode-locking in a fiber laser with nonlinear polarization rotation,” *Opt. Commun.*, vol. 267, no. 1, pp. 162–169, 2006.
- [72] S. Zhou, D. G. Ouzounov, and F. W. Wise, “Passive harmonic mode-locking of a soliton Yb fiber laser at repetition rates to 1.5 GHz,” *Opt. Lett.*, vol. 31, no. 8, pp. 1041–1043, 2006.
- [73] 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,” *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 14, pp. 2120–2122, 2009.
- [74] G. Sobon, K. Krzempek, P. Kaczmarek, K. M. Abramski, and M. Nikodem, “10 GHz passive harmonic mode-locking in Er–Yb double-clad fiber laser,” *Opt. Commun.*, vol. 284, no. 18, pp. 4203–4206, 2011.
- [75] C. Lecaplain and P. Grelu, “Multi-gigahertz repetition-rate-selectable passive harmonic mode locking of a fiber laser,” *Opt. Express*, vol. 21, no. 9, pp. 10897–10902, 2013.
- [76] J. P. Gordon, “Interaction forces among solitons in optical fibers,” *Opt. Lett.*, vol. 8, no. 11, pp. 596–598, 1983.
- [77] F. M. Mitschke and L. F. Mollenauer, “Experimental observation of interaction forces between solitons in optical fibers,” *Opt. Lett.*, vol. 12, no. 5, pp. 355–357, 1987.
- [78] B. A. Malomed, “Bound states of envelope solitons,” *Phys. Rev. E*, vol. 47, no. 4, pp. 2874–2880, 1993.
- [79] M. J. Guy, D. U. Noske, and J. R. Taylor, “Generation of femtosecond soliton pulses by passive mode locking of an ytterbium-erbium figure-of-eight fiber laser,” *Opt. Lett.*, vol. 18, no. 17, pp. 1447–1449, 1993.

Bibliographie

- [80] A. B. Grudinin, D. J. Richardson, and D. N. Payne, “Passive harmonic modelocking of a fibre soliton ring laser,” *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 21, p. 1860, 1993.
- [81] A. N. Pilipetskii, E. A. Colovchenko, and C. R. Menyuk, “Acoustic effect in passively-mode-locked fiber ring lasers,” in *Quantum Electronics and Laser Science Conference*, vol. 16, 1995.
- [82] J. N. Kutz, B. C. Collings, K. Bergman, and W. H. Knox, “Stabilized pulse spacing in soliton lasers due to gain depletion and recovery,” *Quantum Electron. IEEE J.*, vol. 34, no. 9, pp. 1749–1757, 1998.
- [83] 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 solitons in an erbium-doped fiber ring laser,” *Opt. Commun.*, vol. 229, no. 1–6, pp. 363–370, 2004.
- [84] A. Komarov, K. Komarov, H. Leblond, and F. Sanchez, “Spectral-selective management of dissipative solitons in passive mode-locked fibre lasers,” *J. Opt. A Pure Appl. Opt.*, vol. 9, no. 12, pp. 1149–1156, 2007.
- [85] H. Zellmer, U. Willamowski, A. Tünnermann, H. Welling, S. Unger, V. Reichel, H.-R. Müller, J. Kirchhof, and P. Albers, “High-power cw neodymium-doped fiber laser operating at 92 W with high beam quality,” *Opt. Lett.*, vol. 20, no. 6, p. 578, 1995.
- [86] H. Po, J. D. Cao, B. M. Laliberte, R. A. Minns, R. F. Robinson, B. H. Rockney, R. R. Tricca, and Y. H. Zhang, “High power neodymium-doped single transverse mode fibre laser,” *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 17, p. 1500, 1993.
- [87] Y. Jeong, L. A. Vazquez-Zuniga, Y. Kwon, S. J. Lee, and H. Kim, “High-power fiber laser technology for wavelength conversion,” in *6th IEEE/International Conference on Advanced Infocomm Technology (ICAIT)*, pp. 42–42, 2013.
- [88] H. Chen, D. y. Shen, X. d. Xu, T. Zhao, X. f. Yang, D. h. Zhou, and J. Xu, “High-power 2.1 μm Ho:Lu_{1.5}Y_{1.5}Al₅O₁₂ laser in-band pumped by a Tm fiber laser,” *Laser Phys. Lett.*, vol. 9, no. 1, pp. 26–29, 2012.
- [89] Y. Tang, X. Yu, X. Li, Z. Yan, and Q. J. Wang, “High-power thulium fiber laser Q switched with single-layer graphene,” *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 3, p. 614, 2014.
- [90] B. N. Upadhyaya, “High-power Yb-doped continuous-wave and pulsed fibre lasers,” *Pramana*, vol. 82, no. 1, pp. 15–27, 2014.
- [91] R. Royon, J. Lhermite, L. Sarger, and E. Cormier, “High power, continuous-wave ytterbium-doped fiber laser tunable from 976 to 1120 nm,” *Opt. Express*, vol. 21, no. 11, p. 13818, 2013.

Bibliographie

- [92] D. J. Richardson, J. Nilsson, and W. A. Clarkson, “High power fiber lasers: current status and future perspectives [Invited],” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 27, no. 11, p. B63, 2010.
- [93] C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, “High-power fibre lasers,” *Nat. Photonics*, vol. 7, no. 11, pp. 861–867, 2013.
- [94] J. Nilsson, W. A. Clarkson, R. Selvas, J. K. Sahu, P. W. Turner, S.-U. Alam, and A. B. Grudinin, “High-power wavelength-tunable cladding-pumped rare-earth-doped silica fiber lasers,” *Opt. Fiber Technol.*, vol. 10, no. 1, pp. 5–30, 2004.
- [95] M. Salhi, H. Leblond, and F. Sanchez, “High power tunable all fiber double-clad Er:Yb:silicate fiber laser,” *Opt. Commun.*, vol. 247, no. 1–3, pp. 181–185, 2005.
- [96] L. V. Kotov, M. E. Likhachev, M. M. Bubnov, D. S. Lipatov, M. V. Yashkov, A. N. Guryanov, S. Février, J. Lhermite, and E. Cormier, “High Power Er-doped Yb-free Double-Clad Fiber Amplifiers,” in *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, 2014.
- [97] N. A. Tolstik, V. E. Kisel, N. V. Kuleshov, V. V. Maltsev, and N. I. Leonyuk, “Er,Yb:YAl₃(BO₃)₄—efficient 1.5 μm laser crystal,” *Appl. Phys. B*, vol. 97, no. 2, pp. 357–362, 2009.
- [98] Y. Jeong, S. Yoo, C. A. Codemard, J. Nilsson, J. K. Sahu, D. N. Payne, R. Horley, P. W. Turner, L. Hickey, A. Harker, M. Lovelady, and A. Piper, “Erbium:Ytterbium Codoped Large-Core Fiber Laser With 297-W Continuous-Wave Output Power,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 13, no. 3, pp. 573–579, 2007.
- [99] B. Ortaç, “Développement d’un laser à fibre double-gaine dopée à l’ytterbium femtoseconde et caractérisation des régimes multi-impulsionnel,” Thèse de l’université de Rouen, 2004.
- [100] P. Grelu and J. M. Soto-Crespo, “Multisoliton states and pulse fragmentation in a passively mode-locked fibre laser,” *J. Opt. B Quantum Semiclassical Opt.*, vol. 6, no. 5, p. S271, 2004.
- [101] A. Haboucha, A. Komarov, H. Leblond, F. Sanchez, and G. Martel, “Mechanism of multiple pulse formation in the normal dispersion regime of passively mode-locked fiber ring lasers,” *Opt. Fiber Technol.*, vol. 14, no. 4, pp. 262–267, 2008.
- [102] A. Tünnermann, T. Schreiber, and J. Limpert, “Fiber lasers and amplifiers: an ultrafast performance evolution,” *Appl. Opt.*, vol. 49, no. 25, pp. F71–F78, 2010.
- [103] P. M. Lushnikov and N. Vladimirova, “Nonlinear combining of laser beams,” *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 12, p. 3429, 2014.

Bibliographie

- [104] M. N. Zervas, “High power ytterbium-doped fiber lasers — fundamentals and applications,” *Int. J. Mod. Phys. B*, vol. 28, no. 12, p. 1442009, 2014.
- [105] A. Braglia, A. Califano, Y. Liu, and G. Perrone, “Architectures and components for high power CW fiber lasers,” *Int. J. Mod. Phys. B*, vol. 28, no. 12, p. 1442001, 2014.
- [106] V. Dominic, S. MacCormack, R. Waarts, S. Sanders, S. Bicknese, R. Dohle, E. Wolak, P. S. Yeh, and E. Zucker, “110 W fibre laser,” *Electron. Lett.*, vol. 35, no. 14, p. 1158, 1999.
- [107] D. Boggavarapu, D. Caffey, X. He, S. Gupta, S. Srinivasan, R. Pleak, and R. Patel, “Ultra-high-power laser diode array pump source for fiber lasers,” in *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, OFC, Technical Digest*, pp. 47–48, 1998.
- [108] Y. Jeong, J. K. Sahu, D. N. Payne, and J. Nilsson, “Ytterbium-doped large-core fibre laser with 1 kW of continuous-wave output power,” *Electron. Lett.*, vol. 40, no. 8, p. 470, 2004.
- [109] G. Overton, “IPG Photonics offers world’s first 10 kW single-mode production laser,” 2011.
- [110] J. Zhang, V. Fromzel, and M. Dubinskii, “Resonantly cladding-pumped Yb-free Er-doped LMA fiber laser with record high power and efficiency,” *Opt. Express*, vol. 19, no. 6, pp. 5574–5578, 2011.
- [111] M. Dubinskii, J. Zhang, and V. Ter-Mikirtychev, “Highly scalable, resonantly cladding-pumped, Er-doped fiber laser with record efficiency,” *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 10, p. 1507, 2009.
- [112] T. Eidam, S. Hanf, E. Seise, T. V. Andersen, T. Gabler, C. Wirth, T. Schreiber, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Femtosecond fiber CPA system emitting 830 W average output power,” *Opt. Lett.*, vol. 35, no. 2, pp. 94–96, 2010.
- [113] M. Baumgartl, C. Lecaplain, A. Hideur, J. Limpert, and A. Tünnermann, “66 W average power from a microjoule-class sub-100 fs fiber oscillator,” *Opt. Lett.*, vol. 37, no. 10, pp. 1640–1642, 2012.
- [114] A. Haboucha, A. Komarov, H. Leblond, M. Salhi, and F. Sanchez, “Investigation of multiple pulsing and hysteresis phenomena in the erbium-doped double-clad fiber laser,” *J. Optoelectron. Adv. Mater.*, vol. 10, no. 1, pp. 164–168, 2008.
- [115] K. Tamura, J. Jacobson, E. P. Ippen, H. A. Haus, and J. G. Fujimoto, “Unidirectional ring resonators for self-starting passively mode-locked lasers,” *Opt. Lett.*, vol. 18, no. 3, pp. 220–222, 1993.

Bibliographie

- [116] F. Sanchez and G. Stephan, “General analysis of instabilities in erbium-doped fiber lasers,” *Phys. Rev. E*, vol. 53, no. 3, pp. 2110–2122, 1996.
- [117] P. Urquhart, “Review of rare earth doped fibre lasers and amplifiers,” *Optoelectron. IEE Proc. J*, vol. 135, no. 6, pp. 385–407, 1988.
- [118] W. W. Rigrod, “Gain Saturation and Output Power of Optical Masers,” *J. Appl. Phys.*, vol. 34, no. 9, pp. 2602–2609, 2004.
- [119] W. W. Rigrod, “Saturation Effects in High-Gain Lasers,” *J. Appl. Phys.*, vol. 36, no. 8, pp. 2487–2490, 2004.
- [120] A. Niang, F. Amrani, M. Salhi, A. Komarov, and F. Sanchez, “Characterization of a 10 W single-mode Er: Yb doped double-clad fiber laser,” *J. Optoelectron. Adv. Mater.*, vol. 15, no. 7–8, pp. 621–626, 2013.
- [121] A. Komarov, K. Komarov, D. Meshcheriakov, F. Amrani, and F. Sanchez, “Polarization dynamics in nonlinear anisotropic fibers,” *Phys. Rev. A*, vol. 82, no. 1, p. 013813, 2010.
- [122] H. A. Haus and A. Mecozzi, “Noise of mode-locked lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 29, no. 3, pp. 983–996, 1993.
- [123] J. P. Turrenc, 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 Technol. Lett.*, vol. 18, no. 21, pp. 2317–2319, 2006.
- [124] J. P. Turrenc, A. Akrou, K. Merghem, A. Martinez, F. Lelarge, A. Shen, G. H. Duan, and A. Ramdane, “Experimental investigation of the timing jitter in self-pulsating quantum-dash lasers operating at 1.55 μm ,” *Opt. Express*, vol. 16, no. 22, pp. 17706–17713, 2008.
- [125] G. Sobon, D. Sliwinska, K. M. Abramski, and P. Kaczmarek, “10 W single-mode Er/Yb co-doped all-fiber amplifier with suppressed Yb-ASE,” *Laser Phys. Lett.*, vol. 11, no. 2, p. 025103, 2014.
- [126] L. M. Zhao, D. Y. Tang, T. H. Cheng, and C. Lu, “Passive harmonic mode locking of soliton bunches in a fiber ring laser,” *Opt. Quantum Electron.*, vol. 40, no. 13, pp. 1053–1064, 2008.
- [127] F. Amrani, A. Niang, M. Salhi, A. Komarov, H. Leblond, and F. Sanchez, “Passive harmonic mode locking of soliton crystals,” *Opt. Lett.*, vol. 36, no. 21, pp. 4239–4241, 2011.

Bibliographie

- [128] A. B. Grudinin, D. J. Richardson, and D. N. Payne, “Energy quantisation in figure eight fibre laser,” *Electron. Lett.*, vol. 28, no. 1, pp. 67–68, 1992.
- [129] N. Rebrova, T. Habruseva, G. Huyet, and S. P. Hegarty, “Stabilization of a passively mode-locked laser by continuous wave optical injection,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, no. 10, p. 101105, 2010.
- [130] T. Habruseva, G. Huyet, and S. P. Hegarty, “Dynamics of Quantum-Dot Mode-Locked Lasers With Optical Injection,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 17, no. 5, pp. 1272–1279, 2011.
- [131] T. J. Pinkert, E. J. Salumbides, M. S. Tahvili, W. Ubachs, E. A. J. M. Bente, and K. S. E. Eikema, “Frequency comb generation by CW laser injection into a quantum-dot mode-locked laser,” *Opt. Express*, vol. 20, no. 19, pp. 21357–21371, 2012.
- [132] A. Niang, F. Amrani, M. Salhi, H. Leblond, A. Komarov, and F. Sanchez, “Harmonic mode-locking in a fiber laser through continuous external optical injection,” *Opt. Commun.*, vol. 312, pp. 1–6, 2014.
- [133] A. Komarov, K. Komarov, and F. Sanchez, “Quantization of binding energy of structural solitons in passive mode-locked fiber lasers,” *Phys. Rev. A*, vol. 79, no. 3, p. 033807, 2009.
- [134] X. Liu, “Hysteresis phenomena and multipulse formation of a dissipative system in a passively mode-locked fiber laser,” *Phys. Rev. A*, vol. 81, no. 2, p. 023811, 2010.
- [135] N. Akhmediev and A. Ankiewicz, Eds., *Dissipative Solitons*, vol. 661. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2005.
- [136] R. Conte, Ed., *The Painlevé Property - One Century Later*. Springer, 1999.
- [137] B. A. Malomed and A. A. Nepomnyashchy, “Kinks and solitons in the generalized Ginzburg-Landau equation,” *Phys. Rev. A*, vol. 42, no. 10, pp. 6009–6014, 1990.
- [138] A. Kamagaté, “Propagation des solitons spatio-temporels dans les milieux dissipatifs,” Thèse de l’université de Bourgogne, 2010.
- [139] H. Leblond, A. Niang, F. Amrani, M. Salhi, and F. Sanchez, “Motion of solitons of the complex Ginzburg-Landau equation: The effect of an external frequency-shifted source,” *Phys. Rev. A*, vol. 88, no. 3, p. 033809, 2013.
- [140] W. Chang, J. M. Soto-Crespo, A. Ankiewicz, and N. Akhmediev, “Dissipative soliton resonances in the anomalous dispersion regime,” *Phys. Rev. A*, vol. 79, no. 3, p. 033840, 2009.

Bibliographie

- [141] A. Komarov, F. Amrani, A. Dmitriev, K. Komarov, D. Meshcheriakov, and F. Sanchez, “Dispersive-wave mechanism of interaction between ultrashort pulses in passive mode-locked fiber lasers,” *Phys. Rev. A*, vol. 85, no. 1, p. 013802, 2012.
- [142] A. Komarov, F. Amrani, A. Dmitriev, K. Komarov, and F. Sanchez, “Competition and coexistence of ultrashort pulses in passive mode-locked lasers under dissipative-soliton-resonance conditions,” *Phys. Rev. A*, vol. 87, no. 2, p. 023838, 2013.
- [143] A. K. Komarov, K. P. Komarov, and F. M. Mitschke, “Phase-modulation bistability and threshold self-start of laser passive mode locking,” *Phys. Rev. A*, vol. 65, no. 5, p. 053803, 2002.
- [144] D. Y. Tang, B. Zhao, L. M. Zhao, and H. Y. Tam, “Soliton interaction in a fiber ring laser,” *Phys. Rev. E*, vol. 72, no. 1, p. 016616, 2005.
- [145] A. Komarov, K. Komarov, A. Niang, and F. Sanchez, “Nature of soliton interaction in fiber lasers with continuous external optical injection,” *Phys. Rev. A*, vol. 89, no. 1, p. 013833, 2014.
- [146] F. K. Abdoullaev, S. A. S. A. Darmanian, and P. K. Khabibullaev, *Optical solitons*. Berlin: Springer verlag Heidelberg, 1993.
- [147] S. Chouli and P. Grelu, “Soliton rains in a fiber laser: An experimental study,” *Phys. Rev. A*, vol. 81, no. 6, p. 063829, 2010.
- [148] C. Bao, X. Xiao, and C. Yang, “Soliton rains in a normal dispersion fiber laser with dual-filter,” *Opt. Lett.*, vol. 38, no. 11, p. 1875, 2013.
- [149] S. S. Huang, Y. G. Wang, P. G. Yan, G. L. Zhang, J. Q. Zhao, H. Q. Li, and R. Y. Lin, “Soliton rains in a graphene-oxide passively mode-locked ytterbium-doped fiber laser with all-normal dispersion,” *Laser Phys. Lett.*, vol. 11, no. 2, p. 025102, 2014.
- [150] K. J. Blow, N. J. Doran, and B. K. Nayar, “Experimental demonstration of optical soliton switching in an all-fiber nonlinear Sagnac interferometer,” *Opt. Lett.*, vol. 14, no. 14, pp. 754–756, 1989.
- [151] M. N. Islam, E. R. Sunderman, R. H. Stolen, W. Pleibel, and J. R. Simpson, “Soliton switching in a fiber nonlinear loop mirror,” *Opt. Lett.*, vol. 14, no. 15, pp. 811–813, 1989.
- [152] A. G. Bulushev, E. M. Dianov, and O. G. Okhotnikov, “Passive mode locking of a laser with a nonlinear fiber reflector,” *Opt. Lett.*, vol. 15, no. 17, pp. 968–970, 1990.
- [153] I. N. Duling, C.-J. Chen, P. K. A. Wai, and C. R. Menyuk, “Operation of a nonlinear loop mirror in a laser cavity,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, no. 1, pp. 194–199, 1994.

- [154] J. L. Lima and A. S. Sombra, “Soliton and quasi-soliton switching in nonlinear optical loop mirror constructed from dispersion decreasing fiber,” *Opt. Commun.*, vol. 163, no. 4–6, pp. 292–300, 1999.
- [155] Y. Zhao and P. Ye, “Impact of initial chirp on nonlinear optical loop mirror switches in switching solitons,” *Opt. Commun.*, vol. 199, no. 5–6, pp. 361–368, 2001.
- [156] S. Pitois, “Influence of cross-phase modulation in SPM-based nonlinear optical loop mirror,” *Opt. Commun.*, vol. 253, no. 4–6, pp. 332–337, 2005.
- [157] G. Huang, Y. Miyoshi, A. Maruta, and K. Kitayama, “All-optical technique for modulation format conversion from NRZ-OOK to RZ-16QAM employing nonlinear optical loop mirror with 1:2 coupler,” *Opt. Express*, vol. 20, no. 24, p. 27311, 2012.
- [158] L. Bo-Wen, D. Jian-Ji, Y. Yuan, Y. Ting, and Z. Xin-Liang, “Photonic multi-shape UWB pulse generation using a semiconductor optical amplifier-based nonlinear optical loop mirror,” *Chinese Phys. B*, vol. 22, no. 2, p. 023201, 2013.
- [159] T. Huang, S. Fu, J. Li, L. R. Chen, M. Tang, P. Shum, and D. Liu, “Reconfigurable UWB pulse generator based on pulse shaping in a nonlinear optical loop mirror and differential detection,” *Opt. Express*, vol. 21, no. 5, p. 6401, 2013.
- [160] Y. Yuan, Y. Yao, M. Yi, B. Guo, and J. Tian, “Multiwavelength fiber laser employing a nonlinear Brillouin optical loop mirror: experimental and numerical studies,” *Opt. Express*, vol. 22, no. 13, p. 15352, 2014.
- [161] J. Yu, X. Zheng, F. Liu, A. Buxens, and P. Jeppesen, “Simultaneous realization wavelength conversion and signal regeneration using a nonlinear optical loop mirror,” *Opt. Commun.*, vol. 175, no. 1–3, pp. 173–177, 2000.
- [162] P. Honzatko and M. Karásek, “10 and 20 Gb/s all-optical RZ to NRZ modulation format and wavelength converter based on nonlinear optical loop mirror,” *Opt. Commun.*, vol. 283, no. 10, pp. 2061–2065, 2010.
- [163] T. Huang and J. Sun, “NRZ to Manchester code conversion based on nonlinear optical fiber loop mirror,” *Opt. Commun.*, vol. 285, no. 16, pp. 3524–3528, 2012.
- [164] E. A. Kuzin, B. Ibarra Escamilla, D. E. Garcia-Gomez, and J. W. Haus, “Fiber laser mode locked by a Sagnac interferometer with nonlinear polarization rotation,” *Opt. Lett.*, vol. 26, no. 20, pp. 1559–1561, 2001.
- [165] Z. X. Zhang, L. Zhan, and Y. X. Xia, “Multiwavelength comb generation in self-starting passively mode-locked fiber laser,” *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 48, no. 7, pp. 1356–1358, 2006.

Bibliographie

- [166] C. A. Merchant and A. L. Steele, “A tunable nonlinear optical loop mirror with feedback using linear highly birefringent fiber in the loop,” *Opt. Commun.*, vol. 258, no. 2, pp. 288–294, 2006.
- [167] Y. Leng, C. J. K. Richardson, and J. Goldhar, “Phase-sensitive amplification using gain saturation in a nonlinear Sagnac interferometer,” *Opt. Express*, vol. 16, no. 26, pp. 21446–21455, 2008.
- [168] B. Ibarra-Escamilla, O. Pottiez, E. A. Kuzin, J. W. Haus, R. Grajales-Coutiño, and P. Zaca-Moran, “Experimental investigation of self-starting operation in a F8L based on a symmetrical NOLM,” *Opt. Commun.*, vol. 281, no. 5, pp. 1226–1232, 2008.
- [169] Y. Zhong, Z. Zhang, and X. Tao, “Passively mode-locked fiber laser based on nonlinear optical loop mirror with semiconductor optical amplifier,” *Laser Phys.*, vol. 20, no. 8, pp. 1756–1759, 2010.
- [170] L. Yang, L. Zhang, R. Yang, L. Yang, B. Yue, and P. Yang, “Chaotic dynamics of erbium-doped fiber laser with nonlinear optical loop mirror,” *Opt. Commun.*, vol. 285, no. 2, pp. 143–148, 2012.
- [171] X. Feng, H. Tam, H. Liu, and P. K. A. Wai, “Multiwavelength erbium-doped fiber laser employing a nonlinear optical loop mirror,” *Opt. Commun.*, vol. 268, no. 2, pp. 278–281, 2006.
- [172] Z. X. Zhang, K. Xu, J. Wu, X. B. Hong, and J. T. Lin, “Multiwavelength figure-of-eight fiber laser with a nonlinear optical loop mirror,” *Laser Phys. Lett.*, vol. 5, no. 3, pp. 213–216, 2008.
- [173] J. Tian, Y. Yao, Y. Sun, X. Yu, and D. Chen, “Multiwavelength Erbium-doped fiber laser employing nonlinear polarization rotation in a symmetric nonlinear optical loop mirror,” *Opt. Express*, vol. 17, no. 17, pp. 15160–15166, 2009.
- [174] R. Parvizi, H. Arof, N. M. Ali, H. Ahmad, and S. W. Harun, “0.16 nm spaced multi-wavelength Brillouin fiber laser in a figure-of-eight configuration,” *Opt. Laser Technol.*, vol. 43, no. 4, pp. 866–869, 2011.
- [175] X. Feng, C. Lu, H. Y. Tam, P. K. A. Wai, D. Y. Tang, and B. Guan, “Mechanism for stable, ultra-flat multiwavelength operation in erbium-doped fiber lasers employing intensity-dependent loss,” *Opt. Laser Technol.*, vol. 44, no. 1, pp. 74–77, 2012.
- [176] M. S. Ferreira, J. L. Santos, P. Mergo, and O. Frazão, “Torsion sensor based on a figure-of-eight cavity fibre laser,” *Laser Phys. Lett.*, vol. 10, no. 4, p. 045105, 2013.

Bibliographie

- [177] F. Ai, Z. Cao, X. Zhang, C. Zhang, B. Zhang, and B. Yu, "Passively mode-locked fiber laser with kilohertz magnitude repetition rate and tunable pulse width," *Opt. Laser Technol.*, vol. 43, no. 3, pp. 501–505, 2011.
- [178] L. M. Zhao, A. C. Bartnik, Q. Q. Tai, and F. W. Wise, "Generation of 8 nJ pulses from a dissipative-soliton fiber laser with a nonlinear optical loop mirror," *Opt. Lett.*, vol. 38, no. 11, p. 1942, 2013.
- [179] Z. Wei, Z. Wei, M. Hai-Quan, L. Chang, C. Guo-Fu, and L. Ke-Qing, "Generation of 207-femtosecond pulses from a ytterbium figure-of-eight fibre laser," *Chinese Phys.*, vol. 16, no. 4, p. 1038, 2007.
- [180] W. S. Wong, S. Namiki, M. Margalit, H. A. Haus, and E. P. Ippen, "Self-switching of optical pulses in dispersion-imbalanced nonlinear loop mirrors," *Opt. Lett.*, vol. 22, no. 15, pp. 1150–1152, 1997.
- [181] N. H. Seong and D. Y. Kim, "Experimental observation of stable bound solitons in a figure-eight fiber laser," *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 15, pp. 1321–1323, 2002.
- [182] Y. D. Gong, P. Shum, D. Y. Tang, C. Lu, X. Guo, V. Paulose, W. S. Man, and H. Y. Tam, "Regimes of operation states in passively mode-locked fiber soliton ring laser," *Opt. Laser Technol.*, vol. 36, no. 4, pp. 299–307, 2004.
- [183] Y. D. Gong, P. Shum, D. Y. Tang, C. Lu, T. H. Cheng, Z. W. Qi, Y. L. Guan, W. J. Lai, W. S. Man, and H. Y. Tam, "Bound solitons with 103-fs pulse width and 585.5-fs separation from DI-NOLM figure-8 fiber laser," *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 39, no. 2, pp. 163–164, 2003.
- [184] N. H. Seong, D. Y. Kim, and S. P. Veetil, "Mode-locked fiber laser based on an attenuation-imbalanced nonlinear optical loop mirror," *Opt. Commun.*, vol. 280, no. 2, pp. 438–442, 2007.
- [185] I. N. Duling, "All-fiber ring soliton laser mode locked with a nonlinear mirror," *Opt. Lett.*, vol. 16, no. 8, pp. 539–541, 1991.
- [186] S. V. Chernikov, D. J. Richardson, D. N. Payne, and E. M. Dianov, "Soliton pulse compression in dispersion-decreasing fiber," *Opt. Lett.*, vol. 18, no. 7, pp. 476–478, 1993.
- [187] T. O. Tsun, M. K. Islam, and P. L. Chu, "High-energy femtosecond figure-eight fiber laser," *Opt. Commun.*, vol. 141, no. 1–2, pp. 65–68, 1997.
- [188] A. Avdokhin, S. Popov, and J. Taylor, "Totally fiber integrated, figure-of-eight, femtosecond source at 1065 nm," *Opt. Express*, vol. 11, no. 3, pp. 265–269, 2003.

Bibliographie

- [189] C. Aguergaray, N. G. R. Broderick, M. Erkintalo, J. S. Y. Chen, and V. Kruglov, “Mode-locked femtosecond all-normal all-PM Yb-doped fiber laser using a nonlinear amplifying loop mirror,” *Opt. Express*, vol. 20, no. 10, pp. 10545–10551, 2012.
- [190] F. Bahloul, M. Salhi, K. Guesmi, F. Sanchez, and R. Attia, “Numerical demonstration of generation of bound solitons in figure of eight microstructured fiber laser in normal dispersion regime,” *Opt. Commun.*, vol. 311, pp. 282–287, 2013.
- [191] S. Min, Y. Zhao, and S. Fleming, “Repetition rate multiplication in figure-eight fibre laser with 3 dB couplers,” *Opt. Commun.*, vol. 277, no. 2, pp. 411–413, 2007.
- [192] H.-R. Chen, K.-H. Lin, C.-Y. Tsai, H.-H. Wu, C.-H. Wu, C.-H. Chen, Y.-C. Chi, G.-R. Lin, and W.-F. Hsieh, “12 GHz passive harmonic mode-locking in a 1.06 μm semiconductor optical amplifier-based fiber laser with figure-eight cavity configuration,” *Opt. Lett.*, vol. 38, no. 6, pp. 845–7, 2013.
- [193] A. Niang, F. Amrani, M. Salhi, P. Grelu, and F. Sanchez, “Rains of solitons in a figure-of-eight passively mode-locked fiber laser,” *Appl. Phys. B*, vol. 116, no. 3, pp. 771–775, 2014.
- [194] J. F. Massicott, J. R. Armitage, R. Wyatt, B. J. Ainslie, and S. P. Craig-Ryan, “High gain, broadband, 1.6 μm Er³⁺ doped silica fibre amplifier,” *Electron. Lett.*, vol. 26, no. 20, p. 1645, 1990.
- [195] S. Kameyama, M. Imaki, Y. Hirano, S. Ueno, S. Kawakami, D. Sakaizawa, and M. Nakajima, “Development of 1.6 μm continuous-wave modulation hard-target differential absorption lidar system for CO₂ sensing,” *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 10, p. 1513, 2009.
- [196] F. Morin, “Conception d’une source à impulsions courtes à 1600 nm à fibre dopées erbium. Application à la greffe de corne,” Thèse de l’université de Paris Sud 11, 2010.
- [197] K. Tai, A. Hasegawa, and A. Tomita, “Observation of modulational instability in optical fibers,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 56, no. 2, pp. 135–138, 1986.
- [198] K. Guesmi, Y. Meng, A. Niang, P. Mouchel, M. Salhi, F. Bahloul, R. Attia, and F. Sanchez, “1.6 μm emission based on linear loss control in Er: Yb doped double-clad fiber laser,” *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 22, pp. 6383–6386, 2014.
- [199] G.-R. Lin, J.-Y. Chang, Y.-S. Liao, and H.-H. Lu, “L-band erbium-doped fiber laser with coupling-ratio controlled wavelength tunability,” *Opt. Express*, vol. 14, no. 21, pp. 9743–9749, 2006.

Bibliographie

- [200] X. Dong, P. Shum, N. Q. Ngo, H.-Y. Tam, and X. Dong, “Output power characteristics of tunable erbium-doped fiber ring lasers,” *J. Light. Technol.*, vol. 23, no. 3, pp. 1334–1341, 2005.
- [201] X. Feng, H. Tam, H. Liu, and P. K. A. Wai, “Multiwavelength erbium-doped fiber laser employing a nonlinear optical loop mirror,” *Opt. Commun.*, vol. 268, no. 2, pp. 278–281, 2006.
- [202] F. Morin, F. Druon, M. Hanna, and P. Georges, “Microjoule femtosecond fiber laser at 1.6 μm for corneal surgery applications,” *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 13, pp. 1991–1993, 2009.
- [203] W. C. Chen, Z. C. Luo, and W. C. Xu, “The interaction of dual wavelength solitons in fiber laser,” *Laser Phys. Lett.*, vol. 6, no. 11, pp. 816–820, 2009.

Thèse de Doctorat

Alioune NIANG

Manipulation d'un grand nombre de solitons dissipatifs dans les lasers à fibre

Résumé

Ce travail est consacré à l'étude des interactions d'un grand nombre de solitons dans un laser à fibre dopée erbium/ytterbium. Les impulsions interagissent entre elles et se structurent pour former des distributions plus ou moins organisées. Deux cavités ont été réalisées, l'une basée sur la rotation non-linéaire de la polarisation (RNLP) et l'autre sur le miroir optique à boucle non-linéaire (NOLM) en configuration de laser en forme de huit.

Avec la RNLP, nous nous sommes intéressés d'abord à une distribution où les impulsions sont liées (cristal de solitons). Ce cristal, stable pour des puissances moyennes, devient instable lorsque la puissance augmente : il se disloque. Les solitons se réorganisent pour former un régime de verrouillage harmonique (HML) de 50 cristaux. Nous avons ensuite cherché s'il était possible de contrôler les distributions de solitons par l'injection d'une composante continue externe. Nous avons montré que le HML peut être forcé par l'injection de cette composante. Nous avons développé deux approches afin de modéliser un laser verrouillé en phase et soumis à l'injection d'une composante continue, l'une est scalaire et l'autre vectorielle. Ces modèles démontrent que le signal injecté peut modifier les interactions entre les solitons.

Enfin, le NOLM a permis d'observer plusieurs dynamiques : pluie de solitons, gaz de solitons, liquide de solitons, poly-cristal de solitons, multi-cristal de solitons, cristal de solitons, états liés et verrouillage harmonique d'états liés. Ce laser a permis également d'observer une émission laser continue et impulsionnelle autour de 1600 nm.

Mots clés

Laser à fibre, impulsions courtes, solitons, interactions, laser injecté, verrouillage de modes harmonique

Abstract

This work has been devoted to study the interaction of the large number of solitons in the erbium/ytterbium doped fiber laser. The interaction of pulses with each other causes to form more or less organized distribution. Two laser cavities have been constructed, one based on the non-linear polarization rotation (NLPR) and the other based on the nonlinear optical loop mirror (NOLM) in a figure-eight laser configuration.

With the NLPR, we were interested to the distribution of coherent pulses (crystal solitons). This crystal, stable for moderate power, becomes unstable at high power, which means to get loose from the initial soliton. These solitons rearrange their relative position to form one harmonic-mode locking regime (HML) of 50 crystals. Afterward, we have investigated the possibility of controlling the solitons distribution by injecting an external continuous wave (cw). It has been observed that cw could force the laser to operate at HML regime. Moreover, we have developed two theoretical approaches, such as scalar and vectorial, to model the passively mode-locked fiber laser submitted to the cw. Both models confirm that the injected signal could modify the interactions between the solitons.

Finally, the NOLM allowed us to observe several dynamics, including rain solitons, gas solitons, liquid solutions, poly-crystal solitons, multi-crystal solitons, crystal solitons, bound states and harmonic-mode locking of bound states. Furthermore, it made possible to observe the continuous as well as pulsed laser emission around 1600 nm.

Key Words

Fiber laser, short pulses, solitons, interactions, injected laser, harmonic-mode locking