

Ministère de l'enseignement Supérieur et de la recherche Scientifique

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Badji Mokhtar Annaba University
Université Badji Mokhtar – Annaba
Faculté de Technologie
Département Electronique



جامعة باجي مختار - عنابة

كلية التكنولوجيا

قسم الالكترونيات

Thèse

Présentée pour obtenir le diplôme de

Doctorat Troisième Cycle

Filière : Télécommunications

Spécialité : Télécommunications optiques et micro- ondes

Par :

SAOUCHI Mohamed Okba

Thème :

ETUDES ET DEVELOPPEMENT DE SOURCES D'IMPULSIONS ULTRARAPIDES DANS LA FIBRE OPTIQUE

Thèse soutenue le 29 Novembre 2023 devant le jury composé de :

N°	Nom et prénom	Grade	Etablissement	Qualité
01	LAFIFI Saddek	Prof.	Université Badji Mokhtar - Annaba	Président
02	HAFS Toufik	MCA	Université Badji Mokhtar - Annaba	Rapporteur
03	GHERS Mokhtar	Prof.	Université Badji Mokhtar - Annaba	Examineur
04	TAIBI Mahmoud	Prof.	Université Badji Mokhtar - Annaba	Examineur
05	OUCHTATI Salim	Prof.	Université du 20 Août 1955-Skikda	Examineur

RESUMES

دراسة وتطوير مصادر النبضات فائقة السرعة في الألياف الضوئية

ملخص

يتم استخدام توليد نبضات فيمتوثانية بمعدلات تكرار عالية جدًا بواسطة مصادر "جميع الألياف" للتطبيقات في مجالات النشاط المختلفة في مجال الاتصالات السلكية واللاسلكية لتطوير الألياف في الحلقة المحلية الذي يتمثل في جلب الألياف الضوئية للمشارك، آثار اهتمام البحث في الوصول المتعدد لقسم الكود البصري. هذا يسمح بنقل المعلومات بسرعة عالية جدًا، بشكل غير متزامن لعدد كبير من المستخدمين المتغيرين. في هذه الأطروحة، أبلغنا عن طريقة جديدة تستغل تأثير مماثل في توليد نبضات فائقة السرعة تتمحور حول 1550 nm لمجموعة واسعة من معدلات التكرار العالية جدًا. يسمح مصدر النبض الفيمتو ثاني "جميع الألياف" وخالي من التجايف بتحسين الأداء في شبكات الاتصالات. في المجال الطبي، الجراحة الدقيقة (علاج قرنية العين أو الأورام). هذه النبضات، من أجل كفاءة أكبر، مطلوبة بقوة ذروة عالية ومعدلات تكرار أعلى. بهذا المعنى، من أجل زيادة النبض الناتج، يكون التضخيم محدودًا بالتأثيرات غير الخطية. للتغلب على هذا القيد، يتم الحصول على تضخيم نبضات الفمتوثانية عن طريق التراكب البناء لحزم الضوء من النبضات. لهذا الغرض، يتم إجراء المحاكاة العددية للجمع المتماسك لحزم الضوء المتوازية من أربعة مصادر متطابقة يقدم كل منها نفس طاقة الذروة بنفس معدل التكرار. نبضات الفيمتو ثنائية (220 fs) المحقونة عند مدخل نظام الدمج هي على التوالي 17.48 W عند 80 GHz و 280 W عند 20 GHz ، والمخرجات التي يتم تسليمها على التوالي 70 W و 1.12 kW . وبالتالي يتم تضخيم هذه النبضات من خلال جمعيات بناء بدون أي مكبر عند الخرج.

الكلمات المفتاحية: التشابه الذاتي - معدل النبض - التكرار - التردد الفائق - الفيمتو ثنائية - تركيبة متماسكة

Etude et développement de sources d'impulsions ultrarapides dans la fibre optique

Résumé

La création d'impulsions en femto secondes à des cadences de répétitions très élevées par des sources « tout fibré » sont utilisées pour des applications dans différents domaines d'activité. En télécommunications, le développement de la fibre dans la boucle locale (FTTx : Fiber To The x) qui consiste à faire aboutir la fibre optique jusqu'à l'abonné, a éveillé l'intérêt de la recherche sur l'accès à plusieurs personnes à répartition de codes optiques (OCDMA : Optical Code-Division Multiple-Access). Cela permet la transmission des informations à très haut débit, de manière asynchrone à un grand nombre d'utilisateurs variable. Dans ce mémoire de thèse nous rapportons une nouvelle méthode exploitant l'effet Similariton dans la génération d'impulsions ultra rapides centrées sur 1550 nm pour une large gamme de cadences de répétitions ultra hautes. Cette source d'impulsions femtosecondes « tout fibré » et sans cavité permet donc l'optimisation des performances des réseaux de télécommunications. Dans le domaine médical, la chirurgie de précision (traitement de la cornée de l'œil ou de tumeurs.) ces impulsions, pour plus d'efficacité, sont requises avec des puissances crête élevées et à des cadences de répétition plus hautes. Dans ce sens, pour la montée en puissance par impulsion de sortie, l'amplification est limitée par les effets non linéaires. Pour pallier à cette limitation, les impulsions femto secondes sont amplifiées par superpositions constructives de faisceaux lumineux . Pour cela, la simulation numérique de la combinaison cohérente de faisceaux lumineux parallélisés issus de quatre sources identiques délivrant chacune le même niveau de puissance élevé et à la même cadence de répétition est effectuée. Les impulsions femtosecondes (~220 fs) injectées à l'entrée du système de combinaison sont successivement de 17.48 W à 80 GHz et 280 W à 20 GHz, les sorties délivrées sont respectivement 70 W et 1.12 kW. Ces impulsions sont donc amplifiées par sommations constructives sans aucun amplificateur à la sortie.

Mots clés : Autosimilarité-impulsion-cadence de répétitions-ultra haute-fréquence - femtoseconde- combinaison cohérente.

Study and development of ultrafast pulse sources in optical fiber

Abstract

the production of femtosecond pulses at very substantial repetition rates by "all fiber" sources are used for applications in different fields of activity. In telecommunications, the development of fiber in the local loop (FTTx: Fiber To The x) which consists of bringing the optical fiber to the subscriber, has aroused the interest of research on distribution multiple access optical codes (OCDMA: Optical Code-Division Multiple-Access). This allows the transmission of information at very high speed, asynchronously to a large number of variable users. In this thesis, we report a new method exploiting the Similariton effect in the generation of ultra-fast pulses centered on 1550 nm for a wide range of ultra-high repetition rates. This "all-fiber" and cavity-free femtosecond pulse source therefore allows the optimization of performance in telecommunications networks. In the medical field, precision surgery (treatment of the cornea of the eye or tumors.) these pulses, for greater efficiency, are required with high peak powers and at higher repetition rates. In this sense, for output pulse ramping, the amplification is limited by the nonlinear effects. To overcome this limitation, the amplification of femtosecond pulses is obtained by constructive superposition of light beams of pulses. For this, the numerical simulation of the coherent combination of parallelized light beams from four identical sources each delivering the same peak power at the same repetition rate is performed. The femtosecond pulses (~220 fs) injected at the input of the combination system are successively 17.48 W at 80 GHz and 280 W at 20 GHz, the outputs delivered are respectively 70 W and 1.12 kW. These pulses are therefore amplified by constructive summations without any amplifier at the output.

Keywords: Self-similarity-pulse-repetition rate-ultra high frequency-femtosecond-coherent combination

REMERCIEMENTS

Ce manuscrit représente un travail qui a été achevé, au laboratoire d'études et de recherches en instrumentation et en communication d'Annaba (L.E.R.I.C.A).

J'exprime toute ma gratitude à mon directeur de thèse le Docteur HAFS Toufik pour ses conseils précieux et son soutien sans faille durant la préparation de cette thèse.

J'exprime mes sincères et respectueux remerciements au professeur LAFIFI Saddek pour le temps qu'il a bien voulu me consacrer en tant que président du jury.

J'adresse vivement toute ma reconnaissance au professeur OUCHTATI Salim de l'Université du 20 Août 1955-Skikda d'avoir accepté de faire partie de mon jury et d'examiner ma thèse.

J'exprime tous mes vifs remerciements au professeur GHERS Mokhtar pour avoir accepté d'examiner mon manuscrit en participant à ce jury.

Je remercie également le professeur TAIBI Mahmoud en raison de sa disponibilité et de l'intérêt qu'il a porté à ce travail de thèse.

Je remercie le professeur SAOUCHI Kaddour, directeur du laboratoire d'études et de recherches en instrumentation et en communication d'Annaba (L.E.R.I.C.A), pour l'ambiance favorable de travail au sein de l'équipe 'Optoélectronique et communication'.

Je remercie chaleureusement mes parents, pour leur aide et soutien quotidien au cours de mes études.

Je remercie avec gaité de cœur, tous les chercheurs du laboratoire LERICA pour leurs encouragements et sympathies durant les préparations de cette thèse.

Nous tenons finalement à remercier tous ceux qui ont contribué, manifestement ou silencieusement par la pensée, à la réalisation de cette thèse.

DEDICACES

Je dédie ce modeste travail:

A mon père qui a été toujours présent et m'a soutenu durant toute ma vie pour me voir devenir ce que je suis.

A ma grande famille qui, durant les moments les plus éprouvants et pénibles de cet itinéraire, m'a guidé et encouragé par leur amour, leur sacrifice et joué le rôle le plus important pour ma réussite.

A tous mes frères et sœur qui ont contribué à la force qui m'a amené jusqu'ici.

A tous ceux qui m'ont aidé, évidemment ou silencieusement par leurs pensées, pendant les moments difficiles.

LISTE DES ACRONYMES ET DES VARIABLES

FTTx	: Fibre vers l'abonné (Fiber To The x en anglais)
MMF	: Fibre multi-modes (Multi-Mode Fiber en anglais)
SMF	: Fibre mono-mode (Single Mode Fiber en anglais)
SPM	: Automodulation de phase (Self-Phase Modulation en anglais)
XPM	: Modulation de phase croisée (Cross Phase Modulation en anglais)
FWM	: Mélange à quatre ondes (Four Wave Mixing en anglais)
SRS	: Diffusion Raman stimulée (stimulated Raman scattering en anglais)
FWHM	: Pleine largeur à mi-hauteur (full width at half maximum en anglais)
SBS	: Diffusion Brillouin stimulée (Stimulated Brillouin Scattering en anglais)
PMD	: Dispersion de Mode de Polarisation (Polarization Mode Dispersion)
ESNL	: Equation de Schrödinger non linéaire (Nonlinear Schrödinger Equation)
GVD	: dispersion de la vitesse de groupe (Group Velocity Dispersion)
SSF	: Fourier à pas divisés (Split-Step Fourier en anglais)
FFT	: Transformée de Fourier Rapide (Fast Fourier Transform en anglais)
DDF	: Fibre à Dispersion Décroissante (Decreasing Dispersion Fiber)
SDPF	: Fibre à dispersion profilée en palier (Step-like Dispersion Profiled Fiber en Anglais)
CPF	: Fibre profilée en peigne (Comb-like Profil Fiber en anglais).
MFWM	: Mélange à quatre ondes multiples (Multiple Four Wave Mixing)
CW	: Faisceau continu (continuous wave en anglais)
MZM	: Modulateur Mach-Zehnder (Mach-Zehnder modulator)
OTDM	: Multiplexage par division temporelle optique (Optical Time Division Multiplexing)
OCDMA	: Accès multiple par répartition de codes optiques (Optical Code Division Multiple Access)
PRBS	: Sequence de bits pseudo aléatoire (Pseudo Random Bit Séquence)
EDFA	: Amplificateur par fibre dopée erbium (Erbium Doped Fiber Amplifier)
DCF	: Fibre à compensation de dispersion (Dispersion compensated fiber)
BER	: Taux d'erreur binaire (Bit Error Rate)
PCF	: Photonics Crystal Fiber (Fibre à cristaux photoniques)

Variables

r, z	: Position radiale dans une fibre optique ; z est la position dans la direction de l'axe de symétrie de la fibre optique
t	: Temps choisi dans un référentiel en mouvement centré sur l'impulsion à $t = 0$ avec une fréquence angulaire porteuse ω_0 .
ω	: Fréquence angulaire (ou pulsation)

Propriétés des impulsions

- $E(r, t)$: Champ électrique à la position r et au temps t
- $A(z, t)$: Amplitude de l'enveloppe d'une impulsion, normalisée de telle sorte que le carré de son module corresponde à son profil de puissance $P(z, t)$
- $\tilde{A}(z, \omega)$: Amplitude spectrale d'une impulsion, dont le carré de son module correspond à la densité spectrale
- $T(r)$: Représente la distribution transverse du champ guidé
- (φ) : Répartition angulaire du champ guidé
- ΔT_{FWHM} : largeurs temporelles à mi-hauteur du maximum
- $\Delta \lambda_{FWHM}$: largeurs spectrales à mi-hauteur du maximum

Propriétés du milieu de propagation de l'impulsion

- $P(r, t)$: Polarisation du milieu de propagation de la lumière due à l'effet Kerr et à l'effet Raman
- $\chi^{(n)}$: Coefficient de Susceptibilité matériau d'ordre n
- γ : représente le coefficient de non linéarité Kerr
- T_r : la pente au centre de la courbe du gain Raman.
- β_m : coefficients de dispersion chromatique d'ordre m dans une fibre optique
- ϵ_0 : Permittivité électrique du vide
- n : Indice de réfraction
- n_2 : Coefficient de non linéarité de l'indice de réfraction
- D : Opérateur décrivant l'action de la dispersion d'une fibre optique sur une impulsion
- L_D : Longueur caractéristique de dispersion
- L_{NL} : Longueur caractéristique de non linéarité
- N : Ordre de soliton correspond à $\sqrt{L_D/L_{NL}}$
- $\beta(\omega)$: Constante de propagation d'une fibre optique, décomposée en série de Taylor : $\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + (1/2) \beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots$
- g_R : Gain linéique Raman pour la fibre optique en silice
- $h_r(t)$: Réponse impulsionnelle de l'effet Raman dans une fibre optique
- $\tilde{h}_r(\omega)$: Fonction de transfert de l'effet Raman dans une fibre optique

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1 : (a) Indication schématique tridimensionnelle de l'agencement d'une fibre optique. (b) Orientation de la lumière par différentes réflexions sur l'interface cœur/gaine (c) Evolution du profil d'indice d'une fibre à saut d'indice 5

Figure 1.2 : Représentation de la variation de la partie imaginaire du coefficient de susceptibilité $\chi^{(3)}$ par l'intermédiaire du paramètre $\tilde{h}_r(\omega)$ dans le cas d'une fibre à base de silice. Représentation de La courbe d'ajustement des données expérimentales a été publiée dans [1.11] (trait continu), et représentation de la courbe obtenue dans le cadre de la somme d'oscillateurs harmoniques [1.12] (cercles)..... 11

Figure 1.3 : Schéma représentatif des transitions énergétiques lors de la diffusion Raman stimulée..... 12

Figure 1.4 : Courbe de Gain Raman de la silice pour une longueur d'onde de pompe à $1\mu m$ 12

Figure 1.5 : Représentation schématique de l'allure du spectre de la diffusion Brillouin dans une fibre standard pour une onde pompe émise à 1550 nm..... 13

Figure 1.6: Schéma tridimensionnel représentant l'expansion temporelle de l'impulsion lumineuse par effet de de la dispersion chromatique en fonction de la distance de propagation..... 14

Figure 1.7 : schéma illustrant les déplacements des deux composantes orthogonales de polarisations dans les tronçons de fibre résultant des défauts géométriques..... 16

Figure 1.8 : Illustration schématique de la variation des pertes optiques dans une fibre optique en fonction de la longueur d'onde du signal guidé.....	17
Figure 1.9 : Schéma de principe de l'algorithme pour la résolution numérique de l'équation non linéaire de Schrödinger par la méthode de Fourier à pas divisé	19
Figure 2.1 : Représentation de la variation du profil de Dispersion chromatique pour la fibre à dispersion décroissante (DDF).....	25
Figure 2.2 : schéma représentant le profil du système de dispersion en paliers e « Step like ».....	27
Figure 2.3 : Schéma illustrant le profil du système de dispersion en peigne « Comblike »	28
Figure 2.4 : Evolution des profils des impulsions à un rythme constant de répétition de 160 GHz lors de l'étude de la compression. Evolution des profils avant : a) largeur temporelle avec $\Delta T_{FWHM}=1ps$, puissance crête $P_c=721mW$, (b) spectral avec $\Delta\lambda_{FWHM}=29.6 nm$.Evolution des profils après : (c) temporel avec $\Delta T_{FWHM}=599.6 fs$ et une puissance crête $P_c=1.2W$, (d)spectral avec $\Delta\lambda_{FWHM}=26.77 nm$	29
Figure 2.5 : Schéma de principe illustrant le couplage de deux diodes continues (CW) pour générer un battement sinusoïdal	30
Figure 2.6 : Profil spectral et temporel du battement sinusoïdal par couplage de deux diodes Laser (à $\lambda_1=1550,04 nm$ et $\lambda_2=1549,96 nm$), (a)couplage spectral du battement $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ à une cadence de répétition $\Delta F = 10 GHz$, (b) Profil temporel avec $\Delta T_{FWHM} =48.84 ps$ et une puissance crête $P_c=300 mW$	31
Figure 2.7 : illustration schématique du principe de modulation par le modulateur Mach- Zehnder « MZM ».....	32
Figure 2.8: Représentations schématiques de la technique de battement sinusoïdal par modulateur Mach Zehnder avec $V_{\pi} \sim 5V$: (a) Modulation d'intensité lumineuse par une tension électrique $V_{bias}=\frac{3}{2}V_{\pi}$; fréquence signal électrique (Δf) =fréquence signal optique. (b) Modulation d'intensité lumineuse avec tension électrique $V_{bias}=V_{\pi}$; fréquence signal optique $=2 \Delta f$. (c) battement sinusoïdal à la cadence temporelle de $1/2\Delta f$. (d) Spectre du battement sinusoïdal avec ses deux bandes latérales pour $V_{bias}=V_{\pi}$.(e) Modulation d'intensité et compression temporelle avec tension électrique $V_{\pi} < V_{bias} < \frac{3}{2}V_{\pi}$ et fréquence électrique(Δf)=fréquence signal optique .(f) profil temporel du battement sinusoïdal comprimé avec la cadence temporelle $1/ \Delta f$ pour $V_{\pi} < V_{bias} < \frac{3}{2}V_{\pi}$	34
Figure 2.9: (a)montage numérique avec $F_{elec} =30 GHz$; V_{bias} varie autour du point de quadrature. (b) impulsions délivrées avec $\Delta T_{FWHM} = 11.68 ps$ et fréquence impulsions optique $=\Delta F=30 GHz$.(c) V_{bias} varie au point de transmission nulle, impulsions optiques à $\Delta T_{FWHM} =7.81 ps$ et fréquence impulsions optiques doublées $=(2 \Delta F)=60 GHz$.(d) V_{bias} au point de quadrature $F_{elec} = \Delta F = 20 Ghz$, fréquence impulsions optiques $=\Delta F=20 GHz$, $\Delta T_{FWHM} =22,86 ps$; ; (e) V_{bias} au point de transmission nulle avec $F_{elec}= 20 Ghz$: impulsions à $\Delta T_{FWHM}=14.5 ps$ et fréquence impulsions optiques $=2 \Delta F=40 GHz$	36
Figure 2.10 : synoptique d'un système OTDM : (a) Schéma de principe d'une source de train d'impulsions extrêmement courtes à des taux de répétitions multiple de F_{in} ($F_{out} = N \times F_{in}$), (τ) est le retard entre deux canaux adjacents ; N est le facteur multiplicatif.....	37
Figure 2.11 : (a) montage numérique OTDM pour $F_{out} = 32 \times F_{in}$, avec $\tau=1.5625ps$;(b) train d'impulsions injecté à une cadence d'entrée de 20 GHz ; (c) train d'impulsions délivré à la sortie avec la cadence de 640 GHz et une largeur temporelle $\Delta T_{FWHM}=200 fs$	38
Figure 2.12 : illustration des résultats obtenus après simulation de la multiplication de la cadence de répétition initiale par effet Talbot : (a)Profil du Train d'impulsions à l'entrée de la fibre SMF avec la cadence initiale $F_{in} =20 GHz$, (b) Train d'impulsions à délivrées avec une cadence de répétition $F_{out}=640 GHz$ et une puissance crête de sortie $P_c=0.025 mW$, après propagation d'une longueur de fibre $L=0.129 Km$	40
Figure 2.13 : Schéma synoptique du système d'émission par fibre optique des données à très haut débit	40

Figure 2.14 : Schéma du montage numérique produisant le couplage de deux diodes continues (CW) émettant à $\lambda_1=1550,32$ nm et $\lambda_2=1549,68$ nm pour générer, par battement sinusoïdal, un train d'impulsions à une cadence $\Delta F=80$ GHz avec une puissance crête $P_0=75$ mW et une durée temporelle à mi-hauteur $\Delta T=6$ ps.....	41
Figure 2.15 : Concaténation de six tronçons de fibre ayant les dispersions chromatiques en profil de peigne « Comblike »	42
Figure 2.16 : Impulsions avec largeur temporelle $\Delta T_{FWHM}=3.62$ ps et puissance crête $P_0=276$ mW.....	43
Figure 2.17: Représentation du montage simulé de la source d'impulsions à 80 Gb/s avec format RZ.....	43
Figure 2.18 : à la sortie du modulateur MZM :(a) Train d'impulsions lumineuses, à 80 Gb/s codées RZ avec une puissance crête $P_c=1,7$ mW et une largeur des impulsions $\Delta T_{FWHM}=3.83$ ps ;(b) profil spectral des impulsions avec largeur spectral $\Delta\lambda_{FWHM}=6$ nm	44
Figure 2.19 : Schéma du dispositif asymétrique de gestion de la dispersion avec compensation des pertes.....	44
Figure 2.20 : montage simulé de la transmission à 80 Gb/s utilisant la boucle de recirculation et son système de détection.....	45
Figure 2.21 : signaux électriques détectés à la réception après une portée de 23400 km.....	46
Figure 2.22 : Diagramme de l'œil représentant la superposition de plusieurs bits « 1 » et bits « 0 » avec $Q_{max}=23,41$ et un $TEB_{min}=9,49 \times 10^{-122}$	46
Figure 3.1 : Représentation de l'évolution d'une impulsion gassienne vers une impulsion parabolique dans une fibre optique a amplification autosimilaire : (a)temporelle ;(b) spectrale	52
Figure 3.2 : (a) Diagramme représentant les échanges d'énergie intervenant dans le processus amplificateur Raman. (b)Forme spectrale du gain Raman pour une pompe située à 1450 nm.....	53
Figure 3.3 : schéma synoptique de l'amplificateur Similariton.....	54
Figure 3.4 : Evolution de la largeur spectrale ΔF_{FWHM} du Similariton en fonction de L (la longueur de fibre) pour une fréquence F du signal d'entrée égale à 20 GHz	54
Figure 3.5 : Représentation de la variation de la largeur spectrale selon la longueur de la fibre	55
Figure 3.6 : variation de la largeur spectrale en fonction de la fréquence de répétition du signal d'entrée.....	56
Figure 3.7 : La croissance de la largeur spectrale du Similariton selon la largeur du temps à mi-hauteur de l'impulsion d'entrée gaussienne ayant les fréquences de répétition suivantes : (a) pour 10 GHz et 40GHz ; (b) pour 20GHz et 80GHz.....	57
Figure 3.8 : (a) profil d'intensité du signal d'entrée gaussien de largeur du temps à mi-hauteur $\Delta T_{FWHM}=1.1$ ps ; (b) profil spectral du signal d'entrée gaussien de largeur spectrale à mi-hauteur de $\Delta\lambda_{FWHM}=12.77$ nm ; (c)Profil spectral du Similariton ayant la largeur du spectre à mi-hauteur de $\Delta\lambda_{FWHM}=65.14$ nm ;(d) largeur du temps à mi-hauteur du Similariton à $\Delta T_{FWHM}=4.39$ ps et de puissance crête $P_c=24.88$ W	59
Figure 3.9 : schéma synoptique du compresseur Similariton.....	60
Figure 3.10 : impulsions récoltées à la sortie des deux fibres du compresseur ; fibre 2 :(a) signal de largeur du temps à mi-hauteur $\Delta T_{FWHM}=4.22$ ps et de puissance crête $P_c=20$ W ;(b) largeur spectrale à mi-hauteur $\Delta\lambda_{FWHM}=63.89$ nm ; fibre 3 : (c) Puissance crête $P_c=306.7$ W et largeur temporelle à mi-hauteur $\Delta T_{FWHM}=221$ fs ;(d) largeur spectrale à mi-hauteur $\Delta\lambda_{FWHM}=61.58$ nm.....	61
Figure 3.11: Schéma synoptique d'un système OTDM pour la création de trains d'impulsions ultra-courtes	

à plusieurs ultra-hautes cadences multiples de n.....	64
Figure 3.12: Principe schématique d'un système OTDM avec sorties à facteurs multiplicatifs différents. de fréquences des fréquences d'entrées.....	65
Figure 3.13 : trois sorties à ultra haut débit : (a) Impulsions de puissance crête $P_c = 12\text{W}$, à la cadence de répétition $F=100\text{ GHz}$ et $\Delta T_{\text{FWHM}} = 221\text{ fs}$; (b) Impulsions de $P_c = 480\text{ mW}$ à $F=500\text{GHz}$ et $\Delta T_{\text{FWHM}} = 202\text{ fs}$; (c) Impulsions de $P_c = 29\text{ mW}$, à $F= 2.5\text{ THz}$ et $\Delta T_{\text{FWHM}} = 198\text{ fs}$	66
Figure 3.14 : Principe des transformations successives subies par le train d'impulsions initial permettant le codage binaire puis le multiplexage temporel optique (OTDM) à ultra haute cadence.....	67
Figure 3.15 : génération de trains d'impulsions extrêmement courts à ultra-hauts débits codées binaires.....	68
Figure 3.16 : six signaux de sorties à ultra haut débit : a) Impulsions de $P_c = 76.6\text{ W}$ à débit binaire $D=40\text{ Gb/s}$, une largeur à mi-hauteur temporelle $\Delta T_{\text{FWHM}} = 200\text{ fs}$; (b) Impulsions de $P_c = 19.23\text{ W}$ à $D=80\text{ Gb/s}$ et $\Delta T_{\text{FWHM}} = 210\text{ fs}$; (c) sortie $P_c = 4.77\text{ W}$ à $D=160\text{Gb/s}$; (d) sortie de $P_c = 1.19\text{ W}$ à $D=320\text{Gb/s}$ et $\Delta T_{\text{FWHM}} = 212\text{ fs}$; (e) sortie à $P_c = 297\text{ mW}$, $D=640\text{Gb/s}$ et $\Delta T_{\text{FWHM}} = 206\text{ fs}$; (f) train d'impulsions $P_c = 78.5\text{ mW}$ à $D=1.28\text{ Tb/s}$ et $\Delta T_{\text{FWHM}} = 180\text{ fs}$	69
Figure 3.17 : Schéma synoptique du générateur d'impulsions ultra courtes à débit multiple.....	70
Figure 4.1 : coupe transversale d'une fibre à saut d'indice (SMF), a rayon du cœur, n_c indice de réfraction du cœur, n_g celui de la gaine optique	75
Figure 4.2 : représentation d'une fibre micro-structurée, a) un cœur en bleu foncé. Les trous d'air en bleu clair de diamètre d et espacés d'une distance Λ ; b) fibre micro-structurée à 4 cœurs en bleu foncé.....	77
Figure 4.3. Vues de la fibre micro-structurée à bande interdite : (a) variation de l'indice en fonction de la distance radiale de la fibre ; D_d : diamètre dopée Yb^{3+} ; D : diamètre du cœur ; (b) : photo de la vue de face de la fibre ou les couronnes blanches correspondent aux zones à fort indice.....	78
Figure 4.4 : Schéma synoptique de la combinaison cohérente par superposition de faisceaux.....	79
Figure 4.5 : Représentation schématique de la source femtoseconde «tout fibré».....	80
Figure 4.6: Amplification par combinaison de sources femtosecondes cohérentes ; (a) Montage simulé pour la combinaison de quatre sources impulsionsnelles à 80 GHz ; Impulsions à l'entrée du combineur de puissance à 80 GHz ; (b) avec $P_c = 17.43\text{ W}$ et de largeur temporelle $\Delta T_{\text{FWHM}} = 211\text{ fs}$; (c) $\Delta\lambda_{\text{FWHM}} = 55.47\text{ nm}$. Impulsions à la sortie du combineur : (d) avec $P_c = 70\text{ W}$ et $\Delta T_{\text{FWHM}} = 208\text{ fs}$; (e) largeur spectrale $\Delta\lambda_{\text{FWHM}} = 56.63\text{ nm}$	82
Figure 4-7. Amplification par combinaison de sources femtosecondes cohérentes à 20 GHz : (a) Montage simulé. Impulsions à l'entrée du combineur de puissance à 20 GHz ; (b) avec $P_c = 280\text{ W}$ et $\Delta T_{\text{FWHM}} = 214\text{ fs}$; (c) avec $\Delta\lambda_{\text{FWHM}} = 55.7\text{ nm}$; Impulsions à la sortie du combineur : (d) avec $P_c = 1.12\text{ kW}$ et $\Delta T_{\text{FWHM}} = 213\text{ fs}$; (e)-largeur spectrale $\Delta\lambda_{\text{FWHM}} = 56.92\text{ nm}$	83

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1.1: coefficients de résonances avec leurs longueurs d'ondes correspondantes.....	15
Tableau 2.1: caractéristiques des profils de l'impulsion avant et après compression.....	29
Tableau 2.2 : valeurs des paramètres de la fibre pour la multiplication de la fréquence initiale.....	39
Tableau 2.3 : valeurs des paramètres de la source d'impulsions à 20 GHz.....	39
Tableau 2.4:valeurs des paramètres des six tronçons de fibres du système «Comblike».....	42
Tableau 2.5 : valeurs pour les paramètres des deux fibres de gestion de la dispersion..	45
Tableau 3.1 : Valeurs des paramètres des fibres optiques pour l'amplificateur Similariton et le compresseur.....	60

SOMMAIRE

RESUMES.....	II
REMERCIEMENTS.....	V
DEDICACES.....	VI
LISTE DES ACRONYMES ET DES VARIABLES.....	VI
LISTES DES FIGURES.....	VII
LISTE DES TABLEAUX.....	XI
SOMMAIRE.....	XII
Introduction générale.....	1
Chapitre 1. Transmission des impulsions lumineuses dans la fibre optique.....	4
1.1. Introduction.....	4
1.2. Guide d'ondes lumineuses	4
1.3. Équation de transmission du champ électrique.....	5
1.4. Équation d'enveloppe de l'amplitude impulsionnelle du champ optique	6
1.5. Les effets liés à la transmission de l'enveloppe $A(z,t)$	7
1.5.1. Effets non linéaires.....	7
1.5.1.1. Effet Kerr optique.....	7
1.5.1.2. Auto-modulation de phase.....	8
1.5.1.3. Modulation de phase croisée (XPM).....	8
1.5.1.4. Mélange à quatre ondes (FWM).....	9
1.5.1.5. Diffusion Raman Stimulée (SRS).....	10
1.5.1.6. Auto-raïdissement.....	13
1.5.1.7. Diffusion Brillouin.....	13
1.5.2. Effets liés à la dispersion.....	14
1.5.2.1. Dispersion chromatique.....	14
1.5.2.2. Dispersion de mode de polarisation (PMD).....	16
1.5.3. L'atténuation optique.....	17
1.6. Modélisation numérique de la propagation de l'enveloppe.....	18
1.6.1. Méthode de Split-Step Fourier pour la résolution de l'ENLS.....	18
1.6.2. Régimes de propagation caractéristiques.....	19
1.6.2.1. Transmission en régime purement dispersif.....	19
1.6.2.2. Transmission en régime purement non-linéaire.....	20
1.7. Conclusion.....	20
1.8. Références bibliographiques.....	20
Chapitre 2. Production d'impulsions très courtes et à très haute cadence.....	23
2.1. Introduction.....	23
2.2. Techniques adoptées.....	23
2.3. Compression adiabatique d'un battement sinusoïdal.....	23
2.3.1. Compression solitonique d'ordre supérieur.....	23
2.3.2. Fibre à dispersion décroissante (DDF).....	24
2.3.3. Fibre à profil de dispersion en paliers : "Step-like".....	26
2.3.4. Fibre à dispersion en peigne « Comblike ».....	27
2.3.5. Compression adiabatique Raman.....	28
2.3.6. Simulation numérique.....	28
2.4. Compression par mélange à quatre ondes multiples.....	30
2.4.1. Simulation d'un battement sinusoïdal par mélange à quatre ondes.....	30
2.5. Génération d'un battement sinusoïdal par un modulateur MZM.....	32
2.5.1. Résultats numériques.....	35
2.6. Multiplication de la fréquence de répétition.....	36
2.6.1. Multiplexage à division temporelle optique (OTDM).....	37
2.6.2. Source à 640 GHz par OTDM.....	37
2.6.3. Multiplication de la fréquence par Effet Talbot.....	39
2.6.4. Génération d'une source à 640-GHz à partir de la cadence de 20 GHz.....	39
2.7. Application en télécommunications de la génération d'impulsions à 80 Gb/s.....	40

2.7.1. Simulation numérique du battement sinusoïdal	41
2.7.2. Compression des impulsions par le système à fibres « Comblike ».....	41
2.7.3. Emission d'impulsions lumineuses à 80 Gb/s	43
2.7.4. Système de gestion de la dispersion chromatique avec compensation des pertes.....	44
2.7.5. Système modélisé.....	45
2.7.6. Résultats numériques.....	46
2.8. Conclusion du chapitre.....	47
2.9. Références du chapitre 2.....	47
Chapitre 3. Génération d'impulsions femtosecondes à ultra-haut débit par compression des Similaritons.....	50
3.1. Introduction	50
3.2. Modélisation de la propagation des impulsions Similariton dans une fibre optique.....	50
3.2.1. Amplification Raman dans une fibre optique à Dispersion normale.....	52
3.3. Etude de l'optimisation de l'amplificateur Similariton	53
3.3.1. Impact de la longueur de la fibre.....	54
3.3.1.1. Pour 4 cas de puissances de pompe.....	54
3.3.1.2. Pour quatre cas de puissance crête du signal d'entrée.....	55
3.3.2. Effet de l'évolution de la fréquence du signal d'entrée.....	56
3.3.2.1. Pour 4 cas de valeurs de puissance de pompe.....	56
3.3.3. Influence de la largeur temporelle à mi- hauteur du signal d'entrée.....	56
3.3.4. Conclusion sur l'optimisation de l'amplificateur	58
3.3.5. Résultats numériques après optimisation de l'amplificateur Similariton.....	58
3.4. Compresseur de Similariton.....	59
3.4.1. Résultats numériques après compression.....	61
3.5. Multiplication du débit.....	62
3.5.1. Multiplexage temporel optique (OTDM) à différentes fréquences de répétition.....	62
3.5.2. Résultats numériques.....	65
3.5.3. Application en télécommunications.....	67
3.5.3.1. Résultats numériques.....	68
3.5.3.2. Synoptique de la source d'impulsions très courtes à ultra-hauts débits binaires.....	70
3.6. Conclusion du chapitre.....	71
3.7. Références du chapitre 3.....	71
Chapitre 4. Amplification d'impulsions femtosecondes à hautes cadences par combinaison de faisceaux.....	74
4.1. Introduction.....	74
4.2. Fibre à large aire modale à saut d'indice.....	74
4.3. Fibre à large aire modale à cristaux photoniques PCF (Photonics Crystal Fiber).....	77
4.3.1. Fibres micro-structurées à guidage de la lumière par réflexion totale.....	77
4.3.2. Fibre micro-structurée à guidage par effet de bande interdite	78
4.4. Combinaison cohérente par superposition de faisceaux.....	79
4.5. Simulation numérique.....	80
4.5.1. Simulation de la combinaison à quatre voies parallèles.....	80
4.5.1.1. Résultats numériques pour une cadence de répétition de 80 GHz.....	80
4.5.1.2. Résultats numériques pour une cadence de répétition de 20 GHz	82
4.6. Conclusion du chapitre.....	84
4.7. Références du chapitre.....	84
Conclusion Générale.....	86

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Les productions d'impulsions femto secondes à des fréquences très élevées sont utilisées pour des applications industrielles, médicales et en télécommunications. Ces impulsions sont nécessaires avec toujours plus de puissance de crête à des taux toujours plus élevés [0.1]. Elles sont produites dans les systèmes à base de fibres qui dissipent rapidement la chaleur de la fibre grâce à une grande surface d'échange avec l'air ambiant. Par rapport aux sources lasers à cristaux contenus dans des cavités résonnantes, ces sources fibrées ont des qualités de guidage permettant d'obtenir des signaux cohérents spatialement à la sortie. Ces qualités sont recherchées par des secteurs d'activité pour remplacer d'anciennes architectures laser. En raison du rétrécissement spectral dû à la non uniformisation du gain d'amplification pour toute la largeur spectrale de l'impulsion femto seconde, la valeur de la puissance de crête disponible est limitée. Pour dépasser cette limitation, dans le but d'augmenter l'énergie par impulsion nous effectuons, dans le cadre de cette dissertation, l'amplification par l'association de faisceaux cohérents [0.2]. La combinaison cohérente des faisceaux lumineux issus de 19 fibres est démontrée avec des impulsions de 300 fs. Ce résultat est obtenu en contrôlant les variations de phase et de délai sur chaque canal de fibre optique dans une configuration de mesure interférométrique [0.3]. En effet, les propriétés de cohérence spatiale, cohérence temporelle, état de polarisation, largeur spectrale, sont des caractéristiques communes à un grand nombre d'émetteurs identiques à combiner [0.1]. Dans cette thèse nous rapportons l'étude numérique de sources fibrées d'impulsions extrêmement courtes à des fréquences ayant plusieurs dizaines de GHz. Les applications qui en découlent sont utiles pour les télécommunications optiques, l'échantillonnage, la métrologie, le peigne spectral, la médecine et l'industrie. De nombreux scénarios sans cavité ont été étudiés pour le profilage dans les fibres optiques d'un signal de battement initial en un train d'impulsions distinctes [0.4]. En effet, la compression temporelle non linéaire du battement initial est induite dans la fibre optique où s'effectue l'interaction entre l'effet Kerr non linéaire et le régime dispersif anormal [0.5]. Cette procédure de compression a été validée dans une gamme d'arrangements de fibres à créer des trains d'impulsions sans piédestal à différentes fréquences de plusieurs GHz. En effet, des systèmes de concaténation avec diverses fibres ont été mis en œuvre, tels que la variation de la dispersion dans les fibres à profils dispersifs en forme de peigne ou en escalier [0.6], le mixage à quatre ondes (FWM), amplification Raman [0.7]. Cependant, depuis leur validation théorique et expérimentale en régime de dispersion normale des impulsions progressant avec des profils d'intensité similaires (ou auto similaire) dans les amplificateurs à haute puissance, ont été accueillies avec un grand intérêt [0.8]. En effet, l'association de la dispersion normale, de la non-linéarité et du gain, toute forme initiale évolue asymptotiquement vers une impulsion auto similaire appelée « Similariton ». C'est une onde non-linéaire dont le profil d'intensité est parabolique avec une dérive de fréquence (chirp) linéaire et de pente positive. La dynamique auto similaire est manifestée par une croissance exponentielle de largeur temporelle, la largeur spectrale et de la puissance crête. Grâce à cette classe d'impulsions, des sources toutes fibrées et sans cavité, d'impulsions ultra courtes, ont été générées numériquement à des fréquences ultra hautes. Ce manuscrit de thèse est composé par l'agencement de quatre chapitres juxtaposés. Le premier chapitre concerne le rappel de quelques généralités sur les effets rencontrés par les impulsions

lumineuses circulant dans les fibres optiques conventionnelles. La description des effets est introduite par l'équation non-linéaire de Schrödinger. La génération de trains d'impulsions à très hautes fréquences centrées sur 1550 nm est perçue avec beaucoup d'intérêt pour de nombreuses applications scientifiques. A cet effet, le second chapitre, est donc voué à la présentation des méthodes existantes pour la conception de sources à très haut débit "tout optique" permettant de pallier au problème de la bande passante du dispositif optoélectronique limitée à un taux de répétition inférieur à 40 GHz. Pour finir ce chapitre, nous simulons numériquement deux sources d'impulsions à très haut débits générés par battement sinusoïdal d'un mélange à quatre ondes issues d'une part d'un couplage de deux diodes continues (CW) et d'autre part d'un modulateur d'intensité (Modulateur Mach Zehnder -MZM) commandé par une horloge extérieure [0.9]. En effet, une source codée RZ à 80 Gbit/s obtenue par battement d'un mélange à quatre ondes issues de deux diodes CW est appliquée en télécommunications pour une chaîne de transmission à très longue distance par fibre optique. Le développement d'une source « tout optique » à base d'amplificateur Similariton optimisé est expliqué dans le troisième chapitre délivrant des impulsions femto secondes cadencées de 40 GHz jusqu'à 2,5 THz [0.10]. Le quatrième chapitre est dédié à l'amplification en intensité des impulsions en femto secondes par association de faisceaux. Il s'agit donc, dans ce travail de thèse, de produire des impulsions femto secondes à très haut débit et les amplifier en puissance par combinaison cohérente de faisceaux parallélisés issues de sources fibrées. La mise en œuvre d'une application numérique, engendrant des impulsions femto secondes, avec une puissance crête de 70 W et 1.12 kW ont été obtenues respectivement à des cadences de répétitions de 80 GHz et 20 GHz.

Références bibliographiques

- [0.1] Philippe Rigaud, "Multichannel fiber amplification with spectral decomposition for femtosecond pulse synthesis, thèse soutenue à l'Université de Limoges, 2014
- [0.2] W. Zhao, X. Hu, et Y. Wang, « Femtosecond-Pulse Fiber Based Amplification Techniques and Their Applications », IEEE J. Sel. Haut. Quantum Electron., vol. 20, no 5, p. 1-13, sept. 2014.
- [0.3] J. Le Dortz et al., « Coherent beam combining of 19 fibers in femtosecond regime » in Conference on Lasers and Electro-Optics, Science and Innovations, 2016, p. STu1M-1.
- [0.4] Q. Li, K. Nakkeeran, and P. K. A. Wai. "High-repetition-rate ultrashort pulse generation in nonlinear fibers with exponentially decreasing dispersion". In *Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Waveguides*. Optical Society of America, 2012
- [0.5] T. Inoue and S. Namiki. "Pulse compression techniques using highly nonlinear fibers". *Laser & Photonics Reviews*, 2(1-2):83-99, 2008
- [0.6] M. Tadakuma, O. Aso, and S. Namiki. "A 104 GHz 328 fs soliton pulse train generation through a comb-like dispersion profiled fiber using short high nonlinearity dispersion fibers". In *Optical Fiber Communication Conference*, volume 3, pages 178-180. IEEE, 2000
- [0.7] S. Khemiri, C. Ware, R. Gabet, and D. Erasme. "40GHz short pulse clocked optical source based on four-wave mixing in an optical fibre". In *International Conference on Elec., Circuits and Sys. (ICECS)*, IEEE, pages 1-5. IEEE, 2005.
- [0.8] M.E. Fermann, V.I. Kruglov, B.C. Thomsen, J.M. Dudley, and J.D. Harvey, Self-similar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers, *Phys. Rev. Lett.*, 84 (26), 6010-6013 (2000).
- [0.9] I. El Mansouri, J. Fatome, S. Pitois, C. Finot, and M. Lintz. "All-Fibered High-Quality 20-GHz and 40-GHz Picosecond Pulse Generator". In *European Conference and Exposition on Optical Communications*, page We.10. P1.13. Optical Society of America, 2011.
- [0.10]. Mohamed Okba Saouchi, Kaddour Saouchi, Toufik Hafs, Amar Hamouda, « Generation, based on compression of similariton, of pulses at 100 GHz-2.5 THz and ultra-high bit rates of 40 Gb/s-1.28 Tb/s by OTDM » *J. Opt*, 26 March 2022.

Sous titres du chapitre 1

1.1. Introduction

1.2. Guide d'ondes lumineuses

1.3. Équation de propagation du champ électrique

1.4. Équation d'enveloppe de l'amplitude impulsionnelle du champ optique

1.5. Les effets liés à la transmission de l'enveloppe $A(z,t)$

1.6. Modélisation numérique de la transmission de l'enveloppe

1.7. Conclusion

1.8. Références bibliographiques

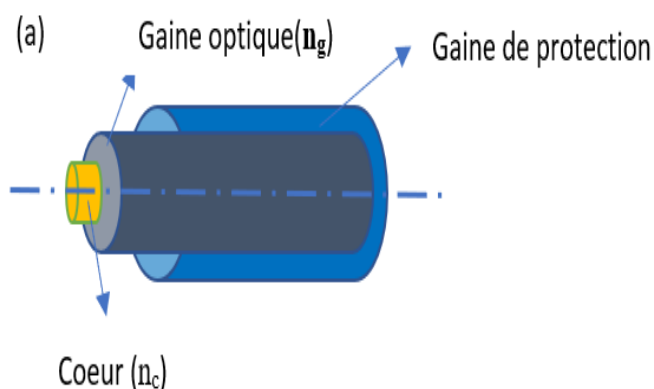
Chapitre 1. Transmission des impulsions lumineuses dans la fibre optique

1.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous mentionnons les différentes notions de progression d'impulsions dans les fibres optiques monomodes et donnons une vue d'ensemble sur les conséquences rencontrées au moment où les impulsions lumineuses se propagent dans ce milieu diélectrique. L'onde électromagnétique guidée à l'intérieur de la fibre optique est désignée par son champ électrique. La combinaison des équations de Maxwell et des équations fondamentales liant le champ électrique et magnétique nous mène à l'équation d'onde dont la résolution nous permet d'étudier la progression du champ lumineux dans la fibre optique ainsi que les divers phénomènes physiques associés.

1.2. Guide d'ondes lumineuses

La fibre optique est un mince fil de verre, constitué de cylindres diélectriques concentriques à base de Silice ayant des indices de réfraction différents. La Silice est l'oxyde de Silicium (SiO_2). Au moyen de certaines techniques, le procédé de production d'une fibre optique repose sur l'allongement d'une préforme de verre cylindrique d'un mètre de long sur 10 cm de diamètre pour en produire une fibre optique de 150 Km de long. Le cylindre central appelé cœur a un rayon r_c et l'indice n_c tandis que le deuxième cylindre périphérique qualifié de gaine a un rayon externe r_g et l'indice n_g tel que $n_g < n_c$. Cela permet à la lumière de se diriger vers le cœur. par des réflexions complètes successives sur l'interface cœur/gaine. Une couverture en plastique de protection entoure l'ensemble cœur/gaine. Une différence d'indice égale à 10^{-3} suffit pour assurer la réflexion totale [1.1]. La hausse de la valeur d'indice de réfraction s'effectue par dopage de la Silice avec le Germanium ou le Magnésium mais sa diminution s'obtient par dopage avec le Fluor et Phosphore. Si la valeur de l'indice est constante dans le cylindre central, la fibre est dite fibre à saut d'indice (figure 1.1).



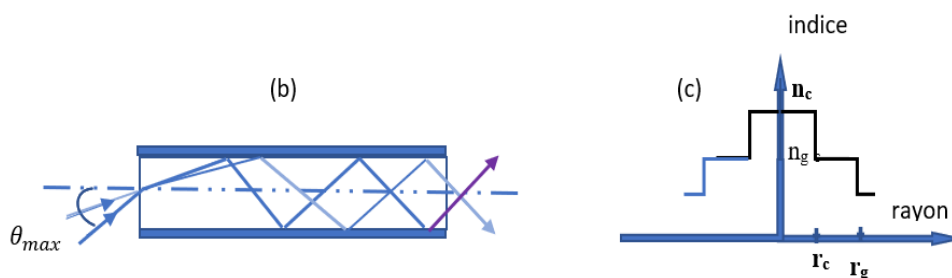


Figure 1.1 : (a) indication schématique à trois dimensions de l'agencement d'une fibre optique. (b) orientation de la lumière par différentes réflexions sur l'interface cœur/gaine.. (c) Evolution du contour d'indice d'une fibre à saut d'indice

$$O.N = \sin \theta_{max} = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (1.1)$$

La relation (1.1) représente l'expression de l'ouverture numérique (O.N) égale au sinus de l'angle d'admission maximal θ_{max} . Ainsi, les rayons lumineux incidents avec un angle θ_i inférieur ou égal à θ_{max} sont guidés dans la fibre optique par réflexions successives et les autres sont rejetés. Les fibres multimodes ou MMF (*Multi Mode Fiber*) sont les fibres optiques dont la valeur de leur diamètre de cœur est comprise entre $50 \mu\text{m}$ à $85 \mu\text{m}$ et permettent alors la propagation des faisceaux lumineux par trajets en zigzag (figure 1.1c). En raison de cette caractéristique, les données sont transportées par des longueurs d'ondes de 850 nm jusqu'à 1300 nm émises par des diodes électroluminescentes ou LED (Light Emitting Diode). Leurs portées maximales sont de quelques kilomètres. Les fibres MMF sont donc utilisées dans les réseaux locaux. Par contre, celles dont le diamètre est environ égal à $10 \mu\text{m}$ sont les fibres monomodes ou SMF (*Single Mode Fiber*) où la propagation du faisceau lumineux s'effectue parallèlement ou proche de la ligne d'orientation de la fibre (un seul mode de propagation). Les données y sont transmises par des lasers émettant dans la bande des télécommunications où l'affaiblissement est minimal (0.2 dB/Km). Leur portée peut atteindre quelques milliers de kilomètres en utilisant des amplificateurs positionnés à des distances régulières. Les deux données spécifiant la fibre sont calculées par les expressions suivantes :

- Δ évalue la différence d'indices relative.

$$\Delta = \frac{n_c - n_g}{n_c} \quad (1.2)$$

- V détermine la fréquence de coupure normalisée

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (1.3)$$

Avec (a) désigne le rayon de la fibre, λ la longueur d'onde de la lumière guidée, n_c l'indice du cœur et n_g celui de la gaine. La propagation dans la fibre monomode à saut d'indices est conditionnée par la valeur V de la fréquence de coupure normalisée qui doit être inférieure à 2,405 [1.2]

1.3. Équation de transmission du champ électrique

La circulation du champ électrique s'effectue dans le milieu diélectrique de la fibre optique où les charges électriques y sont donc absentes. L'onde électromagnétique est

représentée par le champ électrique. Elle y est donc gouvernée par les quatre relations suivantes, qui représentent les équations de Maxwell [1.2].

$$\overrightarrow{Rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.4)$$

$$\overrightarrow{Rot} \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (1.5)$$

$$\overrightarrow{Div} \vec{B} = 0 \quad (1.6)$$

$$\overrightarrow{Div} \vec{D} = 0 \quad (1.7)$$

Où $\vec{E}, \vec{H}, \vec{D}$ et \vec{B} représentent respectivement les champs électriques, magnétiques, les inductions électriques et magnétiques qui sont reliées par les équations suivantes [1.3,1.4] :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} \quad (1.8)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (1.9)$$

Avec ϵ_0 représente la constante de permittivité du vide, ϵ_r la permittivité relative du milieu de rayonnement, μ_0 celle de la perméabilité du vide, le milieu diélectrique de propagation est non magnétique ($\mu_r=1$), \vec{P} indique la polarisation provoquée par le champ électrique dans le milieu d'interaction. La combinaison des équations de (1.4) - (1.9) permet d'obtenir l'équation d'onde qui désigne l'équation de la circulation du champ électrique représentant l'onde électromagnétique guidée par la fibre optique [1.1].

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (1.10)$$

Où $c^2 = 1/(\mu_0 \epsilon_0)$. Avec la même démarche, il est possible de tirer l'équation de transmission du champ magnétique.

L'analyse de la circulation du champ électrique désignant l'impulsion de l'onde lumineuse s'appuie sur la résolution de cette équation qui nécessite la séparation en deux équations à variables indépendantes : une équation régissant la transmission longitudinale de l'enveloppe de l'amplitude de l'onde impulsionnelle et l'autre gérant la distribution transversale du champ électrique dans ce guide diélectrique [1.5].

1.4. Équation d'enveloppe de l'amplitude impulsionnelle du champ optique

L'enveloppe $A(z)$ évolue le long de l'axe Oz dans la fibre optique monomode. Son amplitude, comparée à la fréquence de la porteuse, est lentement variable. Elle est dite enveloppe lentement variable. La progression de $A(z)$ dans la fibre est gouvernée par l'équation non linéaire de Schrodinger généralisée qui tient compte de la plupart des répercussions manifestées dans la fibre [1.1]. Son expression est représentée par l'équation

$$\frac{\partial(A)}{\partial z} - i\gamma |A|^2 A + i\gamma T_r \frac{\partial |A|^2}{\partial t} A + \frac{\gamma}{\omega_0} \frac{\partial(|A|^2 A)}{\partial t} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + \frac{\alpha}{2} A = 0 \quad (1.11)$$

Où $A(z, t)$ décrit à la fois la variation longitudinale et temporelle de l'enveloppe lente, α désigne le coefficient d'atténuation, β_2 et β_3 les coefficients de dispersion chromatique d'ordre 2 et 3, γ représente le coefficient de non linéarité Kerr et T_r la pente au centre de la courbe du gain Raman.

1.5. Les effets liés à la transmission de l'enveloppe $A(z,t)$

Puisque le milieu de propagation dans la fibre optique est un milieu diélectrique à pertes, dispersif et non linéaire, l'équation (1.11) prend donc en compte lors de la propagation de l'enveloppe $A(z,t)$ représentant l'impulsion lumineuse dans la fibre optique, tous les phénomènes linéaires (absorption, dispersion), non linéaires (effet Kerr, effet Raman et l'auto raidissement) que nous allons décrire successivement dans ce qui suit.

1.5.1. Effets non linéaires

1.5.1.1. Effet Kerr optique

L'effet Kerr optique est la relation entre l'indice de réfraction d'un milieu transparent et l'intensité lumineuse qui s'y propage., sa permittivité s'écrit [1.5] :

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \chi^{(1)}(\omega) + \frac{3}{4} \chi^{(3)}(\omega) |\tilde{E}(\omega)|^2 = (\tilde{n} + i \frac{c\tilde{\alpha}}{2\omega})^2$$

$$\varepsilon(\omega) = (\tilde{n} + i \frac{c\tilde{\alpha}}{2\omega})^2 \quad (1.12)$$

Où :

L'indice de réfraction et le coefficient d'absorption s'écrivent :

$$\tilde{n}(E, \omega) = n_0(\omega) + n_2 |E|^2, \quad (1.13)$$

$$\tilde{\alpha}(E, \omega) = \alpha_0(\omega) + \alpha_2 |E|^2 \quad (1.14)$$

Avec n_0, α_0, n_2 et α_2 sont respectivement l'indice de réfraction linéaire le coefficient d'absorption linéaire, le coefficient d'indice non linéaire et le coefficient d'absorption non linéaire. Leurs expressions correspondantes sont données [1.5] :

$$n_0 = 1 + \frac{1}{2} \Re(\chi^{(1)}(\omega)) \text{ et } \alpha_0(\omega) = \frac{\omega}{nc} \Im(\chi^{(1)}(\omega)) \quad (1.15)$$

$$n_2 = \frac{3}{8 n_0} \Re(\chi^{(3)}(\omega)) \quad (1.16)$$

$$\alpha_2 = \frac{3 \omega_0}{4 n_0 c} \Im(\chi^{(3)}(\omega)) \quad (1.17)$$

Où ω_0 est la fréquence centrale, $\chi^{(1)}$ et $\chi^{(3)}$ les susceptibilités d'ordre un et trois.

L'équation (1.13) montre que l'indice de réfraction est constitué de la somme de $n_0(\omega)$ qui dépend de la fréquence (linéarité) et $n_2(\omega)$ dépendant de la fréquence est multiplié par un facteur qui est l'intensité de la lumière incidente (non linéarité).

1.5.1.2. Auto-modulation de phase

D'après cette équation, nous pouvons dire que l'indice de réfraction comporte un terme $n_0(\omega)$ linéaire dépendant de la fréquence de l'onde et un deuxième terme non linéaire qui évolue à la fois en fonction de l'intensité du champ propagé et de n_2 qui dépend de la susceptibilité centrosymétrique de la silice d'ordre 3. Cette susceptibilité se modifie via la fréquence du champ propagé. C'est l'auto modulation de phase (SPM pour *Self Phase Modulation*) [1.3] L'équation suivante (quelle que soit la nature de l'impulsion) donne l'expression de l'auto modulation de phase.

$$\Phi_{NL} = \frac{2\pi n_2}{\lambda_0} IL = \gamma(\omega_0)P_cL \quad (1.18)$$

Elle se traduit par la modification de la phase (chirp) de l'enveloppe de l'onde par elle-même sans changement du profil temporel de son intensité. L'amplitude du chirp ainsi engendrée est proportionnelle à la distance parcourue dans la fibre optique par l'onde et se traduit par l'élargissement spectral en ajoutant des fréquences nouvellement générées [1.1]. Cette modification provient de la production de photons à des fréquences inférieures à (ω_0) sur le front de l'impulsion lumineuse qui monte et de photons à des fréquences supérieures à ω_0 sur le front qui descend de l'impulsion [1.1]. La définition du chirp est la suivante :

$$\partial\omega(t) = \omega(t) - \omega_0 = -\frac{\partial\Phi_{NL}}{\partial t} = -\gamma(\omega_0)PL \quad (1.19)$$

1.5.1.3. Modulation de phase croisée (XPM)

Lorsque deux ondes s'interagissent, la non linéarité du milieu de propagation induit une modulation de phase croisée. Cet effet porte le nom de XPM (pour *Cross Phase Modulation*) [1.3]. Pour deux ondes intenses $E_1(\omega_1)$ et $E_2(\omega_2)$, et ayant même état de polarisation se propageant dans un milieu Kerr, le champ électrique résultant de ces deux faisceaux s'écrit de la façon suivante :

$$E_{tot} = E_1(\omega_1) + E_2(\omega_2) \quad (1.20)$$

Dans le cas où les fréquences des deux ondes incidentes sont très proches entre elles telles qu'elles vérifient l'inégalité $(|\omega_1 - \omega_2|) < (\omega_1 + \omega_2)/2$, la polarisation non-linéaire est [1.1] :

$$P_{NL} = \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} |E^{tot}|^2 E_{tot} \quad (1.21)$$

On suppose qu'à l'échelle de la différence de fréquence $(|\omega_1 - \omega_2|)$, la susceptibilité $\chi^{(3)}$ ne dépend pas de la fréquence. Le développement de la relation (1.21) donne dans l'équation (1.22) :

$$P_{NL} = \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} [E_1(\omega_1) + E_2(\omega_2)] [E_1^*(\omega_1) + E_2^*(\omega_2)] [E_1(\omega_1) + E_2(\omega_2)]$$

$$P_{NL} = \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} \left\{ |E_1(\omega_1)|^2 E_1(\omega_1) + |E_2(\omega_2)|^2 E_2(\omega_2) + 2|E_1(\omega_1)|^2 E_2(\omega_2) + \right. \\ \left. + 2|E_2(\omega_2)|^2 E_1(\omega_1) \right\} + E_2^2(\omega_2) E_1^*(\omega_1) + E_1^2(\omega_1) E_2^*(\omega_2) \quad (1.22)$$

Les 2 derniers termes de la relation (1.22) sont négligés à cause du désaccord de phase entre les 2 faisceaux. Il vient alors :

$$P_{NL} = \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi^{(3)} \left[\underbrace{|E_1(\omega_1)|^2 E_1(\omega_1)}_{\text{Effet Kerr } \omega_1} + \underbrace{2|E_2(\omega_2)|^2 E_1(\omega_1)}_{\text{Effet croisé de } \omega_2} + \underbrace{|E_2(\omega_2)|^2 E_2(\omega_2)}_{\text{Effet Kerr } \omega_2} + \underbrace{2|E_1(\omega_1)|^2 E_2(\omega_2)}_{\text{Effet croisé de } \omega_1} \right] \quad (1.23)$$

Dans l'expression obtenue nous avons alors l'effet Kerr de ω_1 indiqué par le premier terme, l'effet Kerr croisé avec ω_2 exprimé par le deuxième terme, l'effet Kerr de ω_2 désigné par le troisième terme et l'effet Kerr croisé avec ω_1 représenté par le quatrième terme. Par analogie avec l'équation (1.13), modifier l'indice de réfraction par l'effet croisé pour chaque faisceau est :

$$n(\omega_1, |E_1(\omega_1)|^2, |E_2(\omega_2)|^2) = n_0(\omega_1) + n_2[|E_1(\omega_1)|^2 + 2|E_2(\omega_2)|^2] \quad (1.24)$$

$$n(\omega_2, |E_2(\omega_2)|^2, |E_1(\omega_1)|^2) = n_0(\omega_2) + n_2[|E_2(\omega_2)|^2 + 2|E_1(\omega_1)|^2] \quad (1.25)$$

La phase non linéaire induite lors de la propagation correspondante à chaque enveloppe A du faisceau incident copropagatif avec son voisin devient :

$$\varphi_{1NL} = \gamma[|A_1(0, t)|^2 + 2|A_2(0, t)|^2]z \quad (1.26)$$

$$\varphi_{2NL} = \gamma[|A_2(0, t)|^2 + 2|A_1(0, t)|^2]z \quad (1.27)$$

Nous pouvons en déduire que lorsque deux canaux se propagent simultanément dans une même fibre optique, l'indice de réfraction et la phase non linéaire résultants sont nettement plus grands qu'en auto modulation de phase. Ces effets non linéaires sont encore accentués en multiplexage par division en longueur d'onde (ou WDM pour Wave Division Multiplexing) dans les systèmes de télécommunications.

1.5.1.4. Mélange à quatre ondes (FWM)

Une autre conséquence de cette non linéarité est le mélange à quatre ondes (ou *FWM pour Four Wave Mixing*) qui est la cause d'intermodulation entre les canaux d'un système de transmission utilisant plusieurs longueurs d'onde. Il est également possible de produire ce mélange de quatre ondes dans un milieu diélectrique en interagissant avec plusieurs ondes initiales, soit deux ou plus, créant des fréquences nouvelles appelées 'Stokes' et 'anti-Stokes'. Lorsque les ondes ou les pompes incidentes ont la même fréquence,

il s'agit d'un mélange à quatre ondes dégénérés ($\omega_1 = \omega_2$) mais dans le cas où les ondes pompes (ou incidentes) ne sont pas de fréquences identiques ce mélange est qualifié de non dégénéré ($\omega_1 \neq \omega_2$). Lorsque les deux faisceaux incidents précédents représentés par $E_1(\omega_1)$ et $E_2(\omega_2)$ sont accordés en phase, les deux termes négligés précédemment dans l'équation (1.22) deviennent significatifs.

$$P_{NL} = \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi^{(3)} \left[\underbrace{[|E_1|^2 + 2|E_2|^2]E_1 + [|E_2|^2 + 2|E_1|^2]E_2}_{\text{Effets Kerr+ croisés de } \omega_1 \text{ et } \omega_2} + \underbrace{[E_1^2(\omega_1)E_2^*(\omega_2) + E_2^2(\omega_2)E_1^*(\omega_1)]}_{\text{nouvelles fréquences } (2\omega_1 - \omega_2), (2\omega_2 - \omega_1)} \right] \quad (1.28)$$

Dans l'expression obtenue nous avons les effets Kerr et croisés de ω_1 , ω_2 et les deux derniers termes correspondent aux nouvelles fréquences $(2\omega_1 - \omega_2)$, $(2\omega_2 - \omega_1)$ engendrées par ces interactions. Les oscillations aux quatre fréquences représentent le mélange à quatre ondes et ne sont significatifs que lorsqu'il y a adaptation de phase entre les faisceaux mélangés. Ainsi, seules les oscillations aux fréquences ω_1 et ω_2 sont toujours présentes et forment ce qu'on appelle l'auto modulation de phase et la modulation de phase croisée [1.4]. Le coefficient Kerr non linéaire exprimé pour la fibre en $W^{-1}m^{-1}$ se présente dans la modélisation numérique par le paramètre γ est appelé coefficient de non linéarité et fourni sous la forme qui suit :

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} \quad (1.29)$$

Pour les fibres optiques monomodes, n_2 est qualifié d'indice non linéaire et fluctue entre 2.2 et $2.8 \times 10^{-20} m^2.W^{-1}$ [1.6]. Dans cette relation A_{eff} indique l'aire effective du mode spatial transverse traduisant le confinement de l'énergie propagée dans la fibre. L'aire effective se calcule à partir de l'expression :

$$A_{eff} = 2\pi \frac{(\int_0^{+\infty} I(r)rdr)^2}{\int_0^{+\infty} I^2(r)rdr} \quad (1.30)$$

Où $I(r)$ désigne l'intensité en champ proche à la position r de l'axe de la fibre. Pour les fibres classiques à saut d'indice l'aire effective se calcule en utilisant la formule suivante :

$$A_{eff} = \pi \Omega^2(\lambda) \quad (1.31)$$

Avec $\Omega(\lambda)$ exprime le mode qui se propage dans la fibre et se calcule en utilisant la définition "Petermann II" [1.7]. Dans le cas des fibres micro-structurées, le mode propagé n'est plus circulaire, A_{eff} est calculée numériquement en utilisant la diffusion des modes dans la structure [1.8]. Les deux autres effets non linéaires sont liés à un échange entre un photon et un phonon acoustique (effet Brillouin) ou phonon optique (effet Raman).

1.5.1.5. Diffusion Raman stimulée (SRS, Simulated Raman Scattering)

En raison du troisième ordre de la polarisation dû à l'interaction lumière /matière, sa susceptibilité est aussi responsable d'un autre effet non linéaire appelée diffusion Raman

dans la fibre optique. Cette dernière correspond à une réponse vibrationnelle engendrée par l'interaction entre l'onde propagée et la matière provoquant des phonons optiques. En conséquence, l'énergie est transférée d'une onde de fréquence élevée vers des ondes de fréquence plus basses, également connues sous le nom de fréquences Stokes. Il se présente dans la partie non linéaire de la polarisation par l'intermédiaire de la partie imaginaire de la susceptibilité $\chi^{(3)}$. En effet, suite à l'équation (1.12) le coefficient d'absorption $\alpha(\omega)$ et l'indice du milieu $n(\omega)$ sont alors reliés aux parties réelles et imaginaires de la permittivité diélectrique. Le terme de perte peut être mis sous la forme :

$$\tilde{\alpha} = \alpha_0(\omega) + \alpha_2 |E(r, t)|^2 \quad \text{avec} \quad \alpha_2 = \frac{3 \omega_0}{4 n_0 c} \Im(\chi^{(3)}) \quad (1.32)$$

De la relation précédente, on remarque que le paramètre α_2 est multiplié par la puissance de l'onde propagée. Puisque la densité de puissance transportée par l'onde peut s'écrire sous la forme :

$$P(r) = P_0 \exp(-2\tilde{\alpha}r) = P_0 \exp(-2[\alpha_0(\omega) + \alpha_2 |E(r, t)|^2]r) \quad (1.33)$$

Il en résulte que l'onde propagée au lieu d'être affaiblie est amplifiée lorsque α_2 est négatif et c'est le cas pour la réponse Raman où la partie imaginaire de $\chi^{(3)}$ est négative (figure 1.2). Le maximum d'amplification est obtenu dans les fibres de Silice avec un décalage en fréquence de 13,2 THz par rapport à celle de l'onde qui a engendré cet effet Raman [1.9].

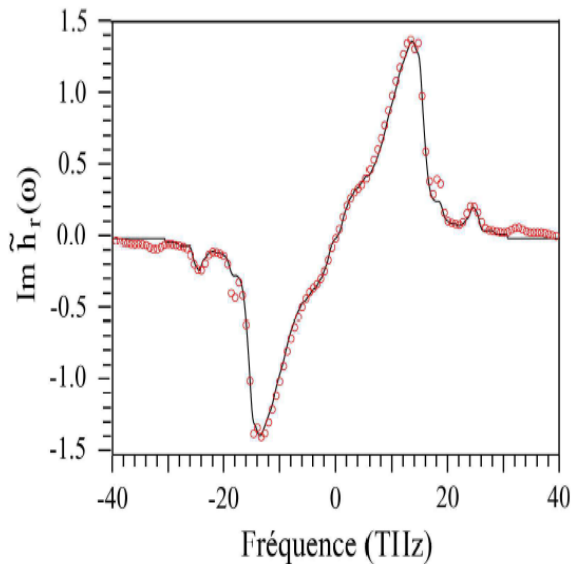


Figure 1.2 : Représentation de la variation de la partie imaginaire du coefficient de susceptibilité $\chi^{(3)}$ par l'intermédiaire du paramètre $\tilde{h}_r(\omega)$ dans le cas d'une fibre à base de silice. Représentation de la courbe d'ajustement des données expérimentales a été publiée dans [1.11] (trait continu), et représentation de la courbe obtenue dans le cadre de la somme d'oscillateurs harmoniques [1.12] (cercles) [1.10].

La figure. (1.3) illustre le principe fondamental de la diffusion Raman stimulée. La Diffusion Raman Stimulée ('SRS' de l'anglais Stimulated Raman Scattering) est un phénomène qui se produit lorsque les photons du signal incident interagissent avec les modes de vibration des molécules de la substance dans laquelle il se propage.

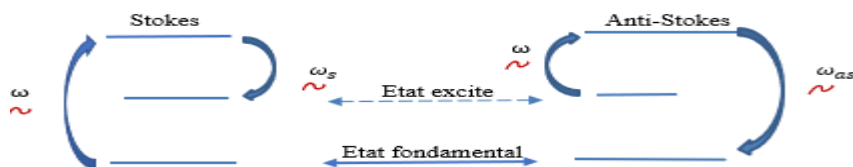


Figure 1.3 : Schéma représentatif des transitions énergétiques lors de la diffusion Raman stimulée

Le matériau est excité par l'interaction en absorbant une quantité d'énergie $\hbar\omega_R$ du signal incident ω (Figure 1.3). Par conséquent, la fréquence de Stokes $\omega_s = \omega - \omega_R$. Le « décalage fréquentiel Raman » d'une fibre de silice pure standard est d'environ 13,2 THz (fréquence de résonance de vibration du réseau). Si une quantité suffisante de molécules est présente dans l'état excité, ils ont la capacité d'interagir avec les photons incidents afin qu'ils retournent à leur état fondamental, en émettant des photons avec une fréquence appelés « Anti-Stokes ».

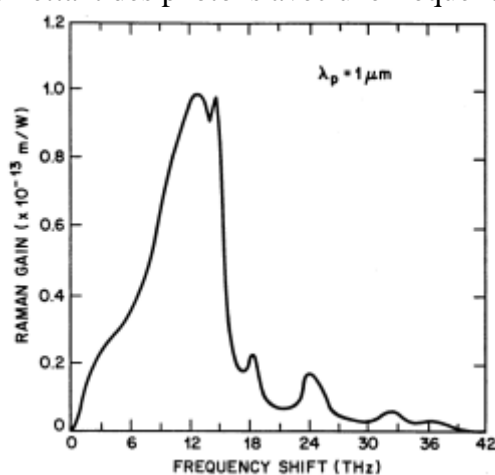


Figure 1.4 : Courbe de Gain Raman de la silice pour une longueur d'onde de pompe de $1\mu\text{m}$ (d'après [1.10])

La diffusion peut avoir lieu pour n'importe quelle fibre et longueur d'onde à condition d'ajuster la pompe avec une longueur d'onde appropriée. La largeur de bande du gain Raman est de 40 nm [1.10].

L'amplification linéaire par effet Raman (Figure 1.4) est relativement faible par rapport à celle des fibres dopées terre rares, mais rentre en compétition dans la propagation sur fibre à grande distance et avec puissance de pompage supérieure à 400 mW [1.11]. Ce processus d'amplification est non résonnant et peut être généré dans la fenêtre de transparence de la fibre optique allant de 300 nm à $2\mu\text{m}$. Il se montre nuisible dans les fibres à forte non linéarité où il sert de pompe pour le bruit de fond à grande puissance de pompage [1.1]. Le régime de diffusion Raman stimulée fonctionne de la même manière que la diffusion Brillouin stimulée au-delà d'une puissance d'injection, également connue sous le nom de puissance seuil Raman. P_{SR} , définie par :

$$P_{SR} > \frac{16 A_{eff}}{g_R L_{eff}} \quad (1.34)$$

g_R est le gain Raman (Typiquement pour une fibre en Silice, la valeur du gain Raman est 10^{-3} m.W^{-1}), A_{eff} l'aire effective de la fibre et L_{eff} sa longueur effective provenant de ses pertes internes obtenue par [1.1] :

$$L_{eff} = \frac{1 - \exp(-\alpha L)}{\alpha} \quad (1.35)$$

Avec L est la longueur de la fibre optique en m et α coefficient de pertes de la fibre en m^{-1} .

1.5.1.6. Auto-raïdissement ou en anglais « Self-steepening »

C'est un effet non linéaire d'ordre supérieur qui se manifeste pour des impulsions ultra-courtes ($\text{FWHM} < 1 \text{ ps}$) par la dépendance de la vitesse du groupe à l'intensité, ce qui entraîne une vitesse de propagation plus rapide sur les bords de l'impulsion qu'à son sommet où la puissance est maximum avec une allure de son profil asymétrique.

1.5.1.7. Diffusion Brillouin

La diffusion Brillouin apparait lors de l'interaction entre l'onde pompe incidente et l'onde acoustique (photon-phonon) générée dans le milieu où elle se propage. Cette diffusion peut être considérée comme similaire à la diffusion Raman stimulée dans le sens où elle apparait à travers la génération d'une onde Stokes décalée vers les basses fréquences. Cependant, les deux diffusions diffèrent considérablement au niveau des ordres de grandeurs de la fréquence de décalage, la puissance de seuil, la valeur du gain et la largeur de raie. Cette diffusion génère une onde Stokes diminuée à des fréquences inférieures à 11 GHz pour une fibre monomode en silice standard. Lorsqu'une quantité de puissance optique injectée dans une fibre optique dépasse le seuil de l'effet Brillouin (SBS, Stimulated Brillouin Scattering) est dépassée, une bonne partie de la lumière transmise est retournée en arrière vers l'émetteur. C'est l'onde de Stokes réfléchi par effet miroir, avec une fréquence inférieure à celle du signal (figure 1.5).

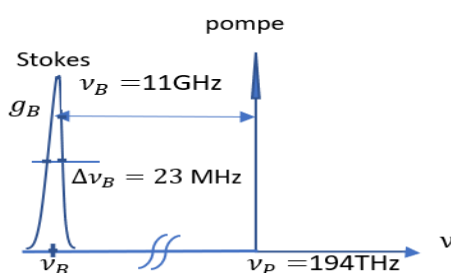


Figure 1.5 : Représentation schématique du spectre de la diffusion Brillouin dans une fibre standard, pour une onde pompe émise à 1550 nm.

Le seuil Brillouin, est la puissance P_{SB} présente à l'entrée de la fibre pour laquelle il y a rétrodiffusion. Il est exprimé analytiquement par [1.1].

$$P_{SB} = \frac{21 A_{eff}}{g_b(\nu_b) L_{eff}} \left(1 + \frac{\Delta\nu_p}{\Delta\nu_b} \right) \quad (1.36)$$

Où g_b est le gain Brillouin, A_{eff} l'aire effective de la fibre, L_{eff} sa longueur effective, $\Delta\nu_p$, la largeur spectrale de la pompe, $\Delta\nu_b$ largeur spectrale du gain Brillouin (10-MHz pour la silice) et $g_b(\nu_b)$ le gain maximum de la courbe de gain Brillouin égal typiquement à

$5.10^{-11}m/W$ pour la silice [1.1]. Le SBS induit un bruit perturbateur dans les systèmes de télécommunications [1.12]. La rétrodiffusion engendrée par cet effet est neutralisée par élargissement spectral du signal. En pratique, elle disparaît avec une bande spectrale supérieure à 100 GHz [1.1]

1.5.2. Effets liés à la dispersion

1.5.2.1. Dispersion chromatique

Dans les fibres monomodes la dispersion chromatique est engendrée par deux causes principales :

La dispersion du matériau D_m qui est liée à la dépendance de l'indice de réfraction de la longueur d'onde et la dispersion du guide D_g est associée à la structure géométrique du guide d'onde et la fréquence normalisée V (qui dépend elle-même de la longueur d'onde λ et des paramètres de la fibre).

L'expression de la dispersion du matériau D_m et celle du guide D_g sont données par [1.13]

$$D_m(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \frac{\partial^2 n_{coeur}}{\partial \lambda^2} \tag{1.37}$$

$$D_g \approx -\frac{n_{gaine} - n_{coeur}}{\lambda c} \left[V \frac{\partial^2 (bV)}{\partial V^2} \right] \tag{1.38}$$

Où c la célérité de la lumière dans le vide, V la fréquence normalisée et $V \frac{\partial^2 (bV)}{\partial V^2} \approx 0.08 + 0.5439(2.834 - V)^2$. La dispersion chromatique D s'écrit :

$$D = D_m + D_g \tag{1.39}$$

La dispersion chromatique engendre l'accroissement temporel de la portée d'une impulsion qui traverse une fibre (figure.1.6). La distance parcourue par l'impulsion au bout de laquelle, elle s'agrandit temporellement d'une largeur égale à celle d'un bit est appelée longueur limite de dispersion L_{LD} et s'obtient par [1.13].

$$L_{LD} \approx \frac{1}{2B D \Delta\lambda} \tag{1.40}$$

Avec B le débit de transmission, D sa dispersion chromatique et $\Delta\lambda$ largeur spectrale. D'après cette expression, on augmente les longueurs limites de dispersion en utilisant des lasers à bande spectrale étroite en réduisant le débit de transmission et la dispersion chromatique.

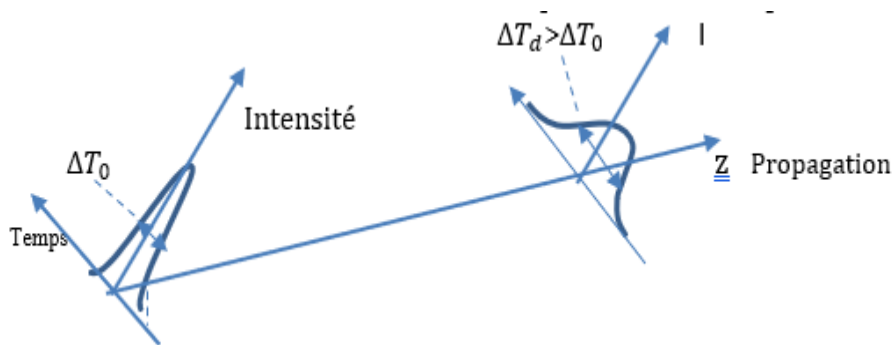


Figure 1.6: Schéma tridimensionnel représentant l'expansion temporelle de l'impulsion lumineuse par effet de de la dispersion chromatique en fonction de la distance de propagation.

L'interaction de la lumière avec le milieu diélectrique de propagation se révèle sur l'indice de réfraction du matériau $n(\omega)$ qui, dans une région éloignée des fréquences de résonance, peut être approchée par la formule de Sellmeier suivante :

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{k=1}^N \frac{\omega_k^2 B_k}{\omega_k^2 - \omega^2} \quad (1.41)$$

Avec B_k les coefficients de résonances et $\omega_k = \frac{2\pi c}{\lambda_k}$ les pulsations de résonances du matériau. Dans la bande spectrale de 500-1600nm pour une fibre monomode SMF-28, cette somme se réduit aux trois premiers coefficients avec leurs longueurs d'ondes correspondantes suivantes (Tableau 1.1) [1.1].

$$n(\lambda) = \sqrt{1 + \frac{\lambda^2 B_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{\lambda^2 B_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} + \frac{\lambda^2 B_3}{\lambda^2 - \lambda_3^2}} \quad (1.42)$$

k	B_k	λ_k
1	0.6961663	0.0684043 μm
2	0.4079426	0.1162414 μm
3	0.8974794	9.896161 μm

Tableau 1.1 : coefficients de résonances avec leurs longueurs d'ondes correspondantes

Comme les impulsions sont constituées d'une large bande de fréquences autour de leur fréquence centrale ω_0 , la variation de vitesse de propagation correspondante induit une variation d'indice de réfraction qui est traduite donc par un nombre d'onde $\beta(\omega) = n(\omega) \left(\frac{\omega}{c}\right)$ propre à chaque fibre, lequel détermine la transmission linéaire du signal. Pour cela, le nombre d'onde est souvent approximé par un développement en série de Taylor autour de sa fréquence porteuse ω_0 de l'impulsion.

Donc la constante de propagation $\beta(\omega)$ se développe en série de Taylor autour de la pulsation ;

$$\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0) \beta_1 + \frac{\beta_2}{2} (\omega - \omega_0)^2 + \sum_{k>2}^N \frac{\beta_k}{k!} (\omega - \omega_0)^k, \quad \beta_k = \left(\frac{d^k \beta}{d\omega^k}\right)_{\omega=\omega_0} \quad (1.43)$$

Dans cette équation :

-le coefficient β_1 désigne la vitesse de groupe inversée de l'onde.

-le coefficient β_2 indique la variabilité de la vitesse de propagation de l'énergie de l'onde aux environs de la pulsation ω_0 . Il est appelé aussi dispersion de la vitesse de groupe (GVD).

Son équivalent est le paramètre :

$$D = \frac{\partial \beta_1}{\partial \lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2, \quad \beta_2 [ps^2 \cdot km^{-1}] \simeq -1.27 D [ps \cdot nm^{-1} km^{-1}] \text{ à } \lambda = 1550 \text{ nm} \quad (1.44)$$

La dispersion exprime le retard temporel engendré entre deux ondes monochromatiques après une distance de propagation unitaire. L'évolution de la variation de la dispersion en fonction de la longueur d'onde peut être obtenue à partir de l'expression approchée suivante :

$$D(\lambda) \approx \frac{S_{ZDW}}{4} \left(\lambda - \frac{\lambda_{ZDW}^4}{\lambda^3} \right) \quad [ps \cdot nm^{-1} km^{-1}] \quad (1.45)$$

Avec S_{ZDW} [$ps \cdot nm^{-2} km^{-1}$] désigne la pente de dispersion à λ_{ZDW} qui est la longueur d'onde de dispersion nulle. Celle-ci est située aux environs de 1300 nm pour une fibre standard et séparant deux régions dont l'une est dite à dispersion normale ($\beta_2 > 0$, $D < 0$) mais l'autre est dite à dispersion anormale ($\beta_2 < 0$, $D > 0$).

1.5.2.2. Dispersion de mode de polarisation (PMD, Polarization Mode Dispersion)

En raison du caractère amorphe et donc isotrope du matériau de la silice (SiO_2) pour la fabrication du cœur et la gaine de la fibre, celle-ci présente idéalement une parfaite symétrie de révolution favorable à la propagation du mode fondamental selon deux polarisations orthogonales qui se propagent avec la même vitesse. Cependant, lors de la conception de la fibre, celle-ci peut présenter certains défauts tels que l'ellipticité du cœur, des déformations causées par des contraintes résiduelles ou mécaniques pour les fibres anciennement installées. Cet ensemble de défauts géométriques se manifeste pour induire la biréfringence dans la fibre optique [1.14]. Ainsi, la dissymétrie géométrique de la forme de la fibre optique due au processus de fabrication entraîne la PMD. La PMD est modélisée par la concaténation de tronçons de fibres à la fin de chaque tronçon, Une rotation aléatoire $2a$ se produit entre les axes neutres. dans les tronçons biréfringents de faible longueur Δz (environ dix mètres) et de biréfringence Δn [1.14].

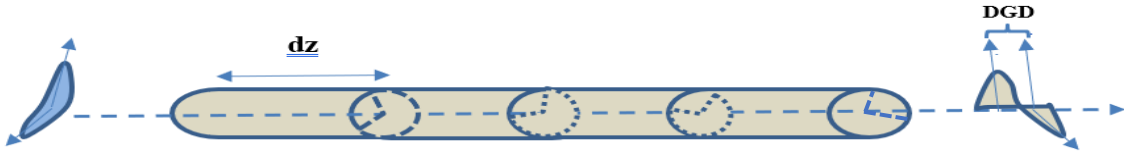


Figure 1.7 : schéma illustrant les déplacements des deux composantes orthogonales de polarisations dans les tronçons de fibre résultant des défauts géométriques [1.14].

La PMD a un impact important sur les impulsions ultra-courtes ($< 1ps$). En effet, comme le montre la Figure 1.7, Lorsqu'une impulsion est introduite dans une fibre optique qui possède une PMD appréciable en raison de sa biréfringence, l'état de polarisation de ses composantes orthogonales acquis au cours de sa propagation dans plusieurs tronçons de fibre varie aléatoirement. Après la propagation dans une grande quantité de segments, un retard total aléatoire appelé DGD est créé, ce qui entraîne un élargissement et Par conséquent, une déformation aléatoire des impulsions [1.15]. L'expression du PMD et du DGD est la suivante :

$$PMD = \sqrt{\frac{8}{3\pi}} \frac{\Delta n}{c} \sqrt{\Delta z} \quad [ps/\sqrt{km}] \quad (1.46)$$

$$DGD = PMD \sqrt{z} \quad [ps] \quad (1.47)$$

Cette dernière montre que la DGD est proportionnelle à la PMD et la racine carrée de la distance parcourue par l'impulsion.

1.5.3. L'atténuation optique

La propagation d'une impulsion lumineuse dans une fibre optique de longueur r est accompagnée de l'affaiblissement de la puissance transmise dont l'expression est donnée par :

$$P(r) = P_0 e^{-\alpha_L r} \quad (1.48)$$

Avec α_L coefficient linéique en km^{-1} . Le coefficient d'atténuation α pour une ligne de transmission de longueur L exprimée en dB/Km est [1.16]:

$$\alpha_{\text{dB/Km}}(\lambda) = -\frac{10}{L} \log \frac{P_s}{P_0} = 4,342 \alpha_L \quad (1.49)$$

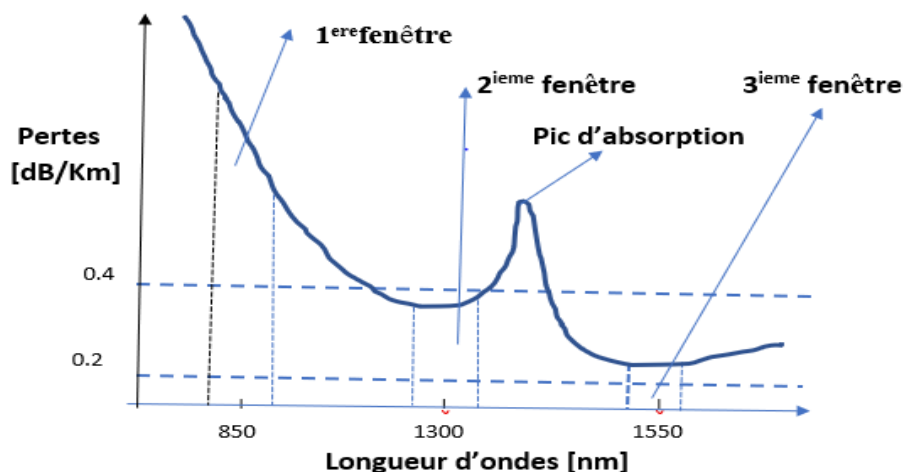


Figure 1.8 : Illustration schématique de l'évolution des pertes optiques dans une fibre optique standard.

Comme on voit dans la figure 1.8, les pertes sont principalement dues à la diffusion de Rayleigh et à l'absorption par les imperfections de fabrication (pic d'absorption par les ions OH^-) [1.1]. Selon l'affaiblissement, la fibre optique standard présente trois fenêtres de transmission : la fenêtre centrée à 850 nm, la fenêtre à 1300 nm et à 1550 nm.

La 1^{ère} fenêtre à 850 nm est pratiquement abandonnée à cause de l'atténuation trop élevée mais a connu son utilisation en médecine (endoscopie).

La fenêtre à 1300 nm a une largeur de bande de 50 nm, à cause de son affaiblissement moyen (0.4 dB/Km) et de ses composants optoélectroniques (diodes laser et récepteurs) peu coûteux est utilisée dans les systèmes de télécommunication à faible distance comme le réseau urbain (quelques dizaines de kilomètres).

La fenêtre à 1550 nm a une largeur de bande de 100 nm, une faible atténuation (0.2 dB/Km) qui permet la réduction des coûts en espaçant des régénérateurs pour la remise en forme et des

amplificateurs pour la compensation de l'affaiblissement. Elle est donc réservée pour les transmissions en télécommunication à très longue distance et à haut débit.

1.6. Modélisation numérique de la propagation de l'enveloppe

Afin de prévoir l'évolution de l'enveloppe longitudinale $A(z, t)$ du champ électrique lentement variable lors de la propagation dans les fibres optiques, on utilise l'équation non-linéaire d'enveloppe (1.11). C'est une équation différentielle et partielle du deuxième ordre dont la résolution analytique est difficile à cause de son caractère non linéaire. C'est la raison pour laquelle, cette équation est fréquemment simulée numériquement par la méthode SSF.

1.6.1. Méthode de Split-Step Fourier pour la résolution de l'ENLS

Cette méthode SSF est basée sur l'utilisation des algorithmes de transformée de Fourier rapide (FFT) pour calculer la transformée de Fourier discrète. Cette méthode est dite « Split-Step Fourier » [1.1] [1.17]. Elle repose sur l'idée que divers effets dispersifs et non linéaires fonctionnent pour des pas de propagation faibles, sont découplés et donc modifient de manière indépendante l'enveloppe A du champ $E(z,t)$ propagé. Pour cela, nous considérons l'équation (1.11) réécrite sous la forme suivante :

$$\frac{\partial A}{\partial x} = (\widehat{D} + \widehat{N})A \quad (1.50)$$

Les deux opérateurs \widehat{N} et \widehat{D} représentant respectivement la non-linéarité et la dispersion. L'opérateur non linéaire prend en compte tous les effets non linéaires (effet Kerr, Raman, auto raidissement). L'opérateur Dispersion prend à son compte tous les ordres de dispersion et la perte dans le matériau.

Dans le cas où nous négligeons l'auto raidissement, l'effet Raman, β_3 , et α , les opérateurs de dispersion, de non linéarité et l'équation (1.50), s'écrivent respectivement :

$$\widehat{D} = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial T^2} \quad (1.51)$$

$$\widehat{N} = i\gamma|A|^2 \quad (1.52)$$

$$i \frac{\partial A}{\partial x} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \gamma|A|^2 A = 0 \quad (1.53)$$

$$\frac{\partial A}{\partial x} = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i\gamma|A|^2 A \quad (1.54)$$

Dans cette méthode SSF, lorsque le champ optique se propage sur une distance dz suffisamment faible, alors les évaluations et actions de \widehat{D} et \widehat{N} peuvent être traitées séparément. Nous incluons donc un pas dz infinitésimal pour éviter un cumul d'erreurs à chaque itération [1.18]. Pour cela, on considère uniquement dans une première étape l'opérateur dispersif \widehat{D} qui va influencer le champ électrique $E(z, t)$. Ensuite, nous réeffectuons la propagation sur le même pas mais en ne considérant plus que l'opérateur \widehat{N} des effets non-linéaires (figure 1.9).

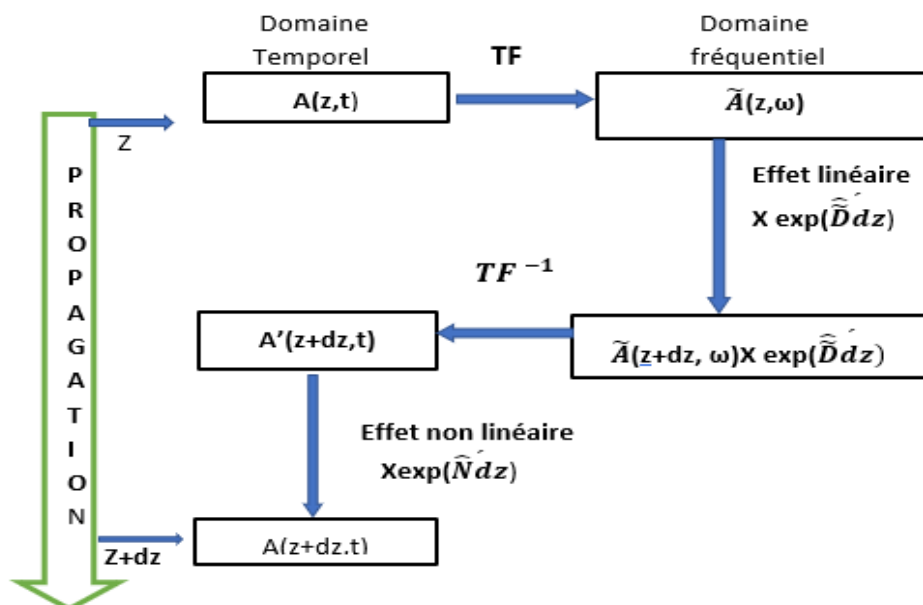


Figure 1.9 : Schéma de base de la méthode de Fourier à pas divisé. [1.17].

Le formalisme de l'opérateur D peut être facilement étendu aux termes de dispersion d'ordres supérieurs par cette méthode [1.19]. Quant à l'opérateur N, on peut y introduire d'autres effets non linéaires tels que l'effet Raman, les pertes linéiques et le gain.

1.6.2. Régimes de propagation caractéristiques

Considérons maintenant l'étude de l'équation (1.53) en tenant compte des deux cas concernés dans la méthode des transformées de Fourier à pas divisés, que constituent le régime dispersif et le régime non-linéaire de propagation. Dans l'hypothèse d'un profil Gaussien de puissance crête P_0 et de largeur temporelle T_0 à $1/e$, β_2 coefficient de dispersion d'ordre 2 et γ son coefficient de non linéarité on considère deux longueurs caractéristiques de la propagation appelées respectivement par longueur de dispersion puis longueur de non linéarité respectivement définies ainsi :

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}, \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \tag{1.55}$$

1.6.2.1. Transmission en régime purement dispersif

On appelle régime dispersif lorsque $L_D \ll L_{NL}$. Cela se réduit alors à une équation différentielle linéaire du second ordre :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} \tag{1.56}$$

La solution à cette équation dans le domaine des fréquences réciproques est de la forme suivante :

$$A(z,\omega) = A(z,0) \exp\left(\frac{i\beta_2}{2} \omega^2 z\right) \quad (1.57)$$

Selon cette expression, la dispersion n'a aucune influence sur le spectre du champ électrique propagé. Le domaine fréquentiel n'est affecté que par une phase parabolique $\phi(\omega)$.

1.6.2.2. Transmission en régime purement non-linéaire

Dans le cas où les effets non linéaires sont prépondérants dans la propagation ($L_{NL} \ll L_D$), nous examinons maintenant l'équation (1.50). Dans ce cas, l'équation précédente est remplacée par :

$$\frac{\partial A}{\partial x} = i\gamma |A|^2 A \quad (1.58)$$

Dans l'espace temporel, la solution à cette équation est alors :

$$A(z,t) = A(z,0) \exp(i\gamma |A|^2 z) \quad (1.59)$$

Cela démontre que les effets non linéaires ne modifient pas le profil temporel de l'impulsion, mais qu'ils se manifestent uniquement par l'apparition d'une phase non linéaire supplémentaire.

Bien que les outils de simulation puissent inclure des logiciels de calcul numérique comme Matlab, il existe également des logiciels commerciaux qui peuvent simuler diverses architectures de transmission dans les fibres optiques. Les différentes simulations présentées dans ce manuscrit de thèse sont principalement basées sur les résultats des logiciels "Optisystem 7" et Matlab.

1.7. Conclusion

Ce chapitre traite les notions de bases nécessaires à la compréhension des phénomènes physiques intervenants lors de la propagation d'impulsions dans des fibres optiques. L'évolution spectrale et temporelle des impulsions a été étudiée en séparant tout d'abord les effets de la dispersion et de la non linéarité, puis en les considérant simultanément. Car, ces deux effets se combinent et peuvent entraîner des modifications de l'impulsion. L'intervention de toutes les interactions décrites dans ce chapitre peut être nécessaire pour comprendre complètement l'évolution d'une impulsion. Cela permettra d'expliquer le processus de formation des impulsions que nous allons aborder au chapitre suivant.

1.8. Références bibliographiques

- [1.1] G.P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, troisième édition, 2001
- [1.2] Simonette Pierrot, *propagation non linéaire et amplification d'impulsions picosecondes dans des fibres microstructurées dopées Ytterbium*, Thèse soutenue à l'université d'Aix Marseille en 2013
- [1.3] M.N. Islam, L.F. Mollenauer, R.H. Stolen, J.R. Simpson, and H.T. Shang. Cross-phase modulation in optical fibers. *Optics Letters*, 12(8):625–627, 1987.
- [1.4] C. Headley III et G. P. Agrawal, Unified description of ultrafast stimulated Raman scattering in optical fibers. *Journal of the Optical Society of America B: Optical Physics*, 13 (10), 2170–2177, 1996,.
- [1.5] Yoann ZAOUTER, *Amplification d'impulsions ultra-courtes en régime non-linéaire dans les fibres dopées aux ions Ytterbium*, Thèse Soutenue à l'Université Bordeaux 1 le 5 Décembre 2008

- [1.6] A. Boskovic, S.V. Chernikov, J.R. Taylor, L. Gruner-Nielsen, and O.A. Levring. Direct continuous-wave measurement of n_2 in various types of telecommunication fiber at $1.55 \mu\text{m}$. *Optics Letters*, 21(24):1966–1968, 1996.
- [1.7] M. Artiglia, G. Coppa, P. Di Vita, M. Potenza, and A. Sharma. Mode field diameter measurements in single-mode optical fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 7(8):1139–1152, 1989
- [1.8] S. Jüngling and J.C. Chen. A study and optimization of eigenmode calculations using the imaginary-distance beam- propagation method. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 30(9):2098–2105, 1994.
- [1.9] M.N. Islam. *Raman Amplifiers for Télécommunications. 1, Physical Principles*. Springer, 2004.
- [1.10] R.H. Stolen and E.P. Ippen. Raman gain in glass optical waveguides. *Applied Physics Letters*, 22(6):276–278, 1973.
- [1.11] G. Millot and P. Tchofo-Dinda, *Encyclopedia of modern optics*: Elsevier, in press 2004.
- [1.12] D. A. Fishman and J. A. Nagel, "Degradations Due to Stimulated Brillouin Scattering in Multigigabit Intensity Modulated Fiber-Optic Systems," *J. Lightwave Technol.*, vol. 11, pp. 1721-1728, 1993.
- [1.13] F. Baribeau, Guide d'onde effilé comme compensateur de dispersion chromatique dans les systèmes de communications multi- longueurs d'onde' mémoire présenté à la faculté des études supérieures de l'université Laval pour l'obtention du grade de maître des sciences (M.Sc.), Avril, 2001
- [1.14] L. E. Nelson and R. M. Jopson, Introduction to polarization mode dispersion in optical systems, *J. Opt. Fiber. Commun. Rep.* 1(2004) 312–344.
- {1.15} P. A. Andrekson, H. Sunnerud, and M. Karlsson, "System Impacts of Polarization-Mode Dispersion," presented at ECOC'03, Rimini, 2003.
- [1.16] M. Shtaif and A. Mecozzi, Modeling of polarization mode dispersion in optical communications systems, *J. Opt. Fiber. Commun.* 1(2004) 248-265
- [1.17] R.H. Hardin & F.D. Tappert. Applications of the split-step Fourier method to the numerical solution of nonlinear and variable coefficient wave equations. *SIAM Rev. Chronicle*, vol. 15, page 423, 1973
- [1.18] Oleg V. Sinkin, Ronald Holzlöhner, John Zweck & Curtis R. Menyuk. Optimization of the Split-Step Fourier Method in Modeling Optical-Fiber Communications Systems. *J. Lightwave Technol.*, vol. 21, no. 1, page 61, 2003
- [1.19] N. Karasawa, S. Nakamura, N. Nakagawa, M. Shibata, R. Morita, H. Shigekawa, and M. Yamashita. Comparison between theory and experiment of nonlinear propagation for a-few-cycle and ultrabroadband optical pulses in a fused-silica fiber. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 37(3):398–404, 2001.

Sous titres du chapitre 2

2.1. Introduction

2.2. Techniques adoptées

2.3. Compression adiabatique d'un battement sinusoïdal

2.4. Compression par mélange à quatre ondes multiples

2.5. Génération d'un battement sinusoïdal par un modulateur MZM

2.6. Multiplication de la fréquence répétition

2.7. Application en télécommunications de la génération d'impulsions à 80 Gb/s.

2.8. Conclusion du chapitre

2.9. Références du chapitre

Chapitre 2. Production d'impulsions très courtes et à très hautes cadences

2.1. Introduction

En raison de la bande passante en cours de l'appareillage électronique limitée à 40-GHz, les méthodes classiques de modulation électronique d'une source continue de lumière laser, ne permettent pas de moduler ces sources pour en extraire des trains d'impulsions à des fréquences de répétitions supérieures à cette limite. Afin de contourner cette limitation des appareillages électroniques, différents scénarios 'tout optique' ont été étudiés pour des applications diverses telles que la génération d'horloge, les télécommunications et le test de composants [2.1]. Pour cela, nous rappelons les techniques existantes suivantes :

2.2. Techniques adoptées

La première étape concerne la reformation non linéaire dans les fibres optiques de plusieurs signaux d'ondulations initiales en un train d'impulsions séparées adéquatement. Dans ce cas les techniques fréquemment utilisées sont : génération du battement initial grâce à l'utilisation de deux sources lasers continues pour la compression temporelle dans une fibre à dispersion décroissante (DDF)[2.1], la compression du battement sinusoïdal à l'intérieur des systèmes de fibres savamment développés (tronçons de fibres à profils de dispersion chromatique anormale alternativement élevée en profil de peigne : ou en anglais Combilike)[2.2] ou encore (successions de tronçons de fibres à dispersion chromatique anormale décroissant par palier en profil de marches d'escalier : ou en anglais Step-like) [2.3] et plus récemment, la compression par mélange à quatre ondes multiples [2.4].

Dans une deuxième étape, après avoir préalablement généré des successions d'impulsions ultracourtes à fréquences de répétitions modérées par compression adiabatique d'impulsions, il convient de les introduire ensuite dans un système multiplicateur de fréquence pour obtenir finalement des impulsions très courtes à une fréquence de répétition supérieure à celle introduite initialement [2.5].

2.3. Compression adiabatique d'un battement sinusoïdal

Le terme d'adiabatisme consiste donc à compenser les pertes dues à l'affaiblissement des impulsions par propagation via des fibres optiques et aussi à comprimer l'intervalle de temps des impulsions courtes.

2.3.1. Compression solitonique d'ordres supérieurs

A cause du caractère non linéaire de l'équation de Schrödinger (2.1), sa résolution analytique peut être obtenue que dans des cas particuliers. Elle permet une résolution numérique en utilisant l'approche numérique à l'aide de la méthode de Fourier à pas divisés [2.6].

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\beta_2(z)}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - i\gamma |A|^2 A = 0 \quad (2.1)$$

Lorsqu'il y a équilibre au sein de la fibre optique à dispersion chromatique anormale ($D > 0$), entre l'auto modulation de phase par effet Kerr et l'effet de la dispersion chromatique [2.7], il

y a effet solitonique qui se manifeste, par la propagation d'un soliton fondamental en forme de sécante hyperbolique, avec un profil temporel et spectral inchangables durant la propagation. La constante N, représente cet équilibre qui exprime le rapport entre les deux longueurs caractéristiques des régimes de propagation définies dans l'équation (2.2).

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \left(\frac{t_0^2}{|\beta_2|} \right) / \left(\frac{1}{\gamma P_0} \right) = \frac{t_0^2 \gamma P_0}{|\beta_2|} \quad (2.2)$$

Avec $L_D = \frac{t_0^2}{|\beta_2|}$ est la longueur de dispersion chromatique, $L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}$ la longueur de non linéarité, N est le nombre de soliton, P_0 puissance crête du soliton fondamental obtenu à $N=1$, t_0 largeur temporelle à 1/e du soliton relié à la largeur temporelle à mi-hauteur par $T_0 = 2 \ln(1 + \sqrt{2}) t_0 = 1.763 t_0$, β_2 son coefficient de dispersion chromatique d'ordre 2 et γ son coefficient de non linéarité.

La solution de l'équation (2.1), dans les conditions précédentes, a l'expression suivante [2.8] :

$$A(z,t) = N \sqrt{P_0} \operatorname{sech} \left(\frac{t}{t_0} \right) \exp \left(\frac{i P_0 z}{2 \gamma} \right) \quad (2.3)$$

Pour un rapport N supérieur à 1, ($N > 1$) le soliton étant d'ordre supérieur va subir une compression temporelle puis être succédé par une fission en plusieurs autres solitons ayant des durées plus courtes et à faible taux de répétition. Ce mouvement va osciller périodiquement entre l'état initial avec un soliton fondamental et l'état d'éclatement en d'autres solitons créant un mouvement périodique de l'impulsion avec une périodicité spatiale [2,6] :

$$Z_0 = \frac{\pi}{2} L_D = \frac{\pi}{2} \frac{t_0^2}{|\beta_2|} \quad (2.4)$$

Cependant cette méthode de compression produit des impulsions de fortes puissances mais avec profil temporel de mauvaise qualité et crée ainsi le chevauchement entre les impulsions successives. Elle ne permet donc pas la multiplication du taux de répétition des impulsions ainsi comprimées.

2.3.2. Fibre à dispersion décroissante (DDF)

Le soliton, se propage, théoriquement dans la fibre optique ($\beta_2 < 0$) à des milliers de kilomètres sans déformation ni atténuations en raison de l'équilibre du couple effet dû à l'auto modulation de phase (SPM)/ et l'effet dû à la dispersion chromatique anormale [2.8]. L'utilisation du soliton a été envisagée comme support de transmission d'informations par fibres optiques [2.8]. En pratique, la propagation du soliton est accompagnée d'affaiblissement dans la fibre entraînant ainsi le déséquilibre du couple effet Kerr (SPM)/dispersion chromatique anormale. Il a été montré qu'une fibre à coefficient de dispersion décroissant longitudinalement (DDF) compense cette perte d'énergie. Pour cela, en considérant l'équation de Schrödinger non linéaire (2.5) avec un terme de perte α et un terme de coefficient de dispersion chromatique $\beta_2(z)$ décroissant exponentiellement avec la distance de propagation (figure 2.1), nous rappelons les calculs tirés de [2.9]

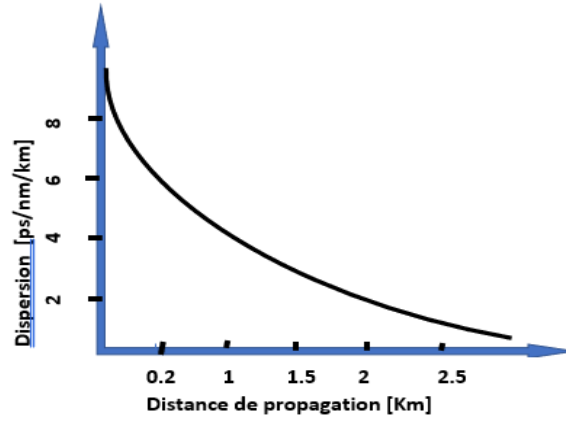


Figure 2.1 : Représentation de la variation Profil de la fibre à dispersion décroissante (DDF) [2.9].

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\beta_2(z)}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - i\gamma |A|^2 A = -\frac{\alpha}{2} A \quad (2.5)$$

$$\beta_2(z) = \beta_2(0)e^{-\alpha z} \quad (2.6)$$

En utilisant le changement de variable suivant [2.10] :

$$\eta = \int_0^z \beta_2(x) dx \quad \text{et} \quad v = \frac{\sqrt{\gamma}}{\sqrt{\beta_2}} A \quad (2.7)$$

Il vient alors après développement puis simplification :

$$\frac{\partial v}{\partial \eta} + i \frac{1}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial \eta^2} - i\gamma |v|^2 v = \left[\Gamma - \frac{\alpha}{2\beta_2} \right] v \quad (2.8)$$

Cette équation de Schrödinger non linéaire ressemblant à celle de l'équation (2.5) contient un terme de gain $\Gamma(\eta)$ qui doit annuler le terme avec perte pour permettre la propagation solitonique des impulsions.

$$\Gamma(\eta) = -\frac{1}{2\beta_2} \frac{\partial \beta_2}{\partial \eta} = \frac{\alpha}{2\beta_2}. \quad (2.9)$$

Il vient alors :

$$\frac{\partial v}{\partial \eta} + i \frac{1}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial \eta^2} - i\gamma |v|^2 v = 0 \quad (2.10)$$

Cette équation a pour solution l'enveloppe suivante :

$$v(t, z) = \frac{1}{t_0} \operatorname{sech}\left[\frac{t}{t_0}\right] \quad (2.11)$$

Cela entraîne en combinant avec les équations précédentes (2.7) et (2.9).

$$A(t, z) = \frac{\sqrt{\beta_2}}{\sqrt{\gamma}} v(t, z) \quad (2.12)$$

$$A(t, z) = \sqrt{\frac{\beta_2}{\gamma t_0^2}} \operatorname{sech}\left[\frac{t}{t_0}\right] = \sqrt{P_0(z)} \operatorname{sech}\left[\frac{t}{t_0}\right] \quad (2.13)$$

Suite à l'équation (2.13), on vérifie ainsi, qu'une impulsion conserve les propriétés solitoniques dans une fibre ayant la dispersion chromatique décroissant exponentiellement en conformité avec le manque d'énergie subie pendant la propagation dans cette fibre optique [2.8]. Le terme d'adiabaticisme consiste donc à compenser les pertes dues à l'affaiblissement par propagation dans la fibre optique tout en comprimant les impulsions ultra-courtes. Pratiquement, la décroissance de la dispersion est obtenue au cours de la phase d'allongement ou d'étirage par une réduction du diamètre du cœur le long de la fibre [2.9]. D'après des résultats expérimentaux des références [2.9,2.11], la décroissance de la dispersion longitudinale de la fibre DDF peut être décrite aussi par la fonction hyperbolique suivante :

$$D(z) = \frac{D_0}{1+z} \quad (2.14)$$

Suite à ces travaux théoriques, des travaux expérimentaux ont vérifié la faisabilité de cette technique. Durant 25 ps, un train d'impulsions de la mi-hauteur à la largeur de 0.49 ps avec une cadence de répétition de 200 GHz est généré grâce à une fibre au profil de dispersion chromatique décroissant hyperboliquement (DDF) [2.11]. Une succession d'impulsions de bonne qualité, de la mi-hauteur à la largeur de 1.3ps avec une fréquence de 70-GHz est générée par battement sinusoïdal de 300 mW de puissance crête en utilisant une fibre de 1.6 km de longueur au profil de dispersion chromatique décroissant hyperboliquement (DDF) [2.12].

Discussion

D'après les résultats des références précédentes, dans la fibre optique monomode, les pertes des impulsions subies en cours de propagation sont compensées par la décroissance longitudinale de la dispersion chromatique entraînant la compression de l'étendue temporelle des impulsions. La compression temporelle est principalement influencée par la longueur de la fibre utilisée pour cela, son profil de décroissance longitudinale de la dispersion et le rapport, entre la largeur temporelle des impulsions d'entrée et celle de la sortie, qui détermine le taux maximal de compression. A cause de l'utilisation de cette fibre spéciale à dispersion chromatique décroissante qu'on ne trouve pas facilement sur le marché, cette méthode présente des difficultés de réalisation pratique de la fibre.

2.3.3. Fibre à profil de dispersion chromatique décroissant par paliers : "Step-like"

Afin de contourner le problème lié à la conception de la fibre à dispersion chromatique décroissante (DDF), une fibre à dispersion décroissante par paliers dite « SDPF : Step-like Dispersion Profiled Fiber » est réalisée [2.13]. Elle est constituée de 6 tronçons de fibres classiques dont la dispersion est décroissante par paliers de l'une à la suivante de 6 à 0,5 ps/nm/km. Un train d'impulsion est généré à une cadence de 104 GHz avec des largeurs temporelles à mi-hauteur de 650 fs et une puissance moyenne d'entrée de 400 mW [2.13]. La compression des impulsions est obtenue au moyen de la sélection adéquate de la dispersion pour chaque tronçon de fibre. En plus de la compensation des pertes, la SDPF éloigne le seuil d'apparition de la diffusion Brillouin stimulée qui est un effet non linéaire limitatif [2.8]. Ce type de fibre nécessite un choix judicieux de la dispersion de chaque tronçon de fibre ce qui le rend contraignant à mettre en œuvre de manière expérimentale.

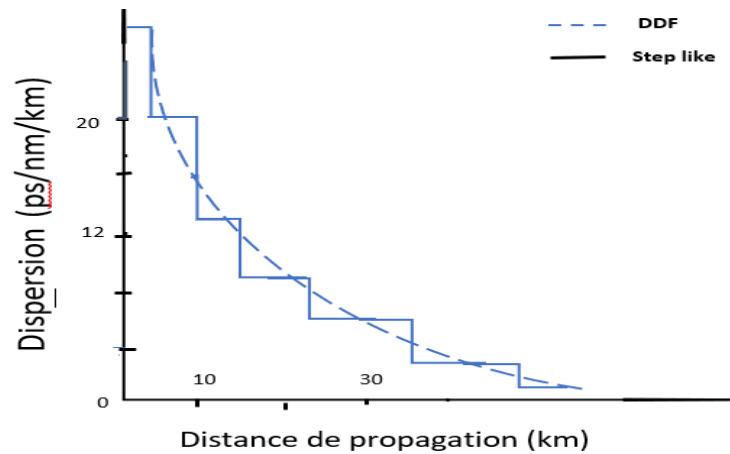


Figure 2.2 : schéma représentant le profil de dispersion chromatique décroissant par paliers du système « Step like » [2.13].

2.3.4. Fibre à profil de dispersion chromatique en peigne « Comblike »

Un autre profil de dispersion plus simple que le précédent est prouvé théoriquement et expérimentalement, pour simplifier la réalisation d'un essai de compression adiabatique d'un battement sinusoïdal [2.14, 2.15]. Son principe consiste à séparer spatialement la longueur caractéristique de non linéarité (L_{NL}) de celle de la dispersion chromatique (L_D) afin de sélectionner chacun des deux régimes alternativement dans chaque tronçon de fibre du système « *Comb-like* ». Le système est constitué de six tronçons de fibre dont les valeurs des dispersions chromatiques sont alternativement élevées en profil de peigne. Ainsi dans le premier tronçon de fibre, pour enrichir la largeur spectrale de l'impulsion, le régime de propagation sélectionné est strictement non linéaire ($L_D \gg L_{NL}$) qui est suivi dans le deuxième tronçon de fibre consécutif, d'un régime purement dispersif ($L_D \ll L_{NL}$) qui comprime la portée de l'impulsion dans le temps. Cette procédure est répétée pour chaque paire de fibres consécutives contenue dans le système. Cette configuration est qualifiée de fibre à profil de dispersion en peigne « CPF : *Comb-like Profil Fiber*. ». Un train d'impulsions ayant une largeur à mi-hauteurs (FWHM) de 328fs avec une fréquence de répétition de 104-GHz est généré [2.16]. Dans un système de fibres à profil de dispersion chromatique en peigne, à chaque tronçon de fibre lui correspond le régime sélectionné de propagation adaptée. L'insertion parmi les tronçons du système d'une fibre « *Comb-like Profil Fiber* » de fibre à non linéarité très élevée réduit le nombre de tronçons de fibre à mettre en œuvre et éloigne le seuil de la diffusion de Brillouin [2.8].

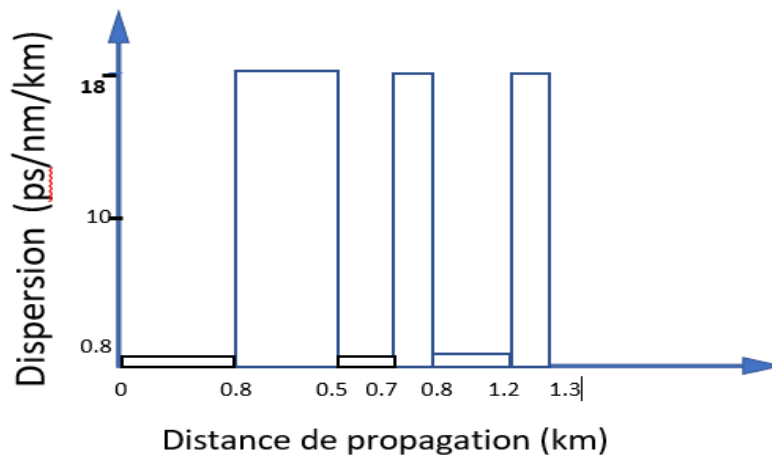


Figure 2.3 : Schéma illustrant le profil du système de dispersion en peigne « Comblike ». Le système contient six tronçons de fibre optique [2.17].

2.3.5. Compression adiabatique Raman

Comme son nom l'indique, la compression adiabatique Raman des impulsions lumineuses est une méthode de compression basée sur l'amplification Raman. Pour générer de manière adiabatique des trains d'impulsions ultra-courtes, un terme de gain est ajouté à l'équation non linéaire de Schrödinger « NLSE » pour décrire la propagation [2.11,2.18]. C'est une troisième technique de compression adiabatique qui n'est plus simulée dans ce cas par la compression dans une fibre à dispersion en profil de peigne ou à dispersion décroissante en profil de marche d'escalier mais elle est engendrée par une pompe Raman à l'intérieur même de la fibre. La description de cette propagation peut tout simplement être décrite par l'équation NLS avec un terme de gain supplémentaire [2.18].

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\beta_2(z)}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - i |A|A = -\frac{g}{2} A. \quad (2.15)$$

Où g indique le terme de gain linéique en m^{-1} .

Cette technique de compression est validée expérimentalement [2.19]. En plus de la compression adiabatique, l'effet Raman permet de séparer l'impulsion ultra courte de son piédestal éventuellement utilisant le décalage fréquentiel engendré à forte puissance [2.20] Son inconvénient concerne la nécessité d'utiliser des longueurs de fibres importantes, ce qui peut entraîner la fluctuation, longitudinalement, des paramètres de la fibre optique (Dispersion de la polarisation modale « PMD », Dispersion chromatique.). L'utilisation de fibre optique à grande non linéarité permet de réduire la longueur de fibre nécessaire.

2.3.6. Simulation numérique

Nous présentons les résultats numériques concernant la génération de ce type de compression pour des impulsions d'entrée à un taux de répétition de 160 GHz dans une fibre optique, ayant les paramètres suivants : $L=7m$, $D=14ps/km/nm$, $\gamma=3.72 \times 10^{-2} m^{-1} W^{-1}$. La mise en œuvre de la simulation donne les profils représentés sur la figure 2.4.

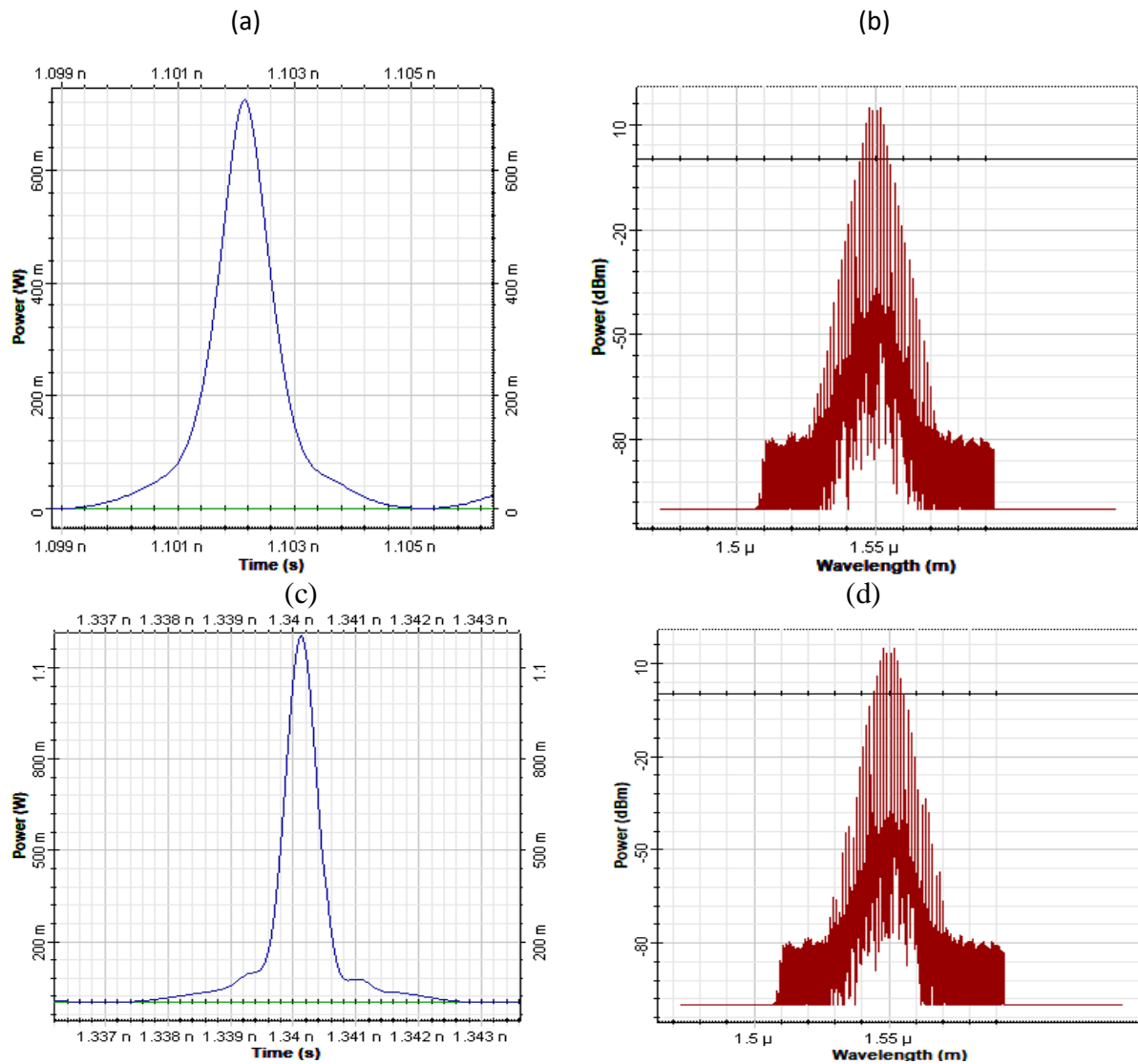


Figure 2.4 : Evolution des profils lors de l'étude de la compression des impulsions à un rythme constant de répétition de 160 GHz. Evolution des profils avant : a) temporel, avec une puissance crête $P_c=721\text{mW}$, une largeur de temps à mi-hauteur $\Delta T_{FWHM}=1\text{ps}$, (b) spectral avec $\Delta\lambda_{FWHM}=29.6\text{nm}$. Evolution du profils après : (c) temporel avec $\Delta T_{FWHM}=599.6\text{fs}$ et une puissance crête $P_c=1.2\text{W}$, (d) spectral avec $\Delta\lambda_{FWHM}=26.77\text{nm}$

Les résultats numériques obtenus sont regroupés dans le tableau suivant :

Caractéristiques de l'impulsion	A l'entrée de la fibre	A la Sortie de la fibre
ΔT_{FWHM} [ps]	1	0.599
$\Delta\lambda_{FWHM}$ [nm]	29.6	26.77
P_c [mW]	721	1200

Tableau 2.1: caractéristiques des profils de l'impulsion avant et après compression

L'introduction d'impulsions avec une puissance crête de 721 mW et de largeur à mi-hauteur de 1 ps à l'entrée d'une fibre à dispersion anormale délivre, après propagation de 7m, des impulsions avec une puissance de 1.2W ayant une la largeur du temps à mi-hauteur de 599 fs. Ces résultats montrent que la compression par amplification Raman dépend de l'intensité initiale injectée à l'entrée de la fibre optique. On constate aussi que la largeur spectrale de l'impulsion de sortie est diminuée par rapport à celle de l'entrée. Cela implique que l'amplification Raman de la fibre optique utilisée n'est pas plate pour toute la largeur du spectre.

2.4. Réduction des largeurs temporelles des sinuosités par mixage à quatre ondes multiples.

La réduction des largeurs temporelles des sinuosités générées par combinaison sinusoïdale à quatre ondes est réalisée pour produire une succession d'impulsions extrêmement courtes à haute fréquence. Ce procédé de mixage à quatre ondes multiples « MFWM : Multiple Four Wave Mixing » est généré par deux diodes Laser à rayonnement continu « CW : continu Wave » de même intensité transmis autour d'une longueur d'onde centrale λ_0 dans une fibre standard à dispersion anormale ou normale (figure2.5). Cette technique est démontrée théoriquement par les auteurs de [2.21]. Ils montrent que l'échange d'énergie dans le mélange à quatre ondes engendrent de nouvelles fréquences harmoniques qui se multiplient pendant la propagation dans la fibre optique et enrichissent ainsi l'élargissement spectral du battement sinusoïdal (ou de l'impulsion). Cela favorise donc sa compression temporelle. Le modèle initial donne alors la longueur de propagation dans la fibre optique nécessaire à une compression maximale [2.21]. En se basant sur cette technique des impulsions sont générées expérimentalement à des taux de répétition respectives 320 GHZ et 640 GHz [2.22].

2.4.1. Simulation d'un battement sinusoïdal obtenu par mélange à quatre ondes multiples

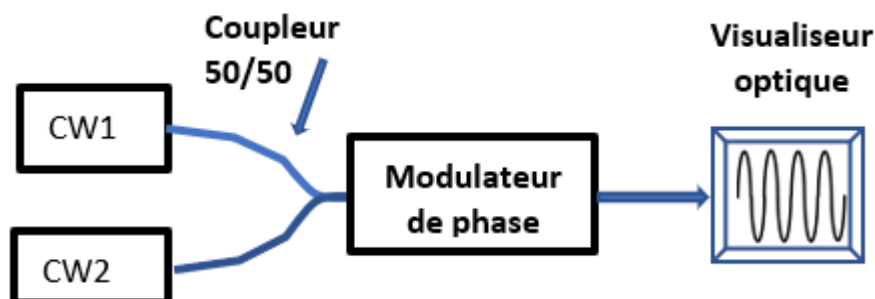


Figure 2.5 : Schéma synoptique du couplage de deux diodes continues (CW) pour produire un battement sinusoïdal [2.23]

Sur le même principe indiqué précédemment, nous générons numériquement un battement sinusoïdal par couplage de deux ondes continues émises par deux diodes lasers (CW). Les longueurs d'ondes de rayonnement sont choisies centrées sur $\lambda_1=1550,04$ nm et $\lambda_2=1549,96$ nm dont l'intervalle spectral est centré sur la longueur d'onde $\lambda = 1550$ nm et est égal à 0.08 nm correspondant à la production d'un train d'impulsions avec une cadence voisine de $\Delta F=10$ GHz ayant chacune une puissance $P_0 = 75$ mW. Les deux ondes continues sont combinées grâce à un coupleur 50 :50. Un modulateur de phase à base de LiNbO3 piloté par un signal radio fréquence (RF) à 130-MHz est employé afin de supprimer l'effet Brillouin qui se manifeste au sein de la fibre (seuil à ~ 60 mW) par la réflexion de l'impulsion vers le générateur [2.7,2.8]. La simulation donne les résultats numériques suivants.

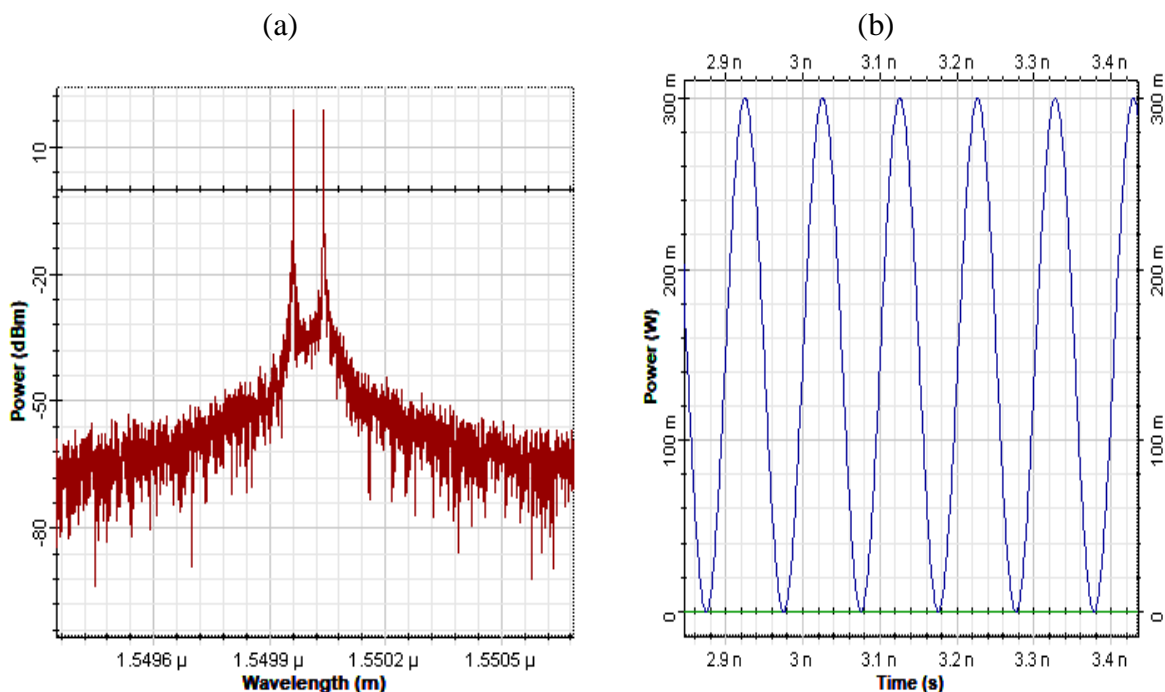


Figure 2.6 : Profils spectral et temporel engendrés par couplage des ondes générées par les 2 diodes Laser continues (CW) : (a) profil spectral issu du couplage d'ondes émises par les 2 diodes laser, (b) Profil temporel des impulsions ayant une largeur de temps à mi-hauteur $\Delta T_{FWHM} = 48.84$ ps et une puissance crête $P_c=300$ mW générées par battement sinusoïdal des ondes.

Discussion

Cette technique de battement sinusoïdale obtenue par mélange à quatre ondes multiples issues du couplage de deux diodes laser continues est la plus simple à réaliser pratiquement, car elle est accordable en fréquence de répétitions et stable temporellement [2.23]. En pratique, pour des applications Telecom, la gigue temporelle sur les impulsions délivrées par cette technique peut être réduite par l'utilisation des diodes laser de bonne qualité ou encore en utilisant des filtres du type Fabry Pérot [2.24].

2.5. Génération d'un battement sinusoïdal par modulation d'intensité dans un modulateur MZM

Le modulateur Mach-Zehnder « MZM » est un interféromètre dont les bras sont à base de cristaux en Niobate de Lithium qui possède des coefficients électro-optiques linéaires élevés et hautement transparents dans la bande de 350 nm à 5500 nm [2.25]. Le changement de l'indice de réfraction du milieu en fonction de celle du champ électrique appliqué, produit la modulation de phase qui est convertie en une modulation d'intensité de la porteuse optique (onde continue). Il en résulte que l'application d'un signal sinusoïdal électrique sur les branches du modulateur se traduit par la génération d'un battement sinusoïdal à la sortie du modulateur MZM (Figure 2.7). Le signal électrique, ou signal Radio Fréquence (RF) appliqué, est une tension sinusoïdale autour de la valeur de référence connue sous le nom tension de bias (V_{bias}). La variation de cette tension permet à la fonction de transfert du modulateur de sélectionner la zone de modulation.

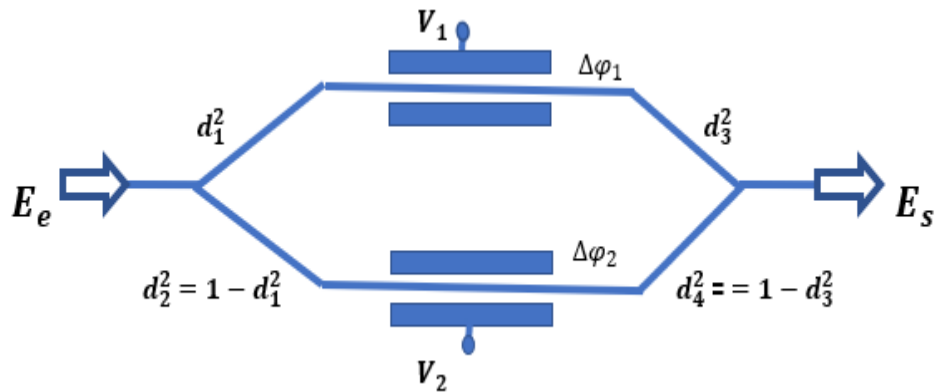


Figure 2.7 : illustration schématique du principe de modulation par le modulateur Mach-Zehnder « MZM » [2.26].

Le champ électrique de sortie en fonction de celui de l'entrée est exprimé par la relation suivante :

$$E_s = E_e \exp \left[i \left(\frac{\Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2}{2} \right) \right] \left[d_1 d_3 \exp \left(-i \left[\frac{\Delta\varphi_2 - \Delta\varphi_1}{2} \right] \right) + d_2 d_4 \exp \left(+i \left[\frac{\Delta\varphi_2 - \Delta\varphi_1}{2} \right] \right) \right] \quad (2.16)$$

Sous l'application de la double commande du MZM par les tensions V_1 et V_2 , les déphasages $\Delta\varphi_1$ et $\Delta\varphi_2$ sont produits respectivement. Ils sont liés par la relation suivante :

$$\Delta\varphi_1 = -\pi \frac{V_1}{V_\pi} \quad \text{et} \quad \Delta\varphi_2 = -\pi \frac{V_2}{V_\pi} \quad (2.17)$$

Avec V_π dépend des caractéristiques de construction du modulateur est donné par l'expression suivante :

$$V_{\pi} = \frac{\delta\lambda}{Ln^3 r_{33}\Gamma} \quad (2.18)$$

Avec V_{π} est la tension nécessaire permettant aux deux ondes injectées dans le modulateur de se combiner à la sortie de l'interféromètre par interférence destructive (figure 2.7) engendrant ainsi un minimum d'intensité. δ indique l'intervalle entre les deux électrodes ($\approx 15\mu m$), n représente l'indice de réfraction du mode (≈ 2.2), r_{33} désigne le coefficient électrooptique ($\approx 3.1 \cdot 10^{-11} m.V^{-1}$) et Γ le facteur de recouvrement entre le champ optique et le champ électrique. Théoriquement V_{π} est proche de 5V pour $\lambda = 1550 nm$.

Par souci de simplification, les longueurs des deux branches supérieures et ceux des branches inférieures de l'interféromètre sont égaux deux à deux ($d_1=d_3$, $d_2=d_4$). Pour diminuer le plus possible le chirp résiduel sur l'impulsion délivrée à la sortie de l'interféromètre, il est recommandé de prendre $V_1 = -V_2 = V$ et l'expression (2.16) devient :

$$E_s = E_e [d_1^2 \exp(-i[\pi \frac{V_1}{V_{\pi}}]) + d_2^2 \exp(+i[\pi \frac{V_1}{V_{\pi}}])] \quad (2.19)$$

Avec :

$$\Delta\varphi_1 = -\pi \frac{V_1}{V_{\pi}} \text{ et } \Delta\varphi_2 = \pi \frac{V_1}{V_{\pi}} \quad (2.20)$$

V_{π} Indique l'écart en tension transmise entre un minimum et un maximum d'intensité. Le taux d'extinction est représenté par T_e et s'écrit comme ce qui suit :

$$T_e = 10 \log \frac{I_{min}}{I_{max}} \quad (2.21)$$

C'est le rapport en dB entre l'intensité minimale et l'intensité maximale transmises

La modulation d'intensité d'une onde lumineuse continue issue d'une diode laser à partir d'un signal Radio Fréquence (RF) de fréquence Δf et d'une tension électrique V_{bias} génère trois types de battements sinusoïdaux qui dépendent de la situation du point de fonctionnement de la modulation sur la fonction de transfert du modulateur :

-Si $V_{bias} = \frac{2n+1}{2} V_{\pi}$ (avec $n \in \mathbb{N}$), la modulation par V_{bias} , autour du point de quadrature situé sur la zone linéaire de la fonction de transfert du modulateur d'intensité, est linéaire. Le signal optique de sortie est un battement sinusoïdal de fréquence Δf égale à celle du signal électrique (Figure 2.8-a) [2.26].

-Lorsque $V_{bias} = V_{\pi}$, la modulation est localisée autour d'un point situé dans la zone non linéaire de la fonction de transfert du modulateur (forme parabolique) (Figure 2.8-b), alors la fréquence du signal optique de sortie est un battement sinusoïdal de fréquence $2\Delta f$ qui est double de celle du signal électrique (Figure 2.8-c) [2.26]. (Figure 2.8 – d) .

-Si $V_{\pi} < V_{ias} < \frac{3}{2} V_{\pi}$, la modulation par la tension électrique V_{bias} autour d'un point localisé en-dessous du point de quadrature qui est situé sur la zone non-linéaire de la fonction de transfert du modulateur MZM (Figure 2.8-e). Dans ce cas, le signal optique délivré est un battement sinusoïdal de fréquence Δf égale à celle du signal électrique mais avec une faible réduction du profil de temps (Figure 2.3-f) [2.26]. Cette sinuosité pré-comprimée par rapport

au cas précédent (modulation au point de quadrature) peut être réintroduite, pour produire des impulsions extrêmement courtes, dans un système fibré de réduction de la largeur temporelle.

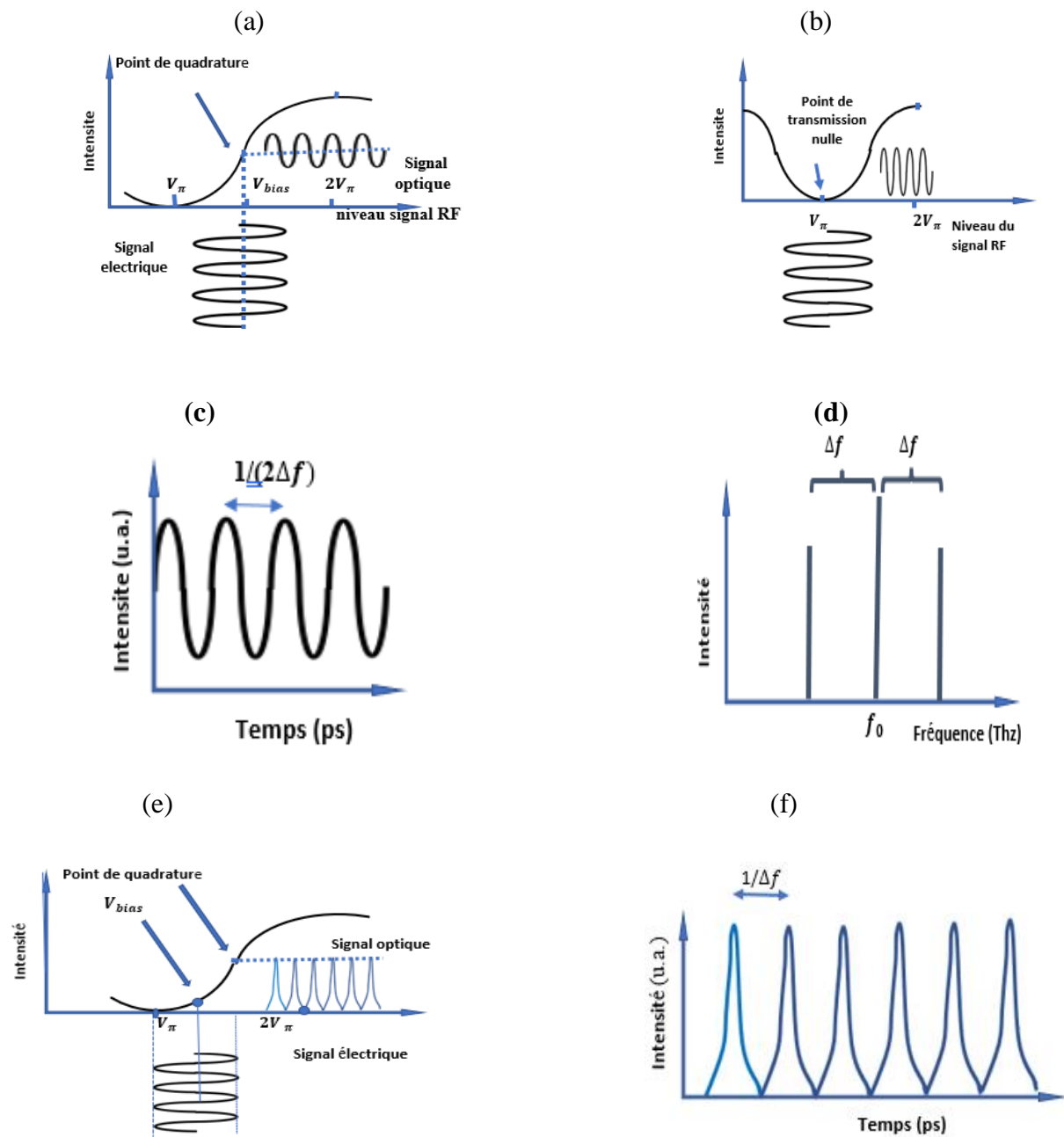
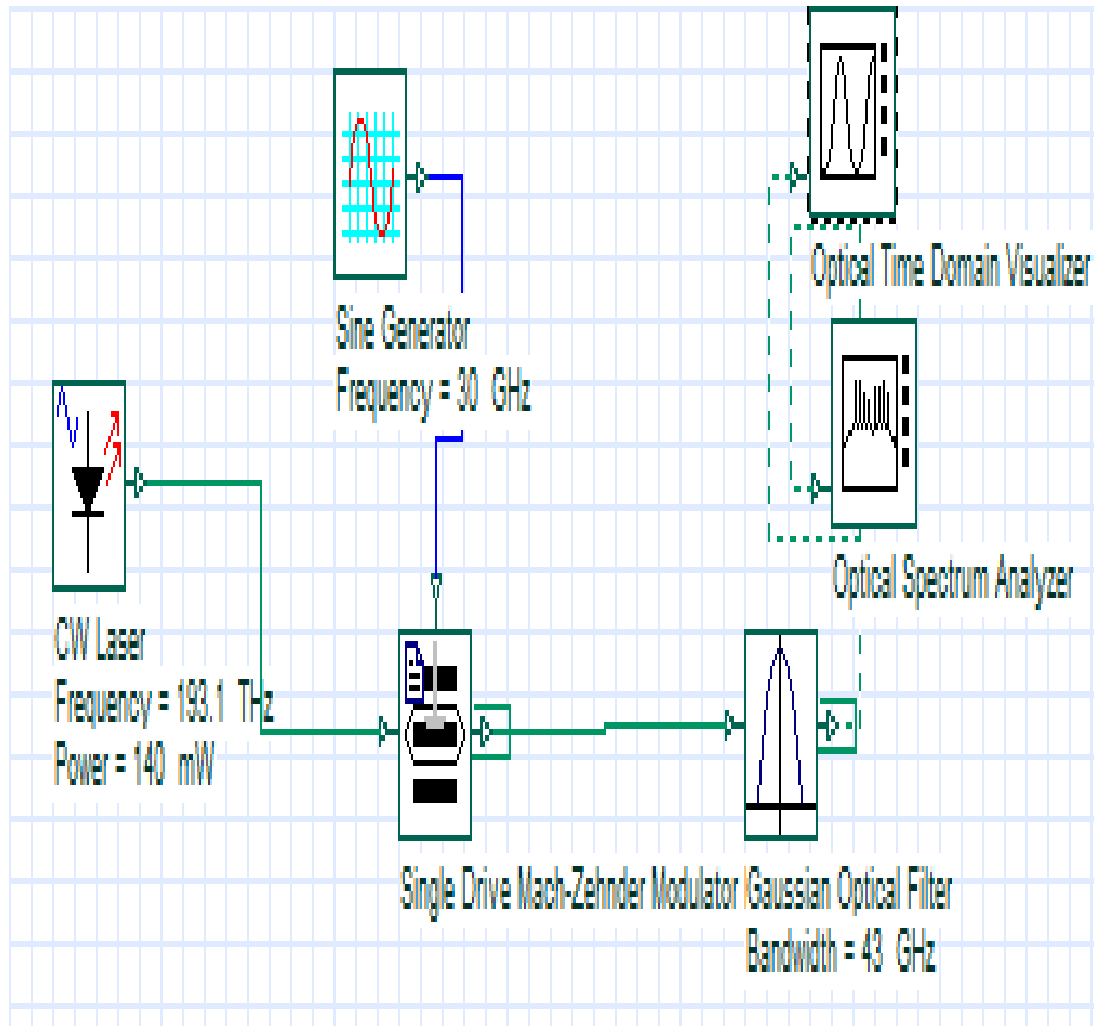


Figure 2.8: Représentations schématiques des techniques de battement sinusoïdal par modulateur Mach Zehnder avec $(V_{\pi})_{max} = 5V$: (a) Modulation d'intensité lumineuse par une tension électrique $V_{bias} = \frac{3}{2}V_{\pi}$ fréquence signal électrique $(\Delta f) =$ fréquence signal optique. (b) Modulation d'intensité lumineuse avec tension électrique $V_{bias} = V_{\pi}$; fréquence signal optique $= 2 \Delta f$. (c) battement sinusoïdal à la cadence temporelle de $1/2\Delta f$. (d) Spectre du battement sinusoïdal avec ses deux bandes latérales pour $V_{bias} = V_{\pi}$. (e) Modulation d'intensité et compression temporelle avec tension électrique $V_{\pi} < V_{bias} < \frac{3}{2}V_{\pi}$ et fréquence électrique $\Delta f =$ fréquence signal optique ; (f) profil temporel du battement sinusoïdal comprimé avec la cadence temporelle $1/\Delta f$ lorsque $V_{\pi} < V_{bias} < \frac{3}{2}V_{\pi}$ [2.26].

Dans ce qui suit, nous simulons numériquement la production de trains d'impulsions en utilisant la modulation Mach ZHENDER.

2..5.1. Résultats numériques

(a)



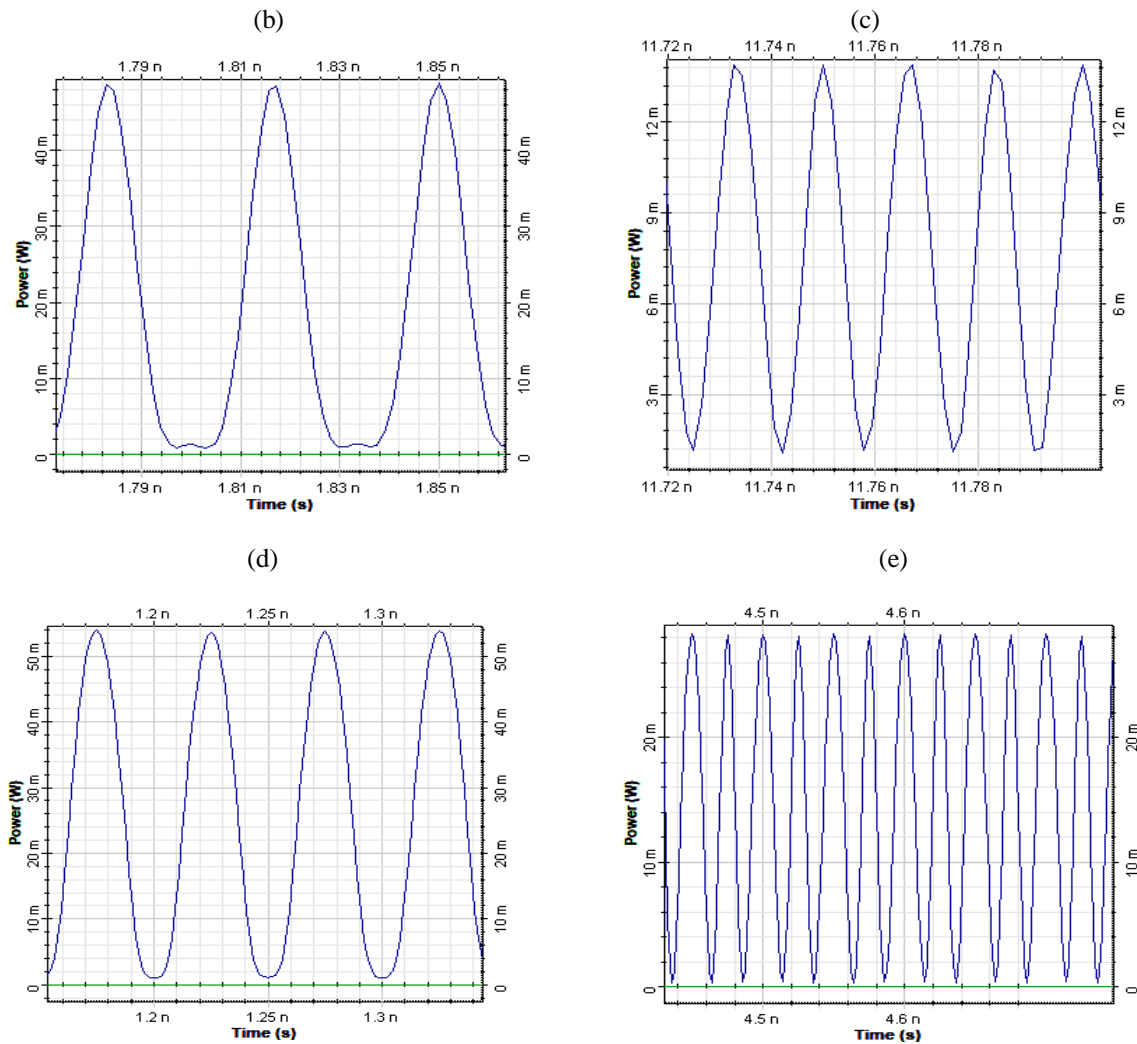


Figure 2.9: (a) montage numérique avec $F_{elec} = \Delta F = 30$ GHz ; V_{bias} varie autour du point de quadrature : (b) impulsions délivrées avec $\Delta T_{FWHM} = 11.68$ ps et fréquence impulsions optique $= \Delta F = 30$ GHz ; (c) V_{bias} varie au point de transmission nulle, impulsions optiques à $\Delta T_{FWHM} = 7.81$ ps et fréquence impulsions optiques doublées $= (2 \Delta F) = 60$ GHz ; (d) V_{bias} au point de quadrature $F_{elec} = \Delta F = 20$ GHz, fréquence impulsions optiques $= \Delta F = 20$ GHz, $\Delta T_{FWHM} = 22,86$ ps, (e) V_{bias} au point de transmission nulle avec $F_{elec} = 20$ GHz : impulsions à $\Delta T_{FWHM} = 14.5$ ps et fréquence impulsions optiques $= 2 \Delta F = 40$ GHz.

Conclusion : ces résultats numériques montrent que les impulsions délivrées par le modulateur (MZM) après filtrage, ont une fréquence égale à celle injectée par le générateur RF lorsque $V_{\pi} < V_{bias} < \frac{3V_{\pi}}{2}$ (fig. 2.9b) et double lorsque $V_{bias} = V_{\pi}$. (Fig. 2.9c), Il en est de même, la fréquence des impulsions de sortie est calculée sur celle de la Fréquence électrique $\Delta F = 30$ GHz, lorsque $V_{\pi} < V_{bias} < \frac{3V_{\pi}}{2}$ (fig. 2.9d) et doublée quand $V_{bias} = V_{\pi}$ (Fig, 2.9e). La qualité des impulsions produites dépend de la largeur de la bande passante du filtre de sortie. La limitation de cette technique provient de celle de l'appareillage des générateurs Radio Fréquence (RF) dont la bande passante ne dépasse pas 40 GHz.

2.6. Multiplication de la fréquence de répétition

Il existe plusieurs techniques de multiplication des fréquences de répétition. Dans ce qui suit nous traitons celles qui sont fréquemment utilisées.

2.6.1. Multiplexage à division temporelle optique (OTDM)

Cette méthode nécessite de disposer d'impulsions de bonne qualité à faible débit et de durée temporelle suffisamment courte pour permettre l'entrelacement sans ou avec le minimum de chevauchement des impulsions adjacentes [2.26]. En utilisant des lignes à retards optiques qui sont des tronçons de fibre à longueurs différentes, les répliques du signal initial issues d'un séparateur sont retardées successivement en progression arithmétique puis recombinaées avec un coupleur afin d'obtenir le taux de répétition escompté. Le procédé de l'OTDM est représenté sur la Figure 2.10. La multiplication de la fréquence initiale par N nécessite un séparateur ($1 \times N$) à N bras. Dans le $i^{\text{ème}}$ bras du séparateur le signal injecté initialement est retardé optiquement de $(i-1)\tau = \tau = 1/F_{in}$, avec i est le numéro d'ordre des bras du séparateur considéré. Le retard du dernier bras est alors $(N-1)\tau$; l'ensemble de ces bras retardés sont recombinaées avec un coupleur recombineur à $(N \times 1)$ pour avoir en sortie un signal avec une fréquence de répétition égale à $F_{out} = N \cdot F_{in}$

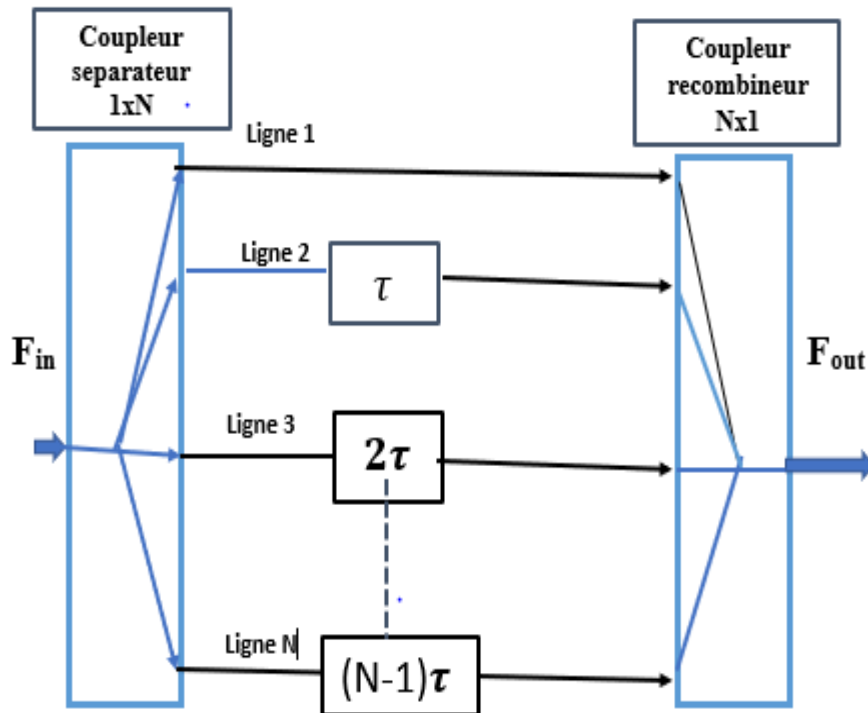


Figure 2.10 : Schéma synoptique d'un système OTDM pour multiplier la fréquence de répétitions F_{in} d'un train d'impulsions extrêmement courtes, par N ($F_{out} = N \times F_{in}$); (τ) est le retard optique entre deux canaux adjacents ; N est le facteur multiplicatif.

2.6.2. Source à 640 GHz par OTDM.

Le synoptique du montage numérique est représenté sur la Figure 2.11. Un train d'impulsions à mi-hauteur de la largeur du temps $\Delta T_{FWHM} = 220$ fs avec $P_c = 280$ W et de fréquence de répétition initiale $F_{IN} = 20$ GHz (période $T = 50$ ps) est injecté à l'entrée d'un partageur de puissance (1×32). Le train d'impulsions initial est alors répliqué sur 32 canaux. Chaque canal d'ordre k est retardé temporellement par rapport au précédent d'un retard

optique $\tau_k = (k - 1) \tau$ avec $k = 1, \dots, 32$ et $\tau = 1.5625 \text{ ps}$. Les 32 canaux sont finalement rassemblés grâce à un recombineur de puissance (32x1) pour former la source d'impulsions à 640 GHz (Figure 2.11).

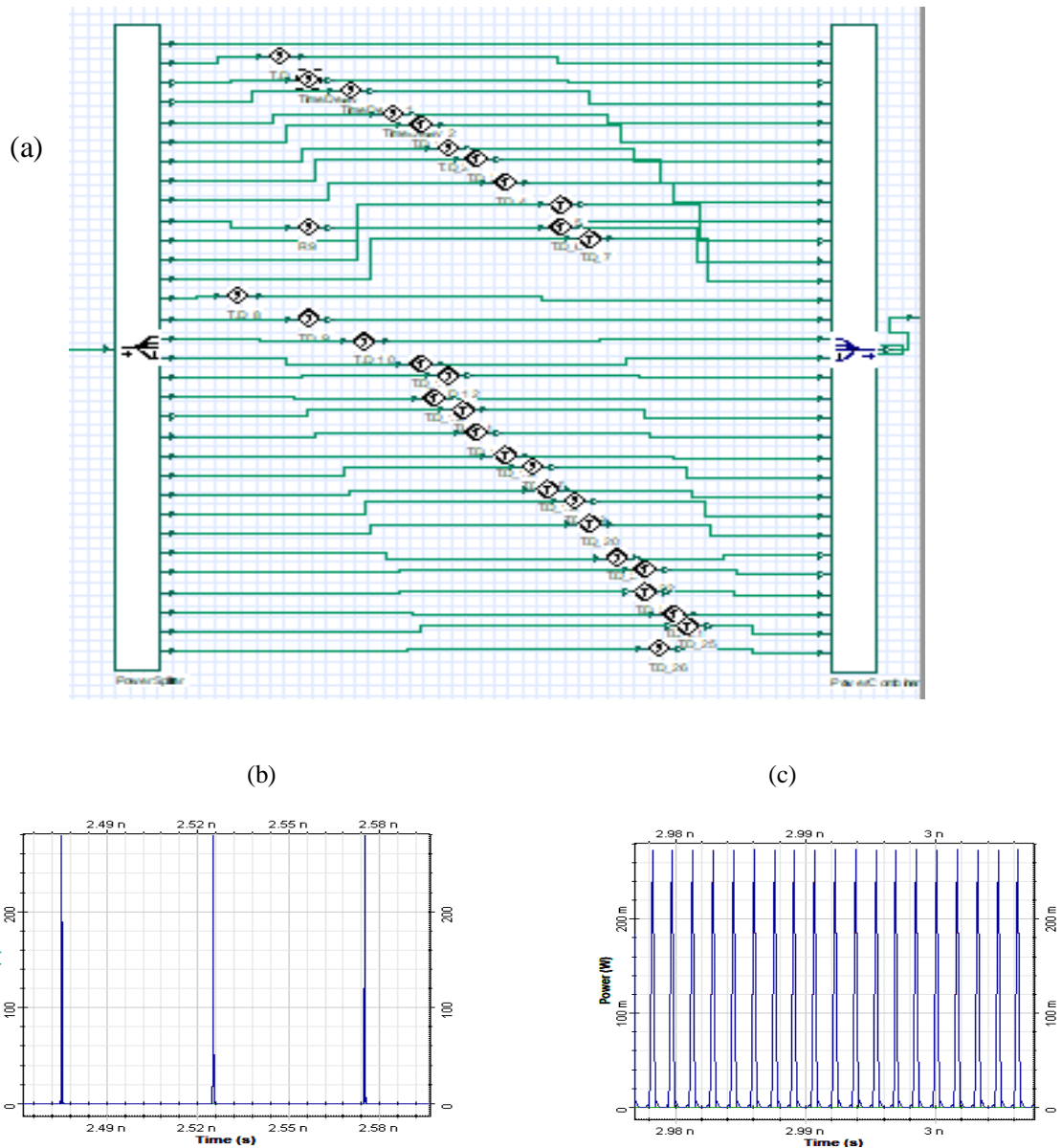


Figure 2.11: (a) montage numérique OTDM pour la multiplication de la fréquence (F_{in}) d'un train d'impulsions $F_{out} = 32 \times F_{in}$, avec $\tau = 1.5625 \text{ ps}$; (b) train d'impulsions à la fréquence initiale d'entrée $F_{in} = 20 \text{ GHz}$; (c) train d'impulsions délivré à la sortie avec la fréquence de 640 GHz et une largeur temporelle d'impulsions $\Delta T_{FWHM} = 200 \text{ fs}$.

La source à 640 GHz présentée numériquement débite des impulsions nettement séparées sans piédestal avec une puissance crête de 280 mW.

Conclusion sur cette source par OTDM: La multiplication de fréquence par cette méthode nécessite plusieurs lignes à retards lorsque le facteur multiplicatif de la fréquence initial est grand, ce qui entraîne des difficultés en réalisation pratique.

2.6.3. Multiplication de la fréquence par Effet Talbot

Le procédé consiste à faire propager une succession d'impulsions périodiques dans un milieu linéaire et dispersif comme la fibre optique monomode SMF qui fait subir à chacune des composantes spectrales de l'impulsion un déphasage de valeur précise correspondant à un retard temporel pouvant entraîner, pour des conditions précises, à une multiplication de la fréquence initiale. Donc la répétition à des distance distinctes cycliquement d'une succession d'impulsions est appelée effet Talbot [2.6]. La multiplication par le coefficient N de la fréquence de répétition F_{in} initiale d'un train d'impulsions se propageant dans une longueur L de fibre est donnée par la formule suivante [2.27] :

$$L = \frac{1}{N \Delta\lambda D F_{in}} \quad (2.22)$$

Où D en [ps/nm/km] est la dispersion chromatique de la fibre et $\Delta\lambda$ l'intervalle spectral en [nm] entre deux composantes spectrales du spectre de l'impulsion.

2.6.4. Génération d'une source à 640-GHz à partir de la cadence de 20 GHz.

Nous simulons dans ce qui suit une source d'impulsions à une cadence de répétition de 640 GHz à $\lambda = 1550\text{nm}$, en utilisant l'effet Talbot dans une fibre SMF en régime purement dispersif. Le facteur multiplicatif pour la cadence initiale des impulsions de la source à 20 GHz est 32. Les paramètres de la fibre utilisée pour cet effet sont indiqués sur le tableau 2.2 et les paramètres de la source d'impulsions à 20 GHz sont indiqués sur le tableau 2.3

Paramètres de la fibre	Valeur
Dispersion chromatique (D)	75,67 [ps/nm/km]
Coefficient de linéarité (γ)	0.17 [$\text{Km}^{-1} \text{w}^{-1}$]
Longueur de fibre (L)	0.129 [Km]

Tableau 2.2 : valeurs pour les paramètres de la fibre optique utilisée pour la multiplication de la fréquence initiale.

Paramètres de la source initiale	Valeurs
Cadence de répétition initiale (F_{IN})	20 [GHz]
Largeur temporelle à mi-hauteur (ΔT_{FWHM})	200 [fs]
Puissance crête (P_C)	1 [mW]
Intervalle spectral ($\Delta\lambda$)	0,16 [nm]

Tableau 2.3 : valeurs pour les paramètres de la source d'impulsions à 20 GHz

Les résultats de simulation sont indiqués sur la Figure 2.12.

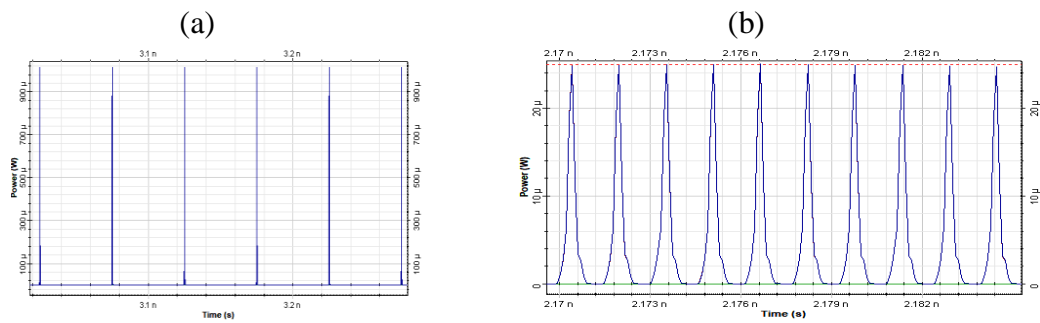


Figure 2.12 : illustration des résultats obtenus après simulation de la multiplication de la cadence de répétition initiale par effet Talbot : (a) Profil du Train d'impulsions à l'entrée de la fibre SMF avec la cadence initiale $F_{in} = 20$ GHz, (b) Train d'impulsions à délivrées avec une cadence de répétition $F_{out} = 640$ GHz et une puissance crête de sortie $P_c = 0.025$ mW, après propagation d'une longueur de fibre $L = 0.129$ Km

Discussion : cette méthode est relativement simple à mettre en œuvre puisqu'elle nécessite une seule fibre optique pour réaliser la multiplication de la fréquence des impulsions. Afin de ne pas perturber la multiplication des fréquences par effet Talbot, la simulation numérique est effectuée avec un régime de propagation purement dispersif.

2.7. Application en télécommunications de la génération d'impulsions à 80 Gb/s.

Nous présentons le schéma synoptique du système de communication des informations binaires par fibre optique à très haut débit dans la Figure 2.13. Ce système contient un générateur d'impulsions lumineuses modulées par le modulateur d'intensité Mach Zehnder piloté par une séquence de bits pseudo -aléatoires codés RZ, une ligne à fibre optique ayant une longueur déterminée, un dispositif de réception conçu généralement avec une photodiode PIN et un filtre électrique passe bas.

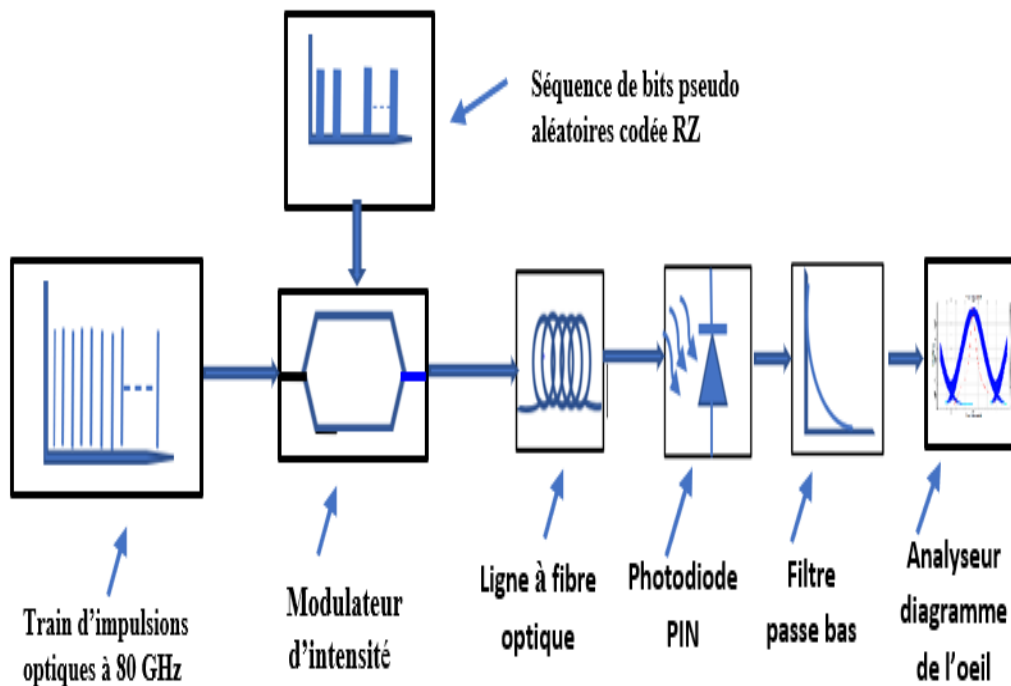


Figure 2.13 : Schéma synoptique du système d'émission par fibre optique des données à très haut débit

2.7.1. Simulation numérique du battement sinusoïdal

Comme indiqué précédemment le battement sinusoïdal est obtenu par couplage de deux diodes laser continues (CW) de même intensité dont l'intervalle spectral des longueurs d'onde de rayonnement correspond à la cadence des impulsions générées qui est de 80 GHz pour cette simulation (figure 2.13). Ce procédé est accordable en longueur d'onde d'émission du battement sinusoïdal et à la cadence générée.

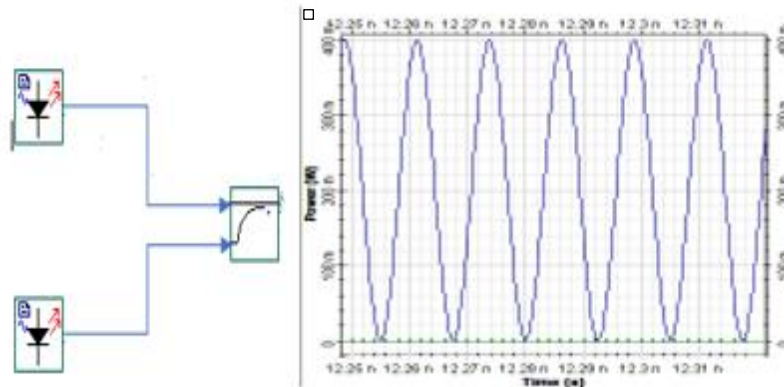


Figure 2.14: Schéma du montage numérique produisant la combinaison de deux diodes continues (CW) émettant à $\lambda_1=1550,32$ nm et $\lambda_2=1549,68$ nm pour générer, par battement sinusoïdal, un train d'impulsions à une cadence $\Delta F=80$ GHz avec une puissance maximale $P_0=75$ mW et une durée temporelle à mi-hauteur $\Delta T=6$ ps.

2.7.2. Compression des impulsions par le système à fibres « Comblike »

Au cours de la propagation dans la ligne à fibre optique, les impulsions générées par battement sinusoïdal s'élargissent progressivement jusqu'au chevauchement des impulsions après avoir parcouru une certaine distance de propagation. Il est donc nécessaire de réduire initialement la durée des impulsions afin d'éloigner le chevauchement. Pour cela, nous utilisons le compresseur « Comblike » [2.15]. Ce dispositif est constitué de six tronçons de fibre à dispersions alternées en profil de peigne. Il est représenté à la figure 2.15. La base de ce procédé consiste à faire propager les impulsions dans chaque tronçon de fibre avec des régimes de propagation alternativement non linéaires et dispersifs [2.15]. Cela permet de faire dans le premier tronçon par auto modulation de phase l'enrichissement spectral en régime de propagation non linéaire puis dans le tronçon suivant par régime de propagation dispersif la compression des largeurs temporelles puis on recommence cette procédure pour chaque paire de tronçons jusqu'à la finalité des tronçons, Les valeurs des paramètres des 6 tronçons de fibres adaptées à notre simulation numérique sont indiqués sur le tableau 2.3.

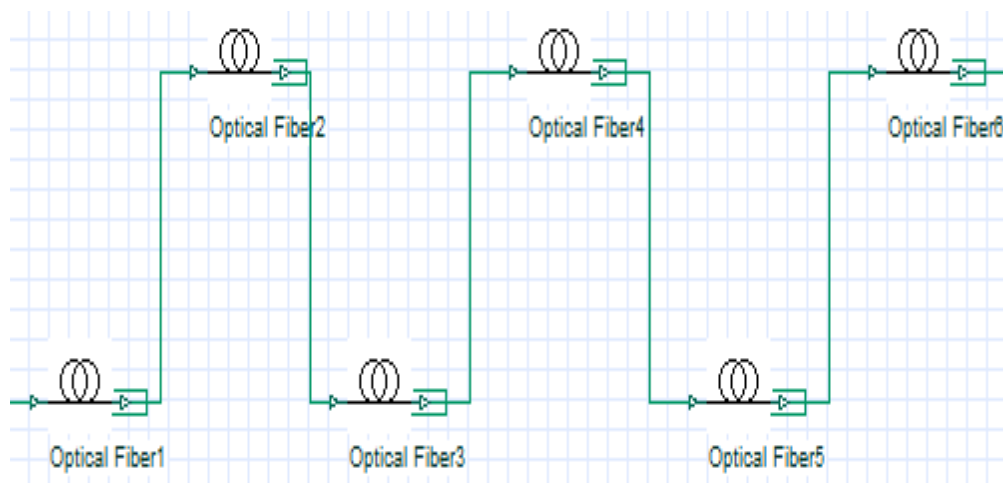


Figure 2.15 : Concaténation de six tronçons de fibre ayant les dispersions chromatiques en profil de peigne « Comblike » [2.15].

Paramètres du tronçon de fibre	1 ^{er} tronçon	2 ^{eme} tronçon	3 ^{eme} tronçon	4 ^{eme} tronçon	5 ^{eme} tronçon	6 ^{eme} tronçon
Longueur [km]	0.4	0.005	0.02	0.018	0.1	0.007
Dispersion [ps/nm/km]	0.2	18	0.2	17	0.2	17
Coefficient de non linéarité [$W^{-1}.km^{-1}$]	$34.84 \cdot 10^{-6} km^{-1} W^{-1}$	$19.48 \cdot 10^{-6} km^{-1} W^{-1}$	$18.58 \cdot 10^{-6} km^{-1} W^{-1}$	$18.58 \cdot 10^{-6} km^{-1} W^{-1}$	$18.58 \cdot 10^{-6} km^{-1} W^{-1}$	$18.58 \cdot 10^{-6} km^{-1} W^{-1}$

Tableau 2.4: valeurs pour les paramètres des six tronçons de fibres du système « comblike »

La mise en œuvre du logiciel de simulation numérique en utilisant les valeurs des paramètres des six tronçons de fibre données dans le tableau 2.3, Un train d'impulsions nous est donné. délivré à la sortie du système « Comblike » avec une mi-hauteur de la largeur du temps de 3.62 ps. En en comparaison avec le résultat donné sur la figure 2.14, une réduction de sa largeur initiale de 40% est obtenue. Ce résultat est représenté sur la figure 2.16.

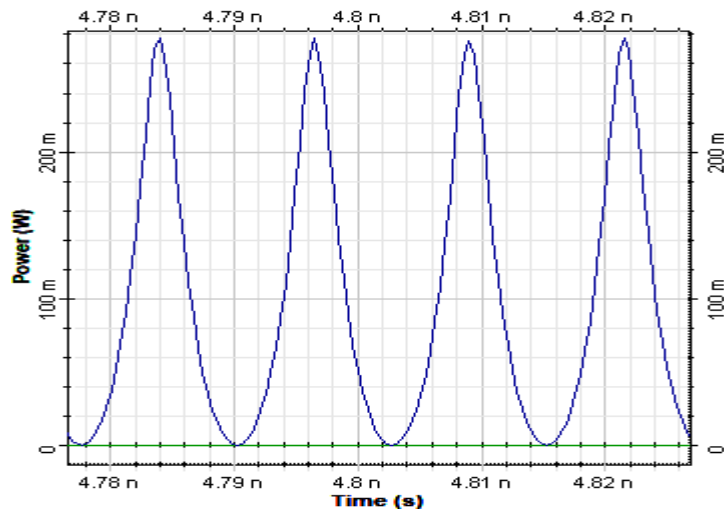


Figure 2.16 : Impulsions délivrées avec largeur temporelle $\Delta T_{FWHM}=3.62$ ps et une puissance crête $P_0=276$ mW.

2.7.3. Emission d'impulsions lumineuses à 80 Gb/s

Après avoir réduit, par compression temporelle, la durée des impulsions à émettre pour éviter le chevauchement des impulsions adjacentes, dans ce dispositif, les informations en données binaires sont émises dans une ligne à fibre optique à 80 Gb/s. Dans ce cas les impulsions délivrées à la sortie du générateur d'impulsions sont injectées à l'entrée du modulateur d'intensité Mach Zehnder (MZM) à base de Niobate de Lithium (LiNbO_3). Le montage numérique utilisé pour cela est indiqué sur la figure 2.17. Ce Modulateur, commandé par une séquence de bits pseudo aléatoires (PRBS) données à 20 Gb/s codées RZ, délivre à sa sortie des impulsions codées par la présence ou l'absence d'une suite d'impulsions lumineuses ayant le profil gaussien. Les résultats numériques à la sortie du modulateur d'intensité (MZM) sont désignés sur la figure 2.18

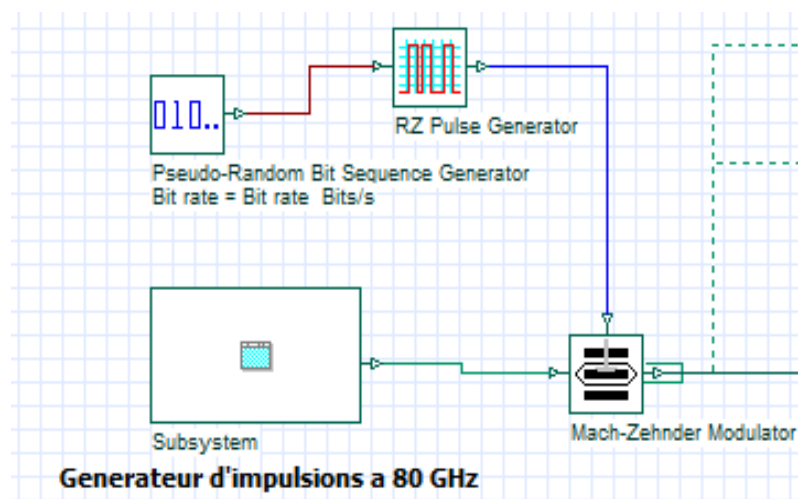


Figure 2.17: Représentation du montage simulé de la source d'impulsions à 80 Gb/s avec le format RZ

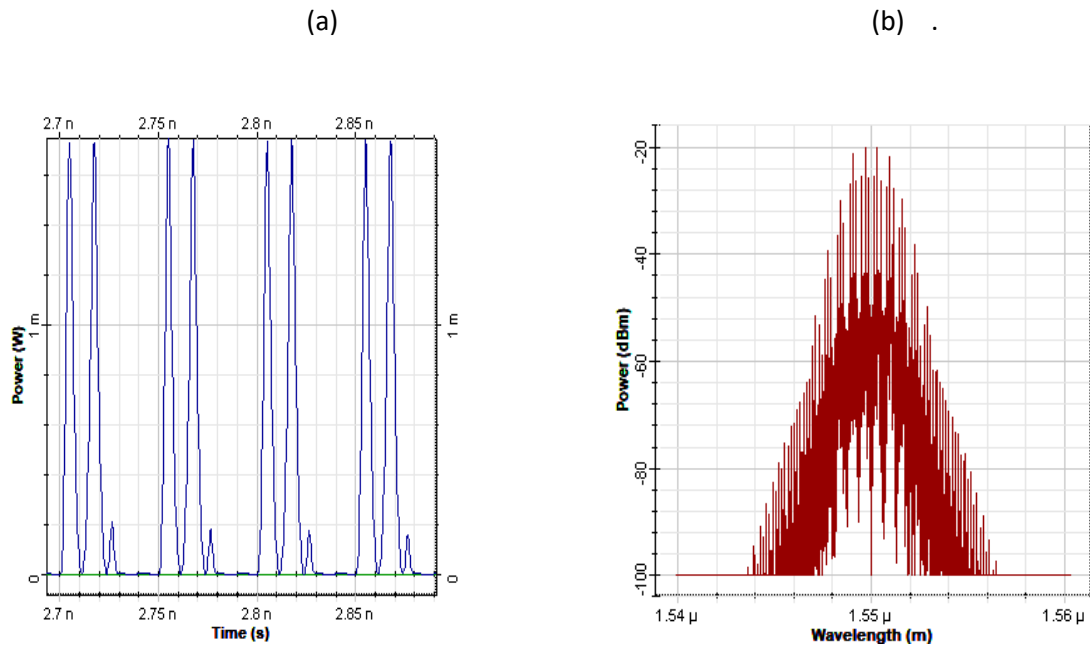


Figure 2.18 : à la sortie du modulateur MZM :(a) Train d'impulsions lumineuses, à 80 Gb/s codées RZ avec une puissance crête $P_c = 1,7\text{mW}$ et une largeur des impulsions $\Delta T_{FWHM} = 3.83\text{ ps}$;(b) profil spectral des impulsions avec largeur spectral $\Delta\lambda_{FWHM} = 6\text{ nm}$

2.7.4. Système de gestion de la dispersion chromatique avec compensation des pertes

La transmission de l'information binaire dans une ligne à fibre optique à longue portée requiert la compensation de l'élargissement des impulsions lié à la dispersion chromatique et celui de l'affaiblissement par pertes subies en cours de propagation. Cela nécessite donc la réduction de l'affaiblissement et de celui de la dispersion. Pour cela, il s'agit d'avoir une résultante de dispersion, proche d'une très faible dispersion, remportée par la somme de deux produits, effectués pour deux fibres optiques mises en série, de la longueur d'une fibre avec sa dispersion correspondante. Les dispersions chromatiques doivent être de signes opposés et de valeurs assez élevées pour avoir un régime de propagation strictement dispersif qui amoindrit ainsi l'influence des effets non linéaires. L'affaiblissement par pertes subies par la propagation d'impulsions via une fibre optique est compensé par deux amplificateurs à fibre optique dopés Erbium ayant chacun un gain de 10 dB. Cela permet de conserver ainsi le profil des impulsions initialement injectées [2.8].

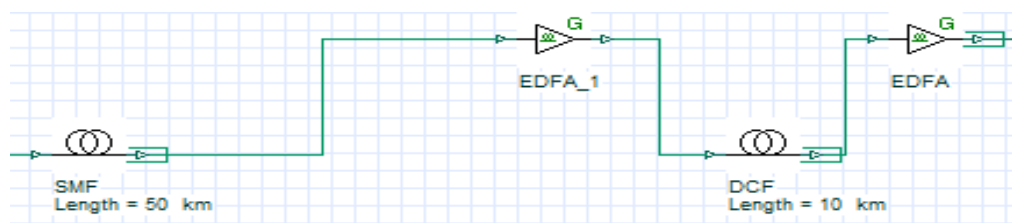


Figure 2.19 : Schéma du dispositif asymétrique de gestion de la dispersion avec compensation des pertes.

Les paramètres des fibres SMF et DCF sont désignés sur le tableau suivant :

. Paramètres des fibres	Fibre SMF	Fibre DCF
Longueur [Km]	50	10
Dispersion [ps/nm/Km]	17	-85
Non linéarité [$W^{-1} Km^{-1}$]	18.58	18.58

Tableau 2.5 : valeurs pour les paramètres des deux fibres de gestion de la dispersion.

2.7.5. Système modélisé.

Pour simuler un système de transmission, nous effectuons la simulation d'un dispositif fréquemment utilisé lors des expériences de laboratoire pour réaliser des transmissions de l'information à grande distance (généralement plusieurs milliers de km) à base de ligne plus courte (généralement de l'ordre de 100 km à 50 km). Il s'agit de faire introduire, un certain nombre de fois, le signal dans la ligne de base disposée en forme d'anneau équivalent à un tour accompli par propagation, afin d'atteindre la distance de propagation voulue (Figure 2.20). Cette ligne de base ayant une longueur de 60 Km contient le système asymétrique de gestion de la dispersion et de la compensation des pertes [2.23]. C'est le principe de la recirculation en forme d'anneau permettant à chaque tour accompli de conserver le profil initial des impulsions.

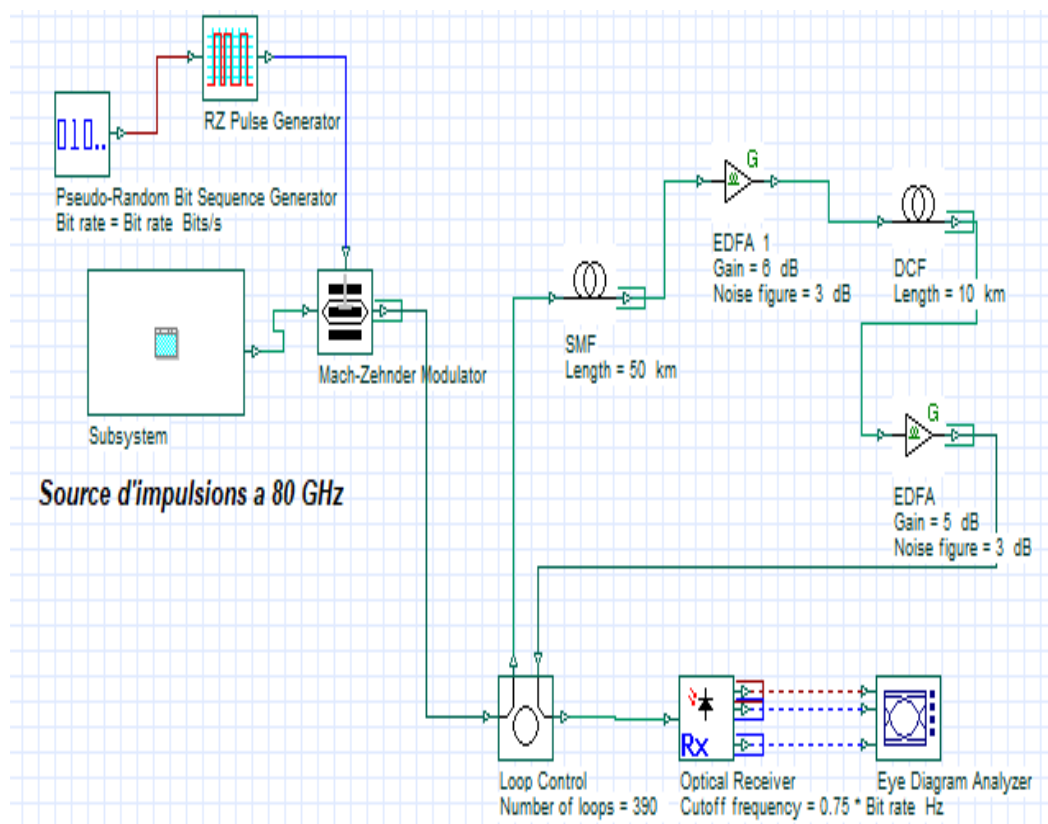


Figure 2.20 : montage simulé de la transmission à 80 Gb/s utilisant la boucle de recirculation et son système de détection.

2.7.6. Résultats numériques

L'évaluation de la performance de notre système de transmission est effectuée sur la base des paramètres de performance du diagramme de l'œil évaluée en termes de facteur de qualité Q et du taux d'erreur binaire TEB (ou BER en Anglais : Bit Error Rate). Les opérateurs de Télécommunications considèrent la valeur du facteur de qualité obtenu $Q \geq Q_{min} = 6$ (auquel correspond un $TEB \leq TEB_{max} = 10^{-9}$) pour caractériser une transmission fiable en termes d'erreur de détection [2.23]. La distance de propagation maximale admise est la distance pour laquelle $Q_{min}=6$.

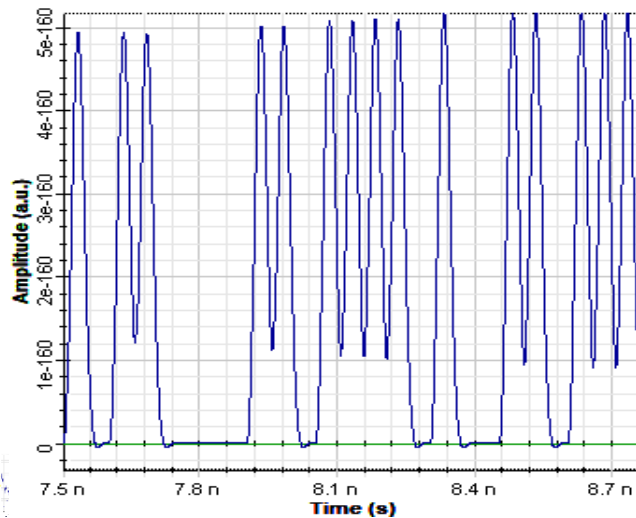


Figure 2.21 : signaux électriques détectés à la réception après une portée de 23400 km

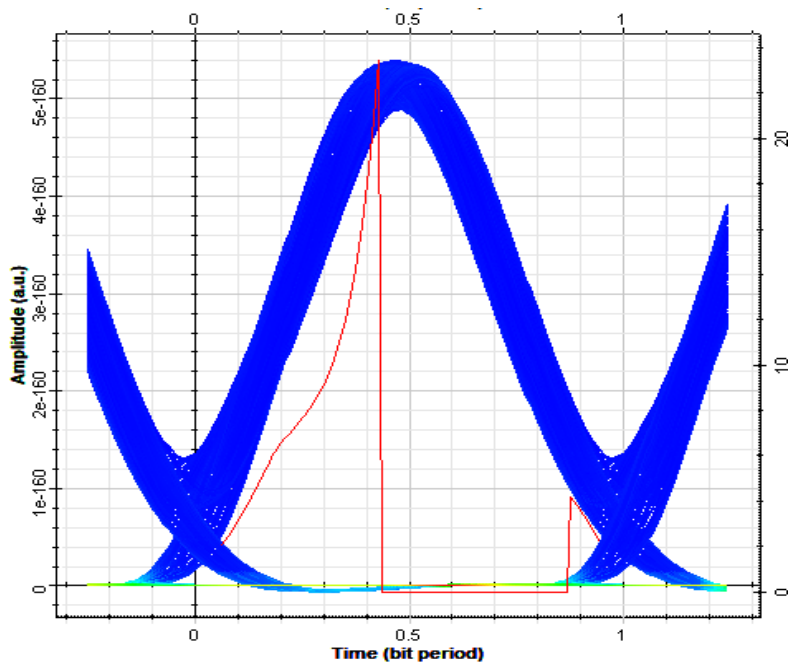


Figure 2.22 : Diagramme de l'œil représentant la superposition de plusieurs bits « 1 » et bits « 0 » avec $Q=23,41 > Q_{min}$ et un $TEB=9,49 \times 10^{-122} < TEB_{max}$

Ainsi, après simulation de la propagation d'une distance de 23400 km, la qualité de notre dispositif de transmission est évaluée par les résultats désignés sur les figures 2.21 et 2.22. Le diagramme de l'œil illustre visuellement la superposition statistique temporelle des informations binaires pour nous informer ainsi visuellement sur la qualité des signaux détectés à la réception. En effet, sur la figure 2.22 on observe une certaine épaisseur des superpositions au sommet et aux flancs du diagramme de l'œil, ce qui se traduit par la présence de la gigue d'amplitude des impulsions binaires. Cela se confirme sur la figure 2.21 où nous remarquons que les amplitudes des impulsions détectées à la réception ne sont pas uniformes et les impulsions commencent à se chevaucher.

Après la simulation de la propagation dans une ligne à fibre optique de longueur $L=23400$ km, les résultats numériques concernant les paramètres de performance obtenus en bout de ligne sont mentionnés sur la figure 2.22. La valeur du facteur de qualité indiquée est $Q=23.41 > Q_{\min}$ égale à 6. La valeur de ce paramètre de performance est considérée par les opérateurs de télécommunications comme un seuil minimal de performance, Cela signifie pour cela que la communication est performante à la distance signalée.

2.8. Conclusion du chapitre

Parmi les procédés existant de production des impulsions vues précédemment, le couplage des ondulons rayonnés par deux diodes laser continues (CW) est le plus simple à mettre en œuvre [2.21]. Ensuite le battement sinusoïdal obtenu est découpé en impulsion très % % % courtes par propagation dans une fibre optique à dispersion chromatique positive. Cette technique délivre des impulsions de quelques picosecondes. à des fréquences de répétitions ne dépassant pas quelques dizaines de gigahertz. La fréquence d'un train d'impulsions généré à 20 GHz par cette technique est multipliée à 80 GHz et 640 GHz par division temporelle optique (OTDM) et à 640 GHz par effet Talbot. Pour une application en télécommunications, nous avons développé par simulation un système de communications par fibre optique en transmettant des données binaires à 80 Gb/s avec codage RZ à 25%. La portée maximale obtenue est de 23400 Km. Cette portée maximale est obtenue en insérant dans la boucle de recirculation un système de gestion de la dispersion chromatique avec deux amplificateurs EDFA pour compenser l'atténuation due à la propagation. Les résultats obtenus montrent un commencement de chevauchements des impulsions générées par les techniques existantes de productions des impulsions rappelées précédemment. Afin de contourner cette limitation une forte compression temporelle des impulsions transmises est nécessaire. C'est ce schéma de compression que nous abordons dans le chapitre suivant.

2.9. References du chapitre 2

- [2.1] W. H. Cao and P. K. Wai, "Soliton-Like Pulse Train Generation Using a Nonlinear Optical Loop Mirror Constructed From Dispersion Decreasing Fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, pp. 1427-1429, 2002.
- [2.2] K. Igarashi, S. Takasaka, T. Inoue, R. Miyabe, J. Hiroishi, T. Yagi, and S. Namiki, "Pulse compression and noise characterisation of 160 GHz picosecond pulse train in comb-like dispersion profiled fiber and short highly-nonlinear fiber," presented at ECOC'03, Rimini, 2003
- [2.3] S. V. Chernikov, J. R. Taylor, and R. Kashyap, "Experimental demonstration of step-like dispersion profiling in optical fiber for soliton pulse generation and compression," *Electron. Lett.*, vol. 30, pp. 433, 1994

- [2.4] S. Pitois, J. Fatome, and G. Millot, "Generation of a 160-GHz transform-limited pedestal-free pulse train through multiwave mixing compression of a dual-frequency beat signal," *Opt. Lett.*, vol. 27, pp. 1729, 2002
- [2.5] A. D'Errico, C. Loiacono, M. Presi, G. Contestabile, and E. Ciaramella, "Widely tunable 40 GHz pulse source for 160 Gbit/s OTDM by simultaneous soliton generation and compression," presented at ECOC'03, Rimini, 2003
- [2.6] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Third ed. New York: Academic press, 2001
- [2.7] J. M. Dudley, A. C. Peacock, and G. Millot, "The cancellation of nonlinear and dispersive phase components on the fundamental optical fiber soliton: a pedagogical note," *Opt. Commun.*, vol. 193, pp. 253-259, 2001.
- [2.8] G. Millot and P. Tchofo-Dinda, *Encyclopedia of modern optics*: Elsevier, in press 2004
- [2.9] V. A. Bogatyrev, "Single-mode fiber with chromatic dispersion varying over the length," *J. Lightwave Technol.*, vol. 9, pp. 561-566, 1991
- [2.10] M. D. Pelusi and H. F. Liu, "High Order Soliton Pulse Compression in Dispersion-Decreasing Optical Fiber," *IEEE. J. Quantum Electron.*, vol. 33, pp. 1430-1439, 1997
- [2.11] P. V. Mamyshev, S. V. Chernikov, and E. M. Dianov, "Generation of Fundamental Soliton Trains for High-Bit-Rate Optical Communication Lines," *IEEE. J. Quantum Electron.*, vol. 27, pp. 2347-2355, 1991
- [2.12] S. V. Chernikov, D. J. Richardson, R. I. Laming, E. M. Dianov, and D. N. Payne, "70 Gbit/s fibre based source of fundamental solitons at 1550 nm," *Electron. Lett.*, vol. 28, pp. 1210-1212, 1992.
- [2.13] S. V. Chernikov, J. R. Taylor, and R. Kashyap, "Experimental demonstration of step-like dispersion profiling in optical fiber for soliton pulse generation and compression," *Electron. Lett.*, vol. 30, pp. 433, 1994.
- [2.14] S. V. Chernikov, J. R. Taylor, and R. Kashyap, "Integrated all optical fiber source of Multigigahertz soliton pulse train," *Electron. Lett.*, vol. 29, pp. 1788-1789, 1993.
- [2.15] S. V. Chernikov, J. R. Taylor, and R. Kashyap, "Comblike dispersion-profiled fiber for soliton pulse train generation," *Opt. Lett.*, vol. 19, pp. 539-541, 1994.
- [2.16] M. Tadakuma, O. Aso, and S. Namiki, "A 104GHz 328fs soliton pulse train generation through a comb-like dispersion profiled fiber using short high nonlinearity dispersion shifted fibers," in *Optical Fiber Communication Conference*, OSA Technical Digest Series (Optica Publishing Group, 2000), paper ThL3
- [2.17] A. Agata, R. Kurebayashi, A. Suzuki, A. Maruta, and A. Hasegawa, "Optimal design of comb-like dispersion profiled fiber for picosecond optical soliton source and its application to dispersion managed soliton transmission," presented at OECC'98, 1998.
- [2.18] J. R. Taylor, "Optical Solitons-theory and experiment," Cambridge University Press, Cambridge, vol. Chapter 8, 1992
- [2.19] K. Igarashi, H. Tobioka, S. Takasaka, S. Matsushita, and S. Namiki, "Duration-tunable 100-GHz Sub-Picosecond Soliton Train Generation Through Adiabatic Raman Amplification in Conjunction with Soliton Reshaping," presented at OFC'03, Atlanta, 2003.
- [2.20] J. R. Taylor, "Optical Solitons-theory and experiment," Cambridge University Press, Cambridge, vol. Chapter 8, 1992.
- [2.21] S. Trillo, S. Wabnitz, and T. A. B. Kennedy, "Nonlinear dynamics of dual-frequency-pumped multiwave mixing in optical fibers," *Phys. Rev. A*, vol. 50, pp. 1732-1747, 1994.
- [2.22] J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot. "320/640 GHz high-quality pulse sources based on multiple four-wave mixing in highly nonlinear optical fiber". *Electronics Letters*, 41(25):1391–1392, 2005.
- [2.23] J. Fatome 'Propagation d'impulsions ultra-courtes à 160-Gb/s dans des lignes de fibres optiques gérées en dispersion', thèse soutenue à l'Université de Bourgogne (France) ,2004
- [2.24] A. Shoof, J. Grüner, S. Ritter, and A. Hemmerich, "Reducing the linewidth of a diode laser below 30 Hz by stabilization to a reference cavity with a finesse above 105," *Opt. Lett.*, vol. 26, pp. 1562, 2001.
- [2.25] E.A. Swanson and S.R. Chinn. "40-GHz pulse train generation using soliton compression of a Mach-Zehnder modulator output". *Phot. Techno. Lett., IEEE*, 7(1):114–116, 1995..
- [2.26] Ibrahim El Mansouri, « Sources impulsionsnelles picosecondes tout optique à très haut débit : applications aux télécommunications optiques' », thèse soutenue à l'Université de Bourgogne, 2013
- [2.27] D. A. Chesnut, C. J. S. d. Matos, and J. R. Taylor, "4x repetition-rate multiplication and Raman compression of pulses in the same optical fiber," *Opt. Lett.*, vol. 27, pp. 1262-1264, 2002

Sous titres du chapitre 3

3.1. Introduction

3.2. Modélisation de la propagation des impulsions Similariton dans une fibre optique

3.3. Etude d'optimisation de l'amplificateur Similariton

3.4. Compresseur de Similariton

3.5. Multiplication du débit

3.6. Conclusion du chapitre

3.7. Références du chapitre

Chapitre 3. Génération d'impulsions femto secondes à ultra-haut débit par compression des Similaritons

3.1. Introduction

Le développement des télécommunications nécessite des sources d'impulsions ultracourtes débitant à ultra-hautes fréquences de répétitions [3.1,3.2]. En effet le développement de la fibre dans la boucle locale (FTTx) a éveillé l'intérêt de la recherche sur l'accès multiple à répartition de codes optique (OCDMA) [3.3] qui permet la transmission des informations à très haut débit, de manière asynchrone à un grand nombre d'utilisateurs variable. Ainsi, la transmission des impulsions ultra courtes à ultra haute cadence optimise les performances dans ces réseaux. Habituellement, pour produire des impulsions très brèves, on procède soit par compression d'un soliton d'ordre supérieur ou fondamental généré suite à l'équilibre du couple dispersion chromatique- effet Kerr se propageant dans une fibre à dispersion décroissante [3.4,3.5], ou encore par une méthode basée sur le mélange à quatre ondes. Dans cette étude, on utilise l'approche se basant sur la production des impulsions auto similaires ou Similaritons dans une fibre optique [3.6]. Cette impulsion est progressivement générée dans une fibre optique par combinaison des effets liés au gain, à la dispersion normale et à la non-linéarité [3.7]. Elle peut être obtenue par amplification (Raman, Erbium,..) ou de manière passive par les fibres à dispersion normale décroissante (gain virtuel,...)[3.8]. Il en résulte une impulsion optique présentant un profil temporel et spectral parabolique à dérive de fréquence (chirp) linéaire et se propageant de manière autosimilaire, c'est à dire en préservant sa forme .L'acquisition de ce profil parabolique par une impulsion ne dépend ni de la structure de son enveloppe ni de sa phase mais uniquement de son énergie initiale .Les propriétés remarquables des Similaritons telles que la forme parabolique ,résistance au wave breaking (fission) ,dérive de fréquence linéaire et large spectre, permettent d'envisager une large gamme d'applications et particulièrement en télécommunications optiques à très haut débit [3.9].Ce profil parabolique est une solution asymptotique à l'équation non-linéaire de Schrödinger avec gain et a la propriété d'être maintenu par l'impulsion dans toute fibre à dispersion normale active ou passive [3.10], tant que celle-ci ne subit pas de limitation dans son évolution. On désigne également cette classe d'impulsions par le nom de Similariton optique.

3.2. Modélisation de la propagation des impulsions Similariton dans une fibre optique à dispersion normale

La description de la propagation des Similaritons optiques dans une fibre optique est modélisée par l'équation suivante, dite équation non linéaire de Schrödinger ENLS avec gain constant [3.11] :

$$\frac{d\psi}{dz} = \frac{\beta_2}{2} \frac{d^2\psi}{dt^2} - \gamma |\psi|^2 \psi + i \frac{g}{2} \psi \quad (3.1)$$

Où β_2 est un terme de dispersion chromatique de deuxième ordre, γ coefficient non linéaire, g terme de gain introduit dans la modélisation en raison de l'amplification optique.

Ψ est l'enveloppe de l'impulsion variant lentement :

$$\Psi(z,t) = A(z,t) \exp(i\phi(z,t)) \quad (3.2)$$

L'équation ne connaît pas alors, sous cette forme, de solutions exactes et seul le recours à des techniques mathématiques d'analyse asymptotique permet de mettre en évidence les caractéristiques de l'impulsion parabolique : une fois générée, cette impulsion conserve sa forme inchangée, tout en subissant une croissance exponentielle simultanée de sa puissance crête et de sa durée temporelle.

La solution asymptotique analytique complète de l'équation (3.1) est donnée par [3.9]. Dans le domaine temporel :

$$\left. \begin{aligned} \Psi_p(z,t) &= A_p(z) \sqrt{\left(1 - \frac{t^2}{T_p^2(z)}\right)} \exp\left(i\left(-\frac{C_p}{2}t^2 + \phi_p\right)\right) & \text{Si } |t| \leq T_p \\ \Psi_p(z,t) &= 0 & \text{Sinon} \end{aligned} \right\} \quad (3.3)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{Avec :} \quad A_p(z) &= A_0 \exp\left(\frac{g}{3}z\right) = \frac{1}{2} \left(\frac{gU_{ini}}{\sqrt{\beta_2}}\right)^{1/3} \exp\left(\frac{g}{3}z\right) \\ T_p(z) &= 6 A_0 \sqrt{\frac{\beta_2}{2}} \exp\left(\frac{g}{3}z\right) \\ C_p &= \frac{g}{3\beta_2} \\ \phi_p(z) &= \phi_0 + \frac{3\gamma A_0^2}{2g} \exp\left(\frac{2gz}{3}\right) \end{aligned} \right\} \quad (3.4)$$

Dans le domaine spectral la solution asymptotique est :

$$\left. \begin{aligned} \widetilde{\Psi}_p(z,\omega) &= \widetilde{A}_p(z) \sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\omega_p^2(z)}} \exp\left[i\left(\widetilde{\phi}_p(z) + \frac{\widetilde{C}_p}{2}\omega^2\right)\right] & \text{si } |\omega| \leq \omega_p \\ \widetilde{\Psi}_p(z,\omega) &= 0 & \text{sinon} \end{aligned} \right\} \quad (3.5)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{Avec :} \quad \widetilde{A}_p(z) &= A_p(z) \sqrt{\frac{2\pi}{C_p}} = A_0 \exp\left(\frac{g}{3}z\right) \sqrt{\frac{2\pi}{C_p}} \\ \omega_p(z) &= C_p T_p(z) = \exp\left(\frac{g}{3}z\right) \sqrt{\frac{2\gamma}{\beta_2}} A_0 \\ \widetilde{C}_p &= 1/C_p = \frac{3\beta_2}{g} \\ \widetilde{\phi}_p(z) &= \phi_p(z) + \frac{\pi}{4} \end{aligned} \right\} \quad (3.6)$$

La variable $A_p(z)$ correspond à l'amplitude de l'impulsion parabolique de demi-largeur temporel $T_p(z)$ et spectral $\omega_p(z)$, et d'énergie initiale U_{ini} . Le paramètre $\phi_p(z)$ décrit la phase de celle-ci au cours de sa propagation, tandis que $C_p(t)$ et $C_p(\omega)$ définissent les coefficients de chirp linéaire respectivement temporel et spectral.

L'expression précédente indique, que la largeur spectrale ω_p augmente exponentiellement en fonction de la distance de propagation sur la fibre optique entraînant ainsi l'élargissement de l'impulsion finale supérieur à celui de l'impulsion initiale. Après compressions de l'impulsion amplifiée en l'injectant dans une fibre à dispersion anormale pour éliminer le chirp linéaire, nous aboutirons donc à une impulsion comprimée temporellement nettement plus courte que l'impulsion initiale.

Nous passons en revue les principales propriétés du régime auto similaire de l'amplification : L'autosimilarité, illustre le fait que les impulsions en évoluant longitudinalement selon une loi exponentielle en $\exp(\frac{g}{3}z)$, les largeurs temporelle et spectrale $T_p(z)$ $\omega_p(z)$ et les amplitudes crêtes $A_p(z)$ et $\tilde{A}_p(z)$ conservent toutes homothétiquement le même profil.

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

$$A_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{g U_{ini}}{\sqrt{\frac{\beta_2 \omega}{2}}} \right)^{1/3} \quad (3.7)$$

La Figure 3.1 montre l'évolution d'une impulsion gaussienne dans une fibre optique amplificatrice.

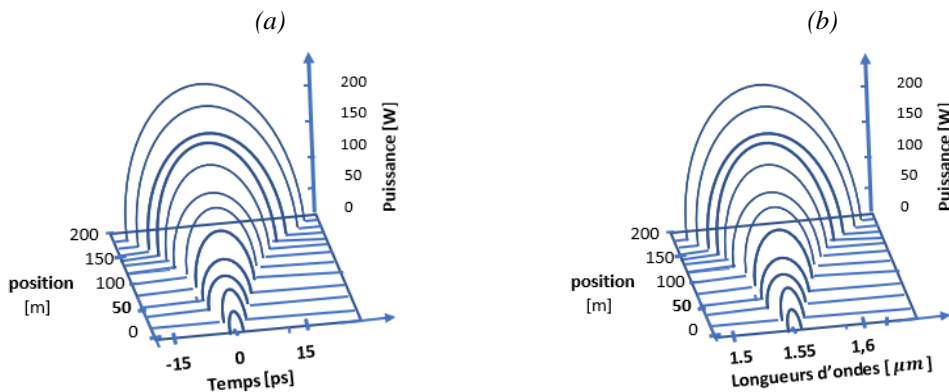


Figure 3.1 : Représentation de l'évolution d'une impulsion gaussienne vers une impulsion parabolique dans une fibre optique à amplification auto similaire : (a) temporelle ; (b) spectrale

3.2.1. Amplification Raman dans une fibre optique à dispersion normale

L'amplification Raman s'effectue quand une pompe suffisamment puissante est introduite dans une fibre optique. Il se produit un processus d'émission Raman stimulée en émettant de nouveaux photons de la même longueur d'onde que celle du signal incident auquel s'ajoute l'énergie des modes de vibrations du matériau de propagation (la Silice). La Figure 3.2a représente schématiquement ce processus. Le niveau supérieur sur ce schéma indique simplement un état transitoire où aucune énergie n'est stockée, au contraire d'un système à

deux niveaux caractéristiques d'un amplificateur dopé terre-rare. La résultante de ces interactions (ondes Stokes et anti stokes) se traduit par des émissions stimulées copropagatives d'une bande Raman dont la largeur de la bande de gain exploitable avoisine 6 THz [3.9] (soit plus de 40 nm aux longueurs d'ondes télécoms :(1530-1580 nm). La Figure 3.2.b représente l'évolution du gain en fonction de la longueur d'onde pour une longueur d'onde de pompe à 1450 nm. Nous remarquons que le gain augmente approximativement de façon linéaire avec l'écart de fréquence entre la pompe et le signal pour atteindre une valeur maximale pour un décalage de 13 THz. Le gain chute ensuite assez rapidement.

Il est possible de décaler la longueur d'onde centrale du gain simplement en modifiant la longueur d'onde de la pompe. Cela permet d'exploiter le gain Raman pour n'importe quelle longueur d'onde, la seule condition étant de disposer d'une pompe adéquate.

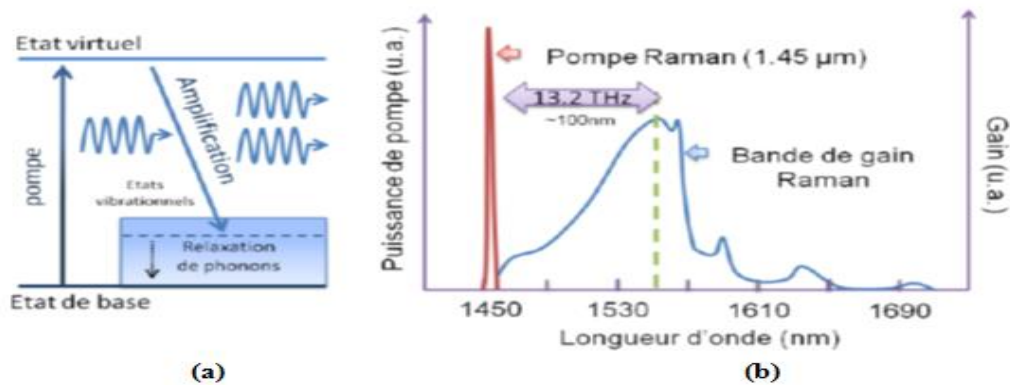


Figure 3.2 : (a) Diagramme représentant les échanges d'énergie intervenant dans le processus amplificateur Raman. (b) Forme spectrale du gain Raman pour une pompe située à 1450 nm [3.12].

Après avoir rappelé le contexte de l'amplification Raman, notre objectif dans ce qui suit concerne le développement d'une source tout optique d'impulsions ultra-courtes à ultra haut débit en exploitant l'application des Similaritons à la compression des impulsions. En effet, quand une impulsion de forte puissance se propage dans une fibre optique à dispersion normale, elle acquiert un chirp presque linéaire de pente positive qui peut être compensé par une fibre à dispersion anormale [3.9]. Pour notre objectif, l'agencement de trois techniques telles que la génération de Similaritons, la compression d'impulsions et la multiplication du débit sont nécessaires pour la génération d'impulsions ultra-courtes à ultra-hauts débits.

3.3. Etude de l'optimisation de l'amplificateur Similariton.

Afin de générer dans l'amplificateur Similariton des impulsions ayant une largeur spectrale maximale, le pompage requis pour cela est copropagatif [3.13]. Le schéma de cet amplificateur est représenté sur la figure (3.3). Un signal gaussien à la longueur d'onde de 1550 nm, provenant d'un laser couplé à un signal pompe continu émis par une diode laser CW à 1450 nm de longueur d'onde sont injectés dans une fibre optique de longueur L à dispersion normale $\beta_2 = 19 \text{ ps}^2/\text{km}$ et à non-linéarité $\gamma = 24.82 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$. L'amplification dépend des paramètres du signal gaussien, de la pompe et de la fibre optique [3.9]. Pour optimiser l'amplification et l'élargissement spectral, nous étudions numériquement l'influence des

paramètres tels que la longueur de la fibre optique, la fréquence de répétition et la largeur temporelle T_{FWHM} du signal d'entrée.

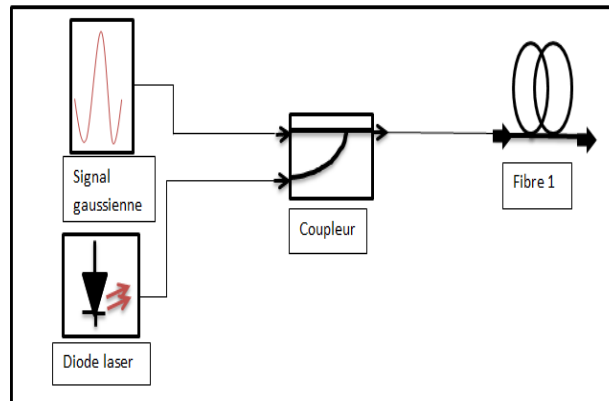


Figure 3.3 : schéma synoptique de l'amplificateur Similariton

3.3.1. Impact de la longueur de la fibre

3.3.1.1. Pour 4 cas de puissances de pompe

Pour une même puissance du signal gaussien (1W) ayant 20 GHz de fréquence de répétition et pour 4 valeurs de puissance de pompe (CW) respectives de 1.5W, 2W, 3W, 4W, la figure 3.4 représente la variation de la largeur spectrale à mi-hauteur du Similariton en fonction de la longueur de fibre.

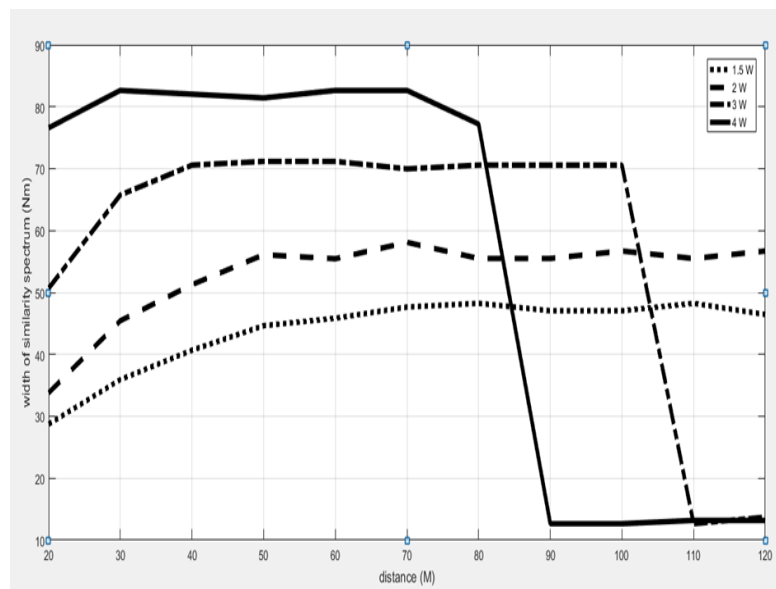


Figure 3.4 : Evolution de la largeur spectrale ΔF_{FWHM} du Similariton en fonction de L (longueur de fibre) pour une fréquence F du signal d'entrée égale à 20 GHz

On remarque quatre niveaux de largeurs spectrales pour les longueurs de fibre adéquates :

- $L \geq 70$ m alors $\Delta\lambda_{FWHM} = 47.69$ nm pour un pompage $P_P = 1.5$ W
- $L \geq 60$ m on a $\Delta\lambda_{FWHM} = 55.49$ nm pour $P_P = 2$ W

- $100 \text{ m} \geq L \geq 40 \text{ m}$ il s'ensuit $\Delta\lambda_{\text{FWHM}} = 70.57 \text{ nm}$ pour $P_P = 3 \text{ W}$
- $L \leq 50 \text{ m}$ et $\Delta\lambda_{\text{FWHM}} = 81.42 \text{ nm}$ pour $P_P = 4 \text{ W}$

On en déduit que l'intervalle en longueur de fibre optique formant un palier en largeur spectrale se réduit de plus en plus avec la croissance de la puissance de pompe et se répercute ainsi sur l'augmentation de l'amplitude du niveau de palier de la largeur spectrale.

3.3.1.2. Pour quatre cas de puissance crête du signal d'entrée.

Pour une fréquence de répétition de 20 GHz, une puissance pompe constante de 2.6 W et pour 4 valeurs de puissance crête du signal gaussien (respectivement : 1W, 2 W, 3 W, 4 W), on varie la longueur de la fibre à partir de 20 m jusqu'à 120 m pour observer la variation de la largeur spectrale correspondante à la sortie de l'amplificateur.

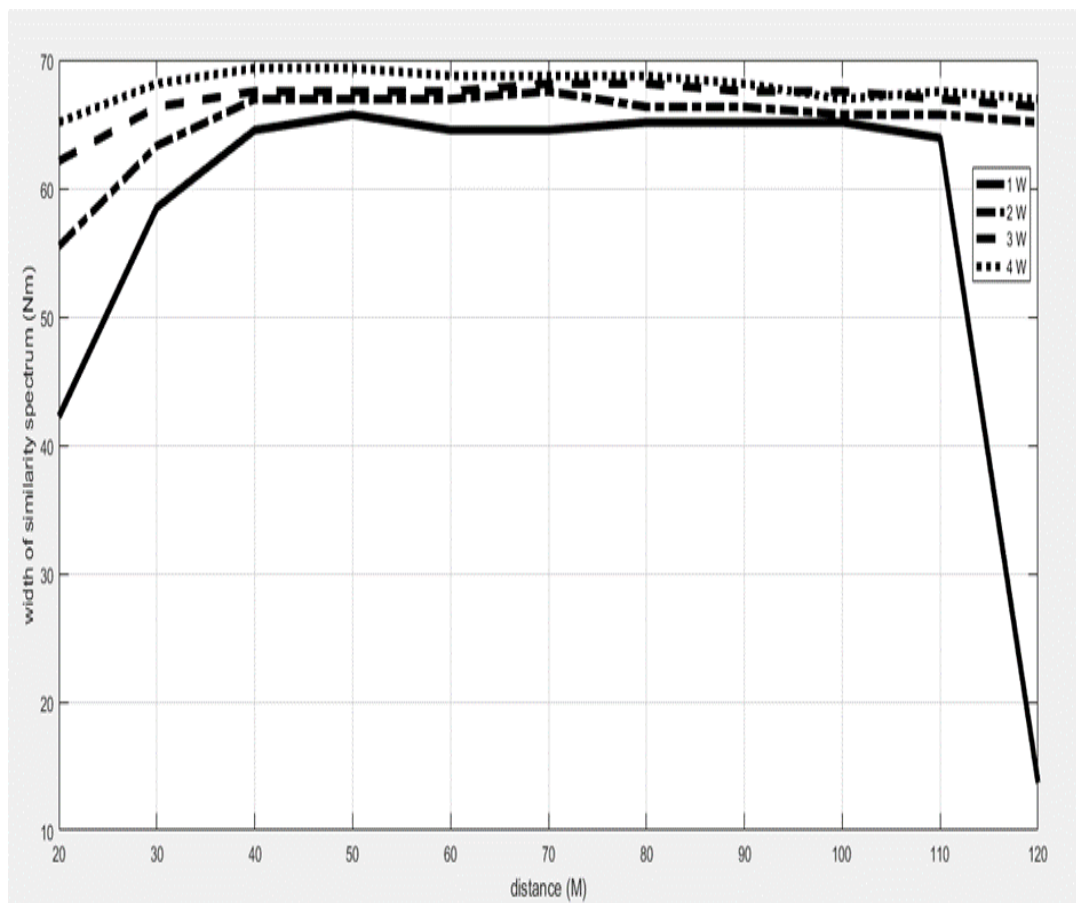


Figure 3.5 : Représentation de la variation de la largeur spectrale en fonction de la longueur de fibre

D'après la figure (3.5), on observe pour une longueur de fibre $L \geq 40 \text{ m}$ trois paliers en largeur spectrale à mi-hauteur ($\Delta\lambda_{\text{FWHM}}$) : 70 nm, 68 nm, 67 nm auxquels correspondent les puissances crêtes du signal d'entrée (respectivement : 4 W, 3 W, 2 W) ; mais pour 1W on a $\Delta\lambda_{\text{FWHM}} = 65 \text{ nm}$ pour une longueur de fibre $110 \text{ m} \geq L \geq 40 \text{ m}$

3.3.2. Effet de l'évolution de la fréquence du signal d'entrée

3.3.2.1. Pour 4 cas de valeurs de puissance de pompe.

Pour chaque puissance de pompage utilisée respectivement (1.5 W, 2 W, 2.6 W, 3 W), avec une longueur de fibre de 30 m et une puissance crête du signal d'entrée gaussien de 1 W, on varie la fréquence de répétition du signal d'entrée de 15 GHz à 30 GHz.

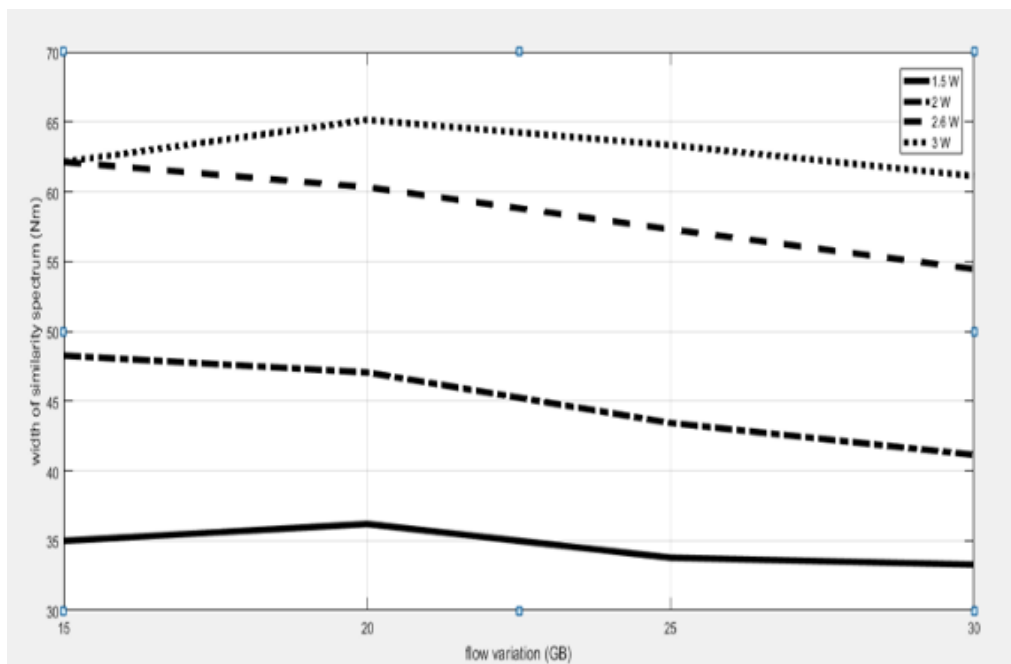


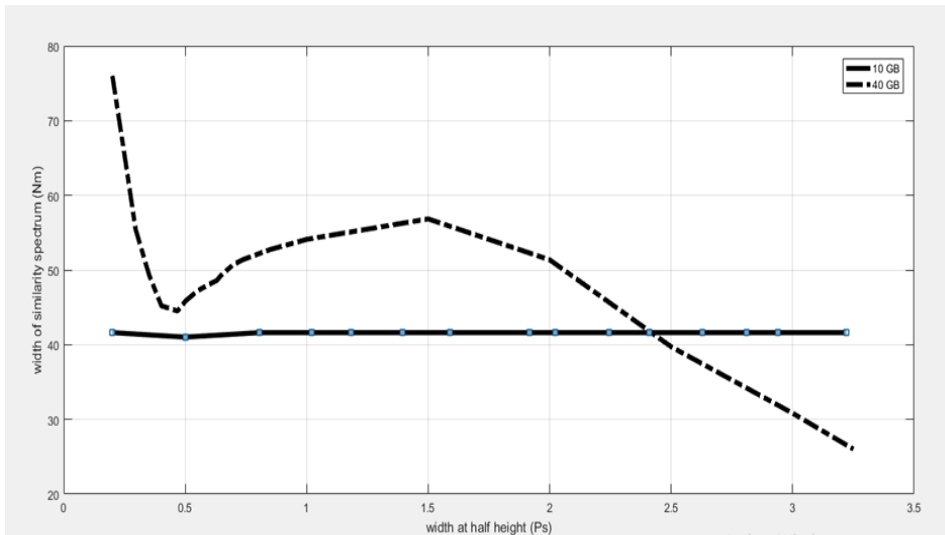
Figure 3.6 : variation de la largeur spectrale en fonction de la fréquence de répétition du signal d'entrée.

Cette figure montre, pour les puissances de pompe $P_p = 3W$, la largeur spectrale initiale $\Delta\lambda_{FWHM} = 62nm$ à mi-hauteur du Similariton augmente jusqu'à $\Delta\lambda_{FWHM} = 65 nm$ lorsque la fréquence de répétition du signal d'entrée s'accroît jusqu'à 20 GHz et puis diminue à 61nm à $F=30 GHz$; mais pour $P_p = 1.5 W$ la largeur spectrale atteint $\Delta\lambda_{FWHM} = 37nm$ à $F=20 GHz$ puis diminue et reste sensiblement constante à $\Delta\lambda_{FWHM} = 33 nm$ pour $25 GHz \geq F \geq 20 GHz$. Par contre, pour la puissance $P_p = 2 W$, la largeur spectrale $\Delta\lambda_{FWHM}$ diminue de 62 nm à 54 nm lorsque la fréquence varie de 15 GHz à 30 GHz. Pour $P_p = 2.5W$, on a $\Delta\lambda_{FWHM}$ qui diminue de 48nm à 42nm quand F varie de 15 GHz à 30GHz.

3.3.3. Influence de la largeur temporelle à mi-hauteur du signal d'entrée

Par variation progressive de la largeur à mi-hauteur du signal d'entrée gaussien de 0.2 ps à 3.25 ps avec une puissance de pompe de 2.6 W et pour les fréquences de répétitions respectives : 10 GHz, 20 GHz, 40 GHz, 80 GHz, on représente à la figure 3.7a et 3.7b la variation de la largeur spectrale du signal de sortie de l'amplificateur.

(a)



(b)

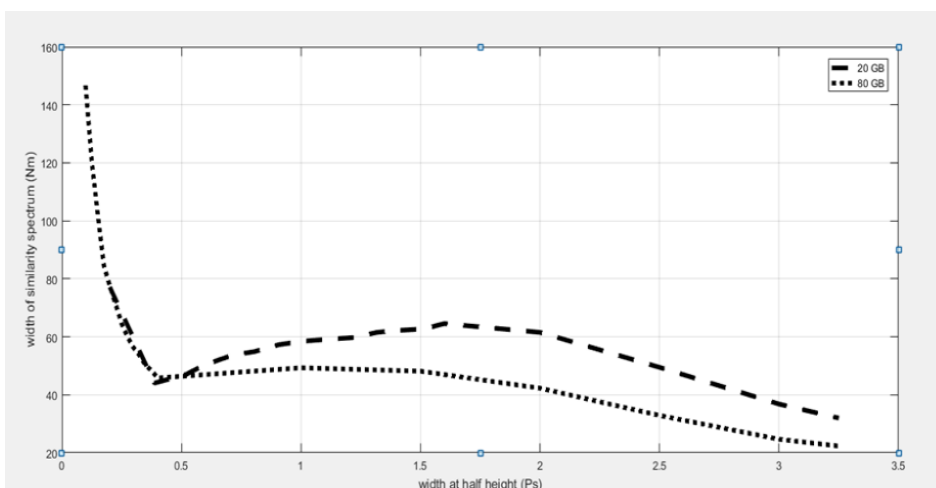


Figure 3.7 : Evolution de la largeur spectrale du Similariton en fonction de la largeur temporelle à mi-hauteur de l'impulsion d'entrée gaussienne ayant les fréquences de répétition suivantes : (a) pour 10 GHz et 40GHz ; (b) pour 20GHz et 80GHz.

La figure 3.7(a) indique que pour la fréquence $F=40$ GHz, lorsque les durées temporelles à mi-hauteur des impulsions d'entrée augmentent de $\Delta T_{FWHM}=0.2$ ps jusqu'à 0.45

ps, la largeur spectrale de la sortie diminue de $\Delta\lambda_{FWHM} = 76$ nm à 44 nm ; puis quand ces durées augmentent jusqu'à $\Delta T_{FWHM} = 1.5$ ps environ, cette largeur spectrale croît jusqu'à $\Delta\lambda_{FWHM} = 56.8$ nm environ puis s'affaiblit de nouveau à $\Delta\lambda_{FWHM} = 26$ nm à $\Delta T_{FWHM} = 3.25$ ps.

Pour la fréquence de 10 GHz la largeur spectrale du signal de sortie reste constante à $\Delta\lambda_{FWHM} = 41.6$ nm de $\Delta T_{FWHM} = 0.2$ ps jusqu'à 3.25 ps.

A la figure 3.7(b), pour la fréquence 80 GHz, on observe pour une augmentation de la durée temporelle à mi-hauteur de l'entrée de $\Delta T_{FWHM} = 0.098$ ps à 0.4 ps, une diminution de la largeur spectrale à mi-hauteur de $\Delta\lambda_{FWHM} = 146.76$ nm jusqu'à $\Delta\lambda_{FWHM} = 45.79$ nm puis s'affaiblit à $\Delta T_{FWHM} = 3.2$ ps avec $\Delta\lambda_{FWHM} = 22.3$ nm

Pour $F = 20$ GHz lorsque la durée impulsionnelle augmente de 0.2 ps jusqu'à 0.39 ps, la sortie de l'amplificateur diminue de 77.2 nm à 44 nm puis augmente à $\Delta\lambda_{FWHM} = 64.5$ nm pour $\Delta T_{FWHM} = 1.52$ ps puis diminue de nouveau jusqu'à 31.96 nm à 3.25 ps.

Discussion : On a observé que pour les impulsions ayant des durées ultra brèves (quelques femto secondes), l'amplification par diffusion Raman est affaiblie. En effet, lorsque la diffusion Raman est utilisée pour l'amplification des impulsions très courtes (durée inférieure à la picoseconde) le caractère polychromatique ne peut être négligé tandis que le temps de réponse Raman du milieu non linéaire s'approche de l'ordre de grandeur de la durée des impulsions. L'amplification Raman est donc perturbée par les autres effets non linéaires [3.10, 3.11]. Pour des durées entre 1.1 ps et 2 ps à la fréquence de 20 GHz, le Similariton considéré subit un élargissement spectral plus large (>60 nm) que les trois autres cas de fréquences de répétition.

3.3.4. Conclusion sur l'optimisation de l'amplificateur

Les résultats obtenus par cette étude nous ont permis de déterminer les paramètres influents suivants pour notre simulation : 3W pour la puissance de pompe, une puissance crête de 1W pour le signal d'entrée à 20 GHz de fréquence de répétition avec $\Delta T_{FWHM} = 1.1$ ps et 30 m de longueur de fibre sont requis pour optimiser l'amplification auto-similaire avec un intervalle spectral le plus large possible.

3.3.5. Résultats numériques après optimisation de l'amplificateur Similariton.

En tenant compte de l'étude précédente, la simulation numérique avec le logiciel Optisystem7 nous donne les résultats représentés sur la figure 3.8.

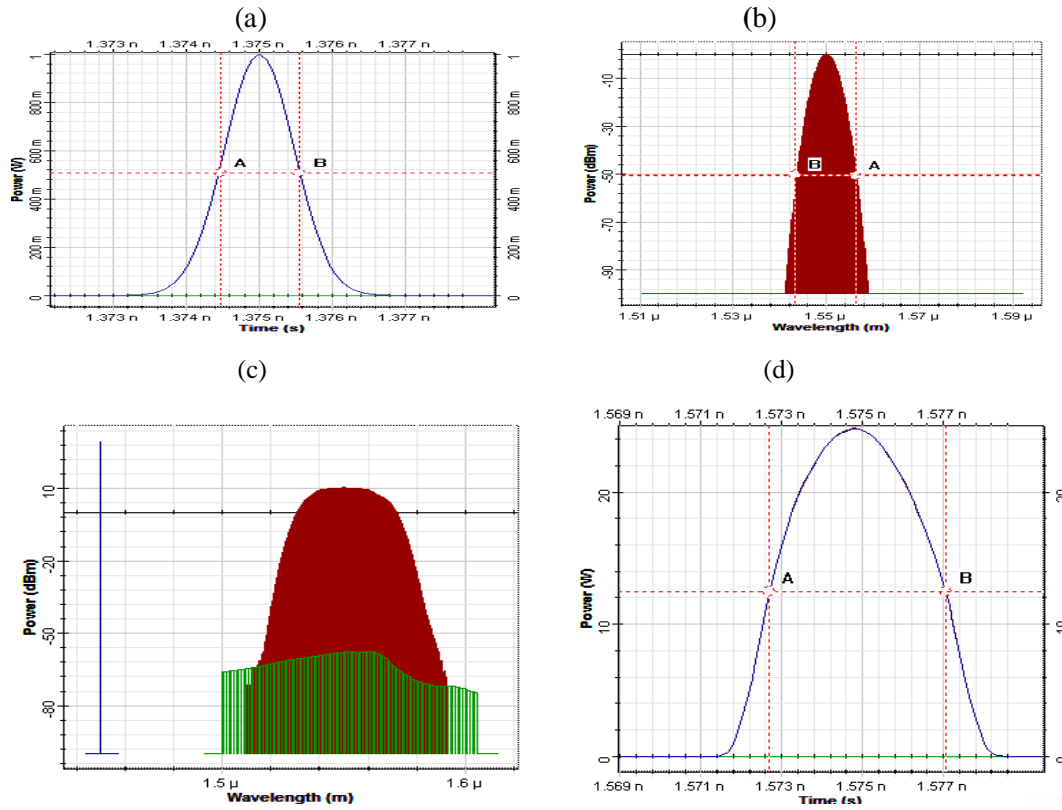


Figure 3.8 : (a) profil d'intensité du signal d'entrée gaussien de largeur temporelle à mi-hauteur $\Delta T_{FWHM}=1.1$ ps ; (b) profil spectral du signal d'entrée gaussien de largeur spectrale à mi-hauteur de $\Delta\lambda_{FWHM}=12.77$ nm ; (c) Profil spectral du Similariton ayant la largeur spectrale à mi-hauteur de $\Delta\lambda_{FWHM}=65.14$ nm ; (d) largeur temporelle à mi-hauteur du Similariton à $\Delta T_{FWHM}=4.39$ ps et $P_c=24.88$ W de puissance crête.

Discussion : Après une propagation dans une fibre de grande non linéarité ($\gamma = 24.82$ $W^{-1} \cdot Km^{-1}$) dans 40 m de longueur de fibre, la largeur spectrale obtenue est cinq fois celle de l'impulsion initiale et une amplification de 25 fois environ la puissance crête du signal d'entrée. L'expansion temporelle du signal de sortie est environ quatre fois celle de l'entrée.

3.4. Compresseur de Similariton

Ce dispositif constitue la deuxième étape (après l'amplificateur Similariton) pour générer des impulsions ultra-courtes. Il est réalisé par la juxtaposition de deux fibres. La fibre 2, de longueur $L=22$ m, de coefficient non linéaire $\gamma = 35.5$ $W^{-1} \cdot Km^{-1}$ avec la dispersion normale $\beta_2=4.8$ ps^2 /km , permet encore l'élargissement spectral lors de l'évolution autosimilaire des impulsions paraboliques. La fibre 3, de longueur $L=5$ m, de coefficient non linéaire $\gamma = 0$ et ayant une dispersion anormale $\beta_2= -91.5$ ps^2 /km , est une fibre à cœur creux (à bande interdite) dont le rôle consiste à comprimer linéairement les impulsions issues de la

fibre 2 [3.12]. Enfin la longueur de la fibre effectuant la compression doit être définie de manière optimale afin que l'impulsion introduite atteigne sa largeur spectrale maximale La présence de bruit dans l'impulsion initiale introduite dans le dispositif de compression doit être la plus faible possible. Le système de compression est sensible à l'instabilité de polarisation [3.13]. Pour cela, le schéma synoptique du compresseur Similariton est représenté sur la figure (3.9). Il comporte deux contrôleurs de polarisation CP et un démultiplexeur en longueurs d'onde WDM pour éliminer les résidus de pompe.

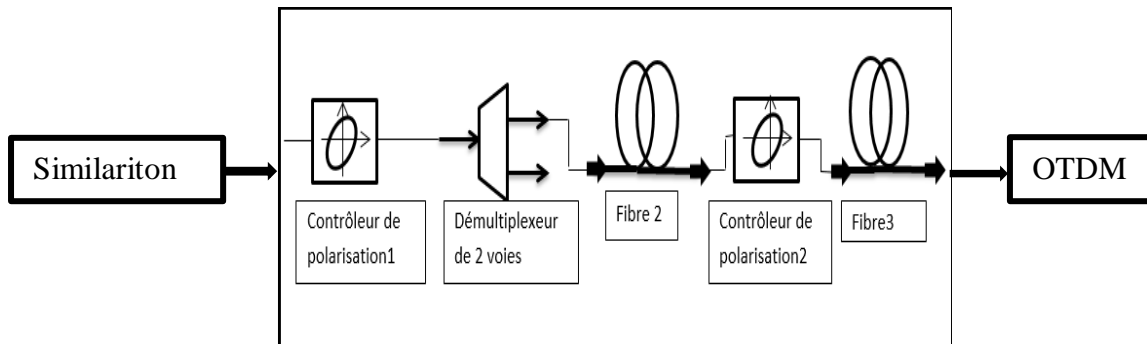


Figure 3. 9 : schéma synoptique du compresseur Similariton situé entre l'amplificateur Similariton et l'OTDM
 Nous donnons ci-après les valeurs des paramètres des fibres optiques utilisées en simulation numérique

Fibres optiques	Dispersion chromatique (β_2) [ps², km⁻¹]	Non-linéarité (γ) [$W^{-1} \cdot km^{-1}$]	Longueur [km]
<i>Fibre 1</i>	19	24.82	0.030
<i>Fibre 2</i>	4.8	35.5	0.022
<i>Fibre 3</i>	-91.5	0	0.005

Tableau 3.1 : Valeurs des paramètres des fibres optiques pour l'amplificateur Similariton et le compresseur

3.4.1. Résultats numériques après compression

La compression est obtenue par la mise en série de la fibre 2 (hautement non linéaire) avec la fibre 3 à bande interdite (cœur creux).

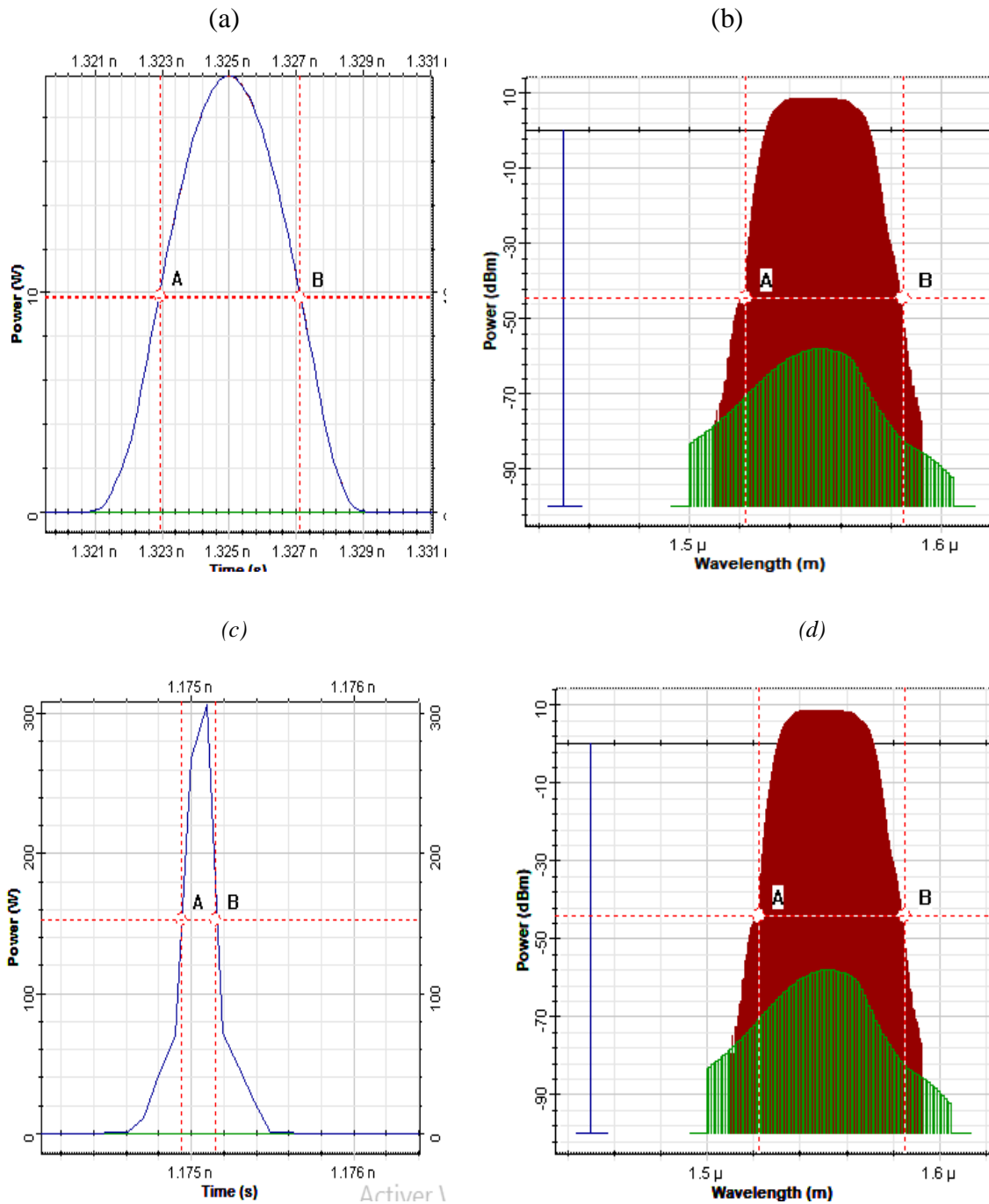


Figure 3.10 : impulsions récoltées à la sortie des deux fibres du compresseur ; fibre 2 : (a) signal de largeur temporelle à mi-hauteur $\Delta T_{FWHM} = 4.22$ ps et de puissance crête $P_c = 20$ W ; (b) largeur spectrale à mi-hauteur $\Delta \lambda_{FWHM} = 63.89$ nm ; fibre 3 : (c) Puissance crête $P_c = 306.7$ W et largeur temporelle à mi-hauteur $\Delta T_{FWHM} = 221$ fs ; (d) largeur spectrale à mi-hauteur $\Delta \lambda_{FWHM} = 61.58$ nm

Discussion : La largeur spectrale délivrée par la fibre 2, hautement non linéaire, est réduite de 1.25 nm par rapport à celle produite par le Similariton en raison de sa dispersion qui n'est pas plate pour l'ensemble du spectre de l'impulsion et la puissance crête est aussi atténuée de 4.88 W car le coefficient d'affaiblissement n'est pas constant pour l'ensemble du spectre délivré par le Similariton [3.12]. Cependant, la compensation linéaire obtenue au cours de la propagation dans la fibre3, a permis la synchronisation de la majorité des composantes spectrales en phase véhiculées dont la résultante, de leurs superpositions, produit la compression temporelle et l'amplification de la puissance crête de l'impulsion à la sortie de la fibre 3. Cette dernière présente donc une largeur temporelle à mi-hauteur $\Delta T_{FWHM}=221$ fs avec une puissance crête de 306.7 W. Ses flancs commencent à s'écarter vers la base à cause du TOD qui tend à devenir non négligeable.

3.5. Multiplication du débit

L'accroissement des demandes de sources d'impulsions optiques ultra-courtes (quelques centaines de femto secondes) à hautes cadences est récurrent dans plusieurs domaines. Ils concernent la métrologie, les analyses biomédicales, le traitement du signal optique, les capteurs et les télécommunications. Ce besoin constant a donc suscité l'intérêt du développement de ces sources à ultra-haut débit.

3.5.1. Multiplexage temporel optique (OTDM) à différentes fréquences de répétition.

Le système OTDM, par un processus d'entrelacement temporel, peut produire des impulsions à très hautes cadences au-delà de la limite de la bande passante permise en électronique (>40 GHz). Pour cela, il faut disposer d'impulsions suffisamment courtes pour permettre l'entrelacement sans ou avec un minimum de chevauchement des impulsions adjacentes [3.14]. Comme expliqué précédemment, l'agencement des techniques utilisées dans notre approche a permis la production d'impulsions auto similaires ayant une largeur temporelle à mi-hauteur de 220 fs avec une puissance crête $P_c=306.7$ W à 1550 nm et cadencées à 20 GHz. Afin de disposer de fréquences de sorties avec taux de répétitions à multiple commun, le dispositif nécessaire pour cela requiert un nombre d'étages égal au nombre de fréquences multiples voulues. Initialement le signal d'entrée à (20 GHz) est injecté dans le premier étage. Chaque étage contient deux coupleurs optiques dont l'un est un diviseur de puissance (1xN) et l'autre est un combineur de puissance (Nx1) reliés entre eux par des lignes à retard optique τ_{km} exprimée ainsi (Figure 3.11).

$$\tau_{km} = (k-1) / (F_{in} \cdot N^{(m)}) = (k-1)\tau_m \quad (3.8)$$

$$\tau_m = 1 / (F_{in} \cdot N^{(m)}) \text{ et } F_{out}^m = (F_{in} \cdot N^{(m)}) \quad (3.9)$$

Avec :

$k = 1 \dots N$, k égal au numero de la ligne à retard consideré et N facteur multiplicatif du taux de répétition introduit par chaque étage

$m = 1 \dots M$, m numéro de l'étage considéré et M nombre d'étages ; F_{in} fréquence initiale

Pour obtenir à la sortie de l'OTDM des fréquences à facteurs multiplicatifs différents, on utilise pour cela le schéma de la figure (3.12) qui comporte un nombre d'étages m égal à celui des différents taux de répétitions à délivrer à la sortie. Dans ce cas de figure le retard optique dépend de l'ordre correspondant de la ligne et de celui de l'étage auquel il appartient. Son expression est donnée par l'équation (3.10).

$$\tau_{km} = (k-1) / (F_{in} \cdot \prod_1^m N_i) = (k-1)\tau_m \quad (3.10)$$

Il vient alors :

$$\tau_m = 1 / (F_{in} \cdot \prod_1^m N_i) \text{ et } F_{out}^m = (F_{in} \cdot \prod_1^m N_i) \quad (3.11)$$

Avec : $k = 1 \dots N_i$, k numero de la ligne à retard consideré et N_i facteur multiplicatif du taux de répétition introduit à chaque étage ; $i = 1 \dots m$, i numéro de l'étage considéré, m nombre d'étages et F_{in} fréquence initiale introduite.

Nous présentons ci-après deux schémas synoptiques OTDM à plusieurs étages. Le premier délivre des fréquences de répétition à facteur multiplicatif commun N^k ($N \in \mathcal{N}$ corps des entiers) ou $k = 1 \dots M$, k désigne le numéro de l'étage de sortie et M le nombre d'étages maximal. Le deuxième émet à la sortie de chaque étage, des cadences de répétition avec facteurs multiplicatifs différents $\prod_1^m N_k$.

Où : N_k indique le coefficient multiplicatif à chaque étage k et m le nombre d'étages maximal

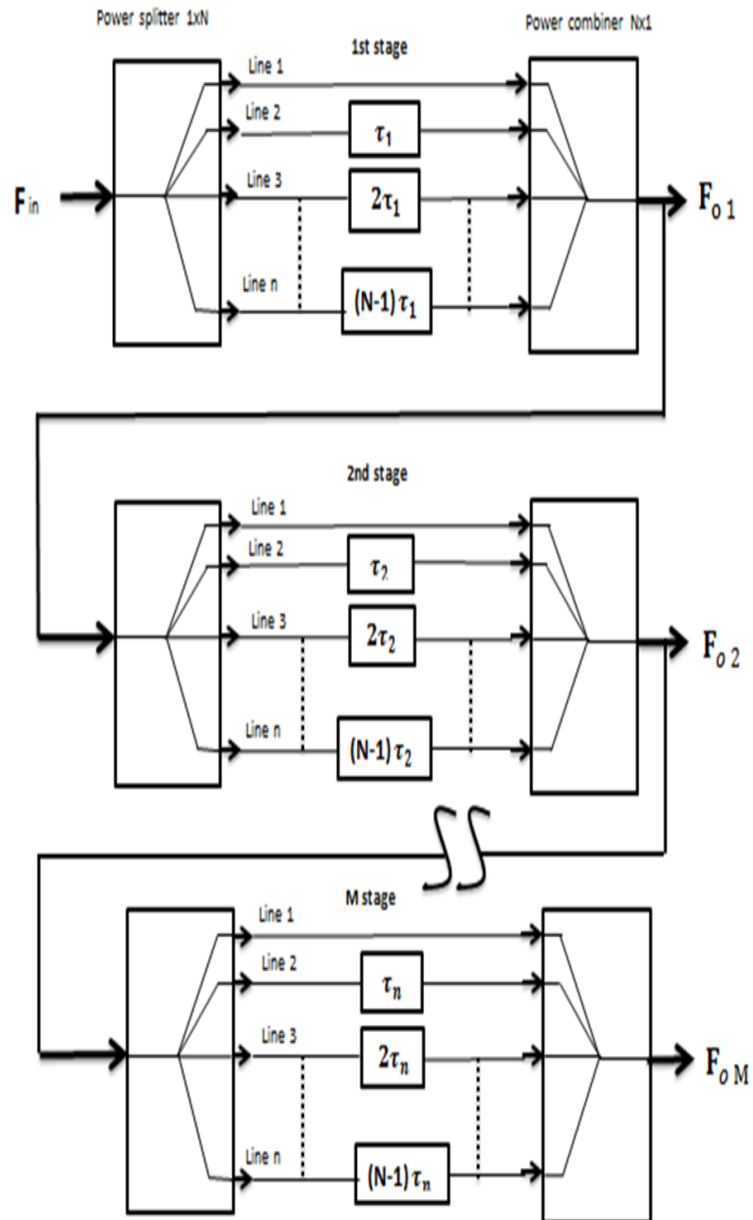


Figure 3.11: Schéma synoptique d'un système OTDM avec sorties à commun multiple des fréquences

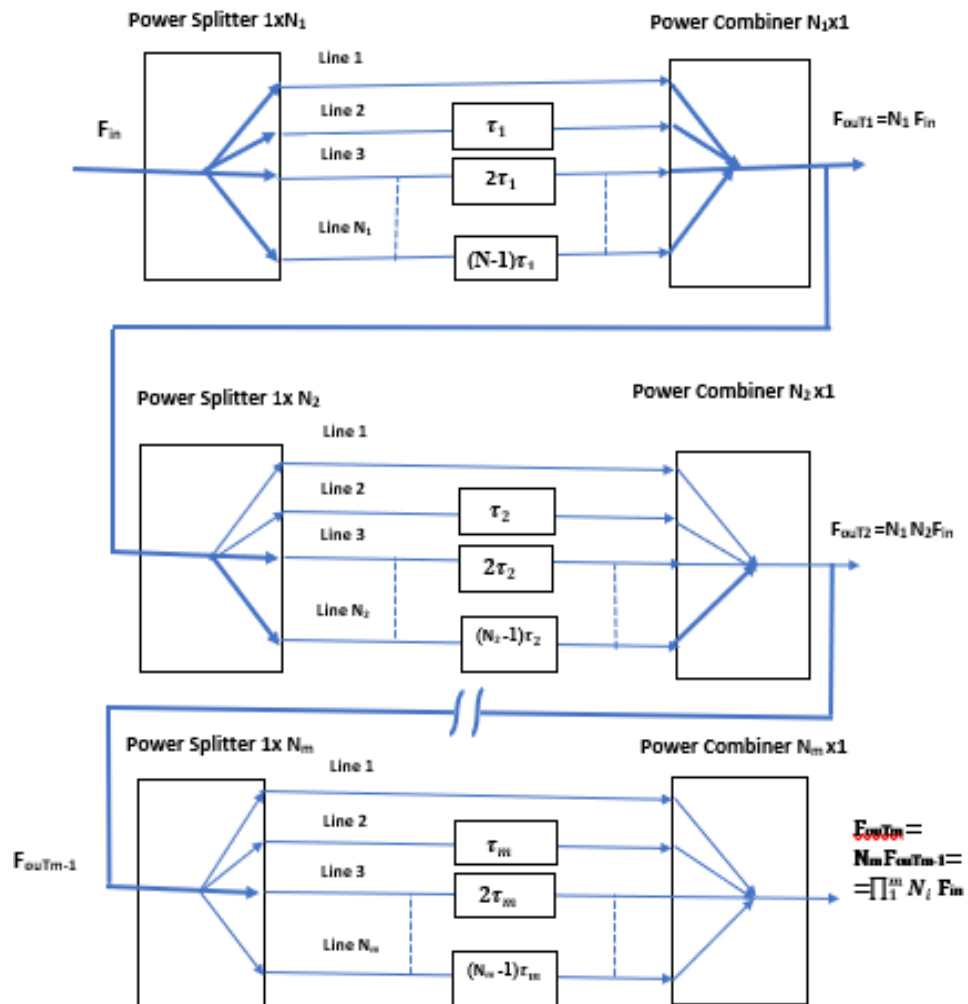


Figure 3.12: **Principe** schématique d'un système OTDM avec sorties à facteurs multiplicatifs différents. de fréquences des fréquences d'entrées

Ce qui suit est la mise en œuvre numérique du dispositif OTDM à 3 étages pouvant délivrer 3 cadences de répétitions élevées (100 GHz 500 GHz et 2.5 THz)

3.5.2. Résultats numériques

La mise en œuvre du logiciel de simulation concernant le système OTDM à sorties multiples, donne les résultats suivants :

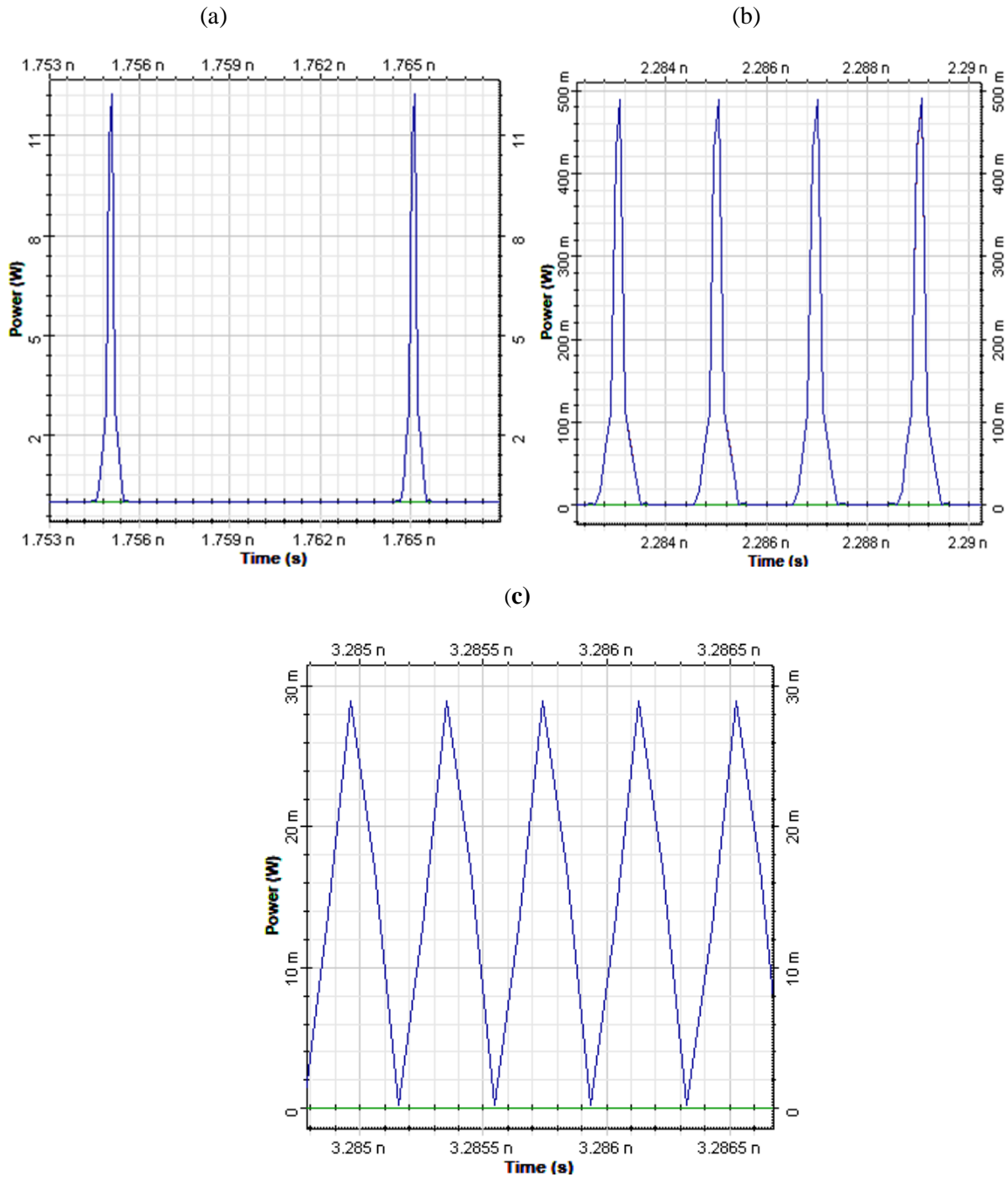


Figure 3.13 : trois sorties à ultra haut débit : (a) Impulsions de puissance crête de $P_c = 12\text{W}$, à la cadence de répétition $F=100\text{ GHz}$ et $\Delta T_{FWHM} = 221\text{ fs}$; (b) Impulsions de $P_c = 480\text{ mW}$ à $F=500\text{ GHz}$ et $\Delta T_{FWHM} = 202\text{ fs}$; (c) Impulsions de $P_c = 29\text{ mW}$, à $F= 2.5\text{ THz}$ et $\Delta T_{FWHM} = 198\text{ fs}$:

Discussion : Dans la figure 12a et 12b le profil des signaux est en sécante hyperbolique tandis que celui de la fig. 12c est triangulaire. On remarque aussi, que les largeurs temporelles à mi-hauteur des impulsions subissent de légères compressions non linéaires supplémentaires à chaque fréquence de répétition délivrée. Cela peut être engendré lors de la propagation dans les lignes à retards optiques des différents étages,

3.5.3. Application en télécommunications

La génération d'impulsions ultra courtes codées binaires est fréquemment utilisée en télécommunications. Pour cela, afin de permettre l'entrelacement sans ou avec un minimum de chevauchement des impulsions adjacentes il faut disposer d'impulsions suffisamment courtes, [3.15]. Le principe de la transformation du train d'impulsions initial en séquences binaires codées puis multiplexées est indiqué sur la figure 3.13.

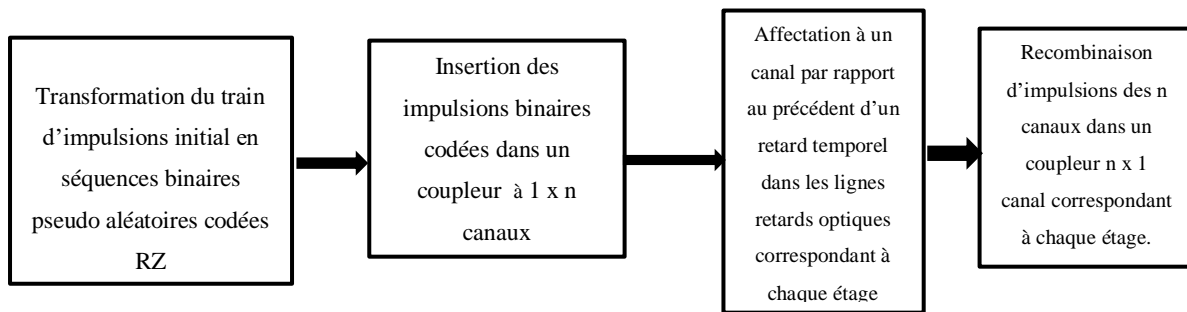


Figure 3.14 : Principe des transformations successives subies par le train d'impulsions initial permettant le codage binaire puis le multiplexage temporel optique (OTDM) à ultra hautes cadences multiples.

La figure (3.14) représente le schéma synoptique pour la génération d'impulsions à ultra-hauts débits binaires par la technique OTDM avec différentes lignes à retard. Les impulsions auto similaires cadencées à 20GHz ayant une largeur temporelle à mi-hauteur de 221 fs sont injectées dans un modulateur d'intensité (LiNbO₃) piloté par une séquence de bits pseudo-aléatoires (PRBS) codées RZ (retour à zéro) OOK. Le modulateur d'intensité délivre des impulsions codées binaires à 20 Gb/s.

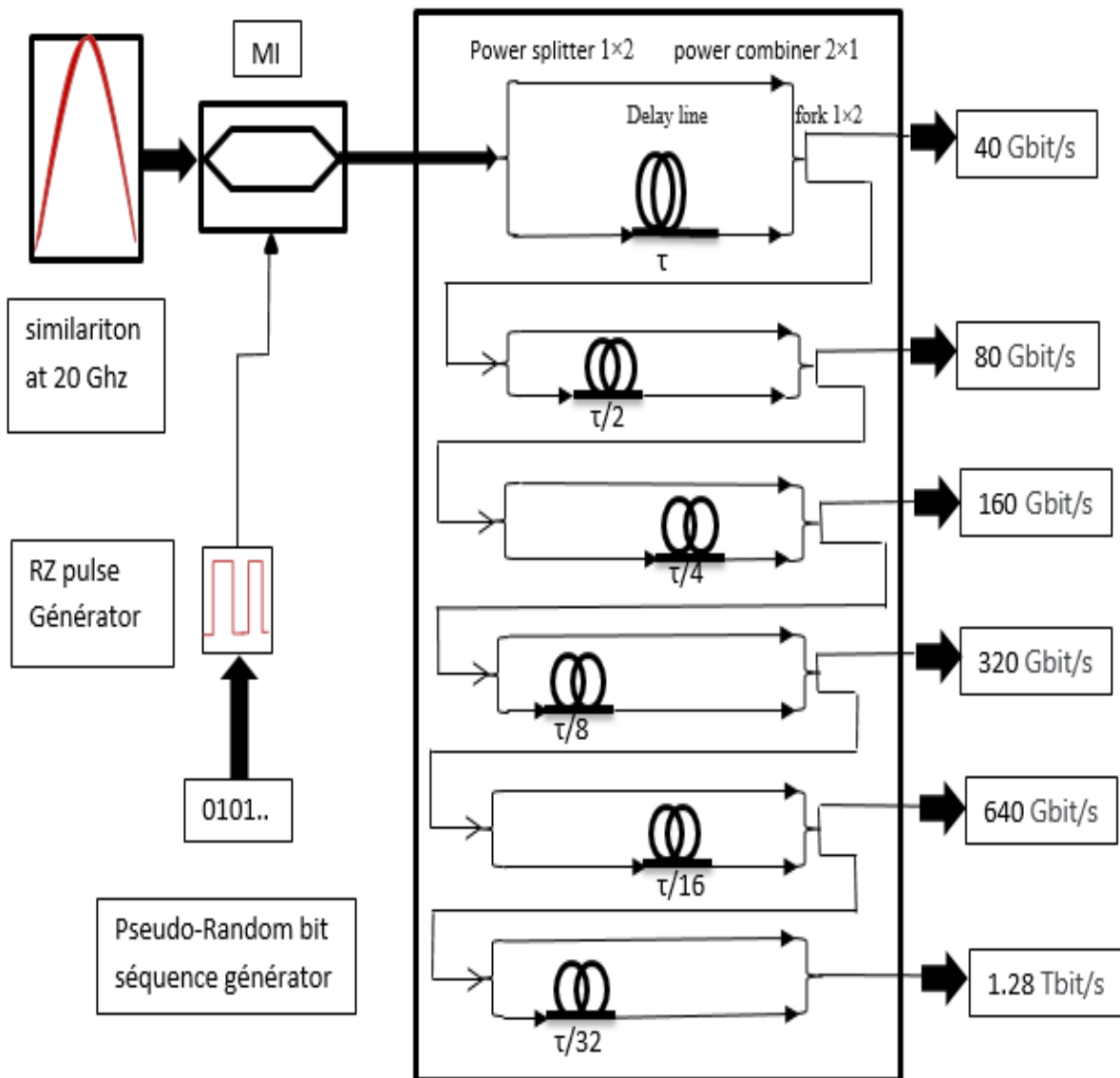


Figure 3.15 : génération de trains d'impulsions ultra-courtes à ultra-hauts débits codées binaires

3.5.3.1. Résultats numériques

Après la simulation numérique du système OTDM nous avons obtenu les résultats suivants :

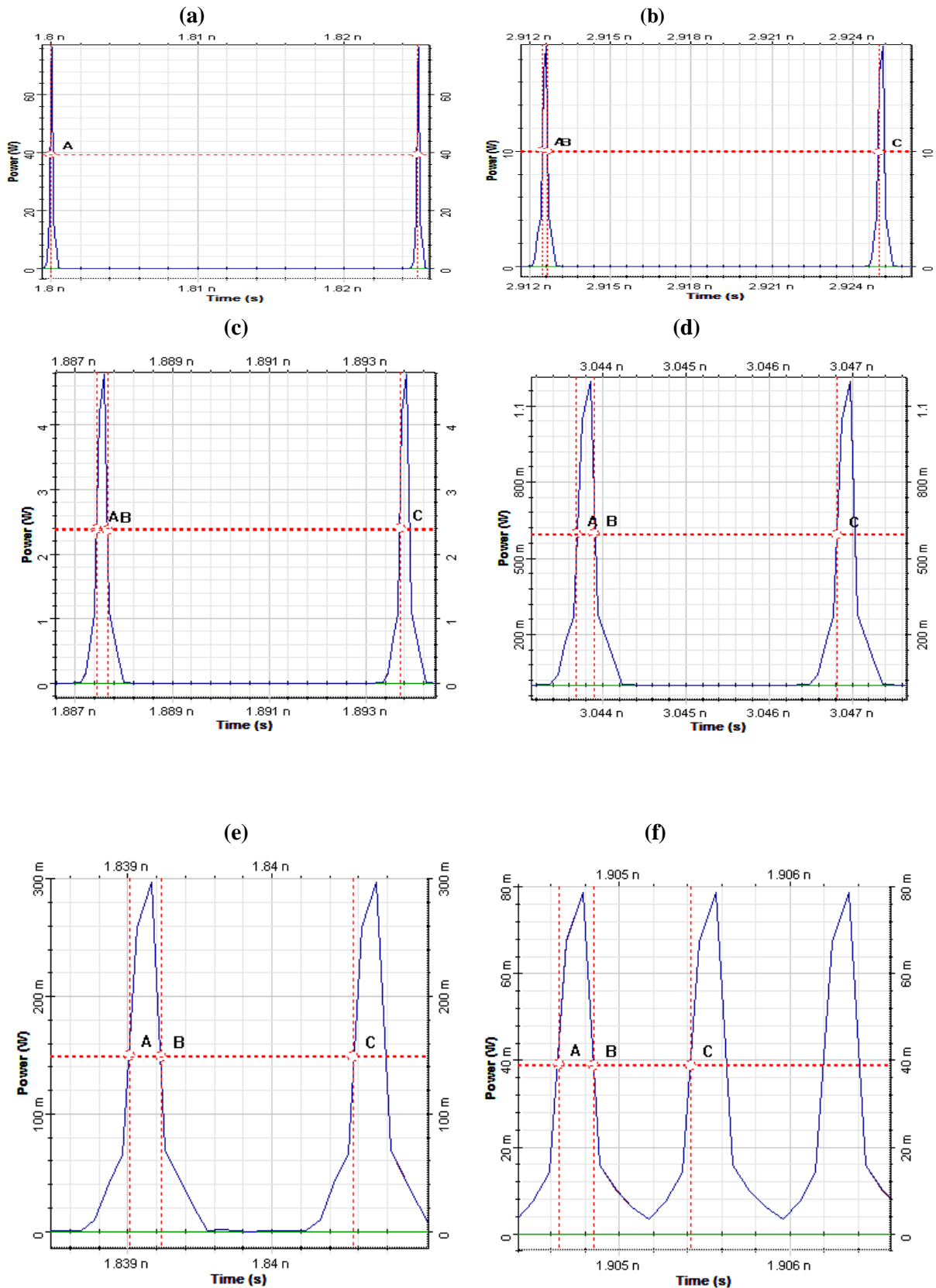


Figure 3.16 : six signaux de sorties à ultra haut débit : a) Impulsions de $P_c = 76.6$ W à un débit binaire $D=40$ Gb/s avec une largeur à mi-hauteur temporelle $\Delta T_{FWHM} = 200$ fs ;(b) Impulsions de $P_c = 19.23$ W à $D=80$ Gb/s et $\Delta T_{FWHM} = 210$ fs ;(c) sortie $P_c = 4.77$ W à $D=160$ Gb/s ;(d) sortie de $P_c = 1.19$ W à $D=320$ Gb/s et $\Delta T_{FWHM} = 212$ fs ;(e) sortie de $P_c = 297$ mW à $D=640$ Gb/s et $\Delta T = 206$ fs ;(f) train d'impulsions $P_c = 78.5$ mW à $D=1.28$ Tb/s et $\Delta T_{FWHM} = 180$ fs.

Discussion : on observe d'après cette figure que les puissances crêtes ainsi que la durée des signaux de sorties diminuent progressivement à mesure que le débit augmente. Cela provient respectivement de la répartition de la puissance crête disponible à chaque totalité d'impulsions délivrées et à la compression temporelle non linéaire obtenue par la série des différentes lignes à retard optique à chaque débit considéré.

3.5.3.2. Synoptique de la source d'impulsions très courtes à ultra-hauts débits binaires

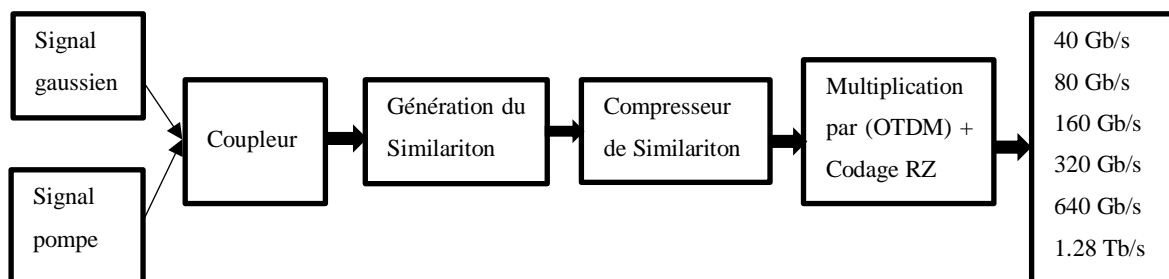


Figure 3.17 : Schéma synoptique du générateur d'impulsions ultra courtes à débits multiples.

D'après ce schéma synoptique, la production d'impulsions ultra courtes à débits multiples, se déroule selon les trois étapes nécessaires suivantes : optimisation de l'amplificateur à Similariton délivrant des impulsions paraboliques qui se répètent identiquement à elles-mêmes spatialement et temporellement. Une impulsion de forte puissance, en régime copropagatif, se propageant dans une fibre optique à dispersion normale, tendra à acquérir un chirp quasi-linéaire de pente positive, Alors, dans une deuxième étape l'utilisation d'une fibre à dispersion anormale permet la réduction de ce chirp pour aboutir ainsi à un montage totalement fibré [3.16]. Pour l'obtention d'une meilleure qualité d'impulsion, l'optimisation des longueurs des différents segments utilisés est alors nécessaire pour réduire l'énergie contenue dans les piédestaux [3.17]. Il est également possible d'utiliser comme élément dispersif des réseaux de diffraction [3.18], des fibres à réseaux de Bragg, un prisme ou bien encore après élargissement spectral produire la compression dans une fibre à cristaux photoniques creuse aboutissant ainsi à des impulsions ultracourtes [3.19]. Cette alternative est prometteuse. En effet, l'impulsion se propageant alors dans l'air contenu dans le cœur creux de la fibre subit faiblement les effets non-linéaires car la non-linéarité de l'air étant plus de 1000 fois inférieure à celle de la silice [3.20]. Une recompression quasi-linéaire peut alors être réalisée, tout en conservant un montage totalement fibré [3.21]. Cette technique a été appliquée à des impulsions Similaritons générées dans un amplificateur Raman [3.22]. Dans ce travail de thèse, pour nos simulations, nous avons utilisé la fibre à dispersion anormale pour comprimer des impulsions provenant d'un amplificateur Similariton optimisé pour réduire les longueurs de tronçons de fibre standards [3.17]. En dernière étape, la multiplication de la fréquence de répétition initiale est obtenue en l'injectant dans le système OTDM conçu pour délivrer des fréquences à commun multiple ou avec facteurs multiplicatifs différents [3.17].

3.6. Conclusion du chapitre

Les méthodes habituelles de modulation d'une source laser continue ne permettent pas de générer des trains d'impulsions cadencées au-delà de la bande passante actuelle de l'électronique limitée à 40 GHz. Ce travail concerne donc la génération toute optique d'impulsions femtosecondes sans piédestal et à très hautes cadences en utilisant la fibre optique conventionnelle comme support. L'application principale des similaritons consiste dans la génération d'impulsions ultracourtes par compensation de leur phase spectrale. Dans le cadre de l'étude numérique préalable du comportement de l'amplificateur à Similariton en configuration copropagative, nous avons déterminé les paramètres d'optimisation de l'amplificateur Similariton et ensuite avec le compresseur utilisé, nous avons généré la génération de trains d'impulsions ultra brèves à haute puissance crête. Nous n'avons pas pu descendre en dessous de cette durée ($\Delta T_{FWHM} = 221$ fs) en raison de la deuxième fibre de compression qui ne présente pas de dispersion plate pour l'ensemble du spectre engendré. En effet pour une durée d'impulsion courte ($\Delta T_{FWHM} < 1$ ps), l'impulsion possède un spectre très large, le terme de dispersion chromatique d'ordre 2 ne peut alors plus être considéré comme constant le long du spectre des impulsions. Il importe alors de tenir compte du terme de dispersion d'ordre 3 qui entre en action et devient un des phénomènes les plus limitatifs. En outre d'autres termes supérieurs peuvent être considérés dans la modélisation.

Nous proposons et validons numériquement la génération toute fibrée, d'impulsions femtosecondes à des débits ultra-hauts et multiples par OTDM de 100 GHz-2.5 THz et son application en télécommunications de 40 Gb/s-1.28 Tb/s par compression des Similaritons. Cependant, les facteurs limitant l'amplification de la puissance que peuvent délivrer ces sources fibrées sont les effets non-linéaires dus au confinement de fortes puissances dans des volumes restreints (SMF). Le chapitre suivant concerne les méthodes alternatives pour éloigner les limitations d'amplification en puissance d'une source « tout fibré » afin de pouvoir répondre aux besoins en puissances très élevées de certaines applications.

3.7. Références du chapitre.

- [3.1] S. Pitois, J. Fatome, and G. Millot, "Generation of a 160-GHz transform-limited pedestal-free pulse train through multiwave mixing compression of a dual-frequency beat signal," *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 19, pp. 1729–1731, 2002.
- [3.2] J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot, "20-GHz-to-1-THz repetition rate pulse sources based on multiple four-wave mixing in optical fibers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 42, no. 10, pp. 1038–1046, Oct. 2006.
- [3.3] H. Fathallah, "Optical CDMA Communications and the Use of OFCs," *Optical Fiber Components: Design and Applications*, H. Hamam, Ed., Research Signpost, Trivandrum, Kerala, India, Jan. 2006, pp. 201–43.
- [3.4] Khadîdja Khelil « Etude de la propagation des impulsions solitoniques modélisée par l'équation de Schrödinger non-linéaire dans les fibres optiques » thèse de doctorat, université d'Annaba, 2020.
- [3.5] B. Kibler, J. Fatome, C. Finot, G. Millot, F. Dias, G. Genty, N. Akhmediev, and J. M. Dudley, "The Peregrine soliton in nonlinear fiber optics", *Nat Phys* 6, 790- 795 (2010).
- [3.6] L. GRAINI, « Applications des similaritons dans les systèmes de télécommunications par fibre optique à très haut débit ». Thèse de doctorat, université d'Annaba, 2017.
- [3.7] International Telecommunication Union, "Recommendation G.652: Characteristics of a single-mode optical fiber and cable," (2016).

Chapitre 3. Génération d'impulsions femtosecondes à ultra-haut débit par compression des Similaritons

- [3.8] Cyril BILLET, « Génération de similaritons optiques dans des amplificateurs à fibres dopées erbium », thèse de doctorat, université de Franche-Comté, 2006.
- [3.9] Christophe FINOT, « Similariton dans les amplificateurs Raman à fibre optique », thèse de doctorat, université de Bourgogne, 2005.
- [3.10] Maxime Hardy, 'Amplification d'impulsions brèves de hautes énergies par effet Raman stimulé dans les fibres optiques', mémoire maître ès Sciences, Québec (Canada) en 2016.
- [3.11] Philippe Rigaud, 'Amplification fibrée multivoie avec décomposition spectrale pour la synthèse d'impulsions femtosecondes, université de Limoges (France) en 2014.
- [3.12] Bertrand Kibler, 'Propagation non linéaire d'impulsions ultracourtes dans les fibres optiques de nouvelles génération', thèse de Doctorat soutenue à l'université de Franche Comté en 2007.
- [3.13] J. M. Dudley, C. Billet, P.-A. Lacourt, R. Ferrière & C. Finot & G. Millot « Propagation autosimilaire et similariton optique » la 9e Rencontre du Non-Linéaire Paris 2006 Publication Date: Mar 8, 2006
- [3.14] I. El. Mansouri, J. Fatome, C. Finot, M. Lintz, and S. Pitois, "All-Fibered High-Quality Stable 20- and 40-GHz Picosecond Pulse Generators for 160-Gb/s OTDM Applications," IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 23, no. 20, pp. 1487-1489, 2011.
- [3.15] Dong Wang, Li Huo, Yunbo Li, Dechao Zhang, Lei Wang, Han Li, Xiangyu Jiang, and Caiyun Lou, "Pedestal-free 25-GHz subpicosecond optical pulse source for 16×25 -Gb/s, OTDM based on phase modulation and dual-stage nonlinear compression", Appl. Opt. **57**, 2930-2934 (2018).
- [3.16] C.J.S. De Matos and J.R. Taylor, *Chirped pulse Raman amplification with compression in air-core photonic bandgap fiber*. Opt. Express, **2005**, vol **13**(8), p. 2828-2834
- [3.17]. Mohamed Okba Saouchi, Kaddour Saouchi, Toufik Hafs, Amar Hamouda, « Generation, based on compression of similariton, of pulses at 100 GHz–2.5 THz and ultra-high bit rates of 40 Gb/s–1.28 Tb/s by OTDM » J. Opt, 26 March 2022
- [3.18] W.J. Tomlinson, R.H. Stolen, and C.V. Shank, *Compression of optical pulses chirped by self-phase modulation in fibers*. J. Opt. Soc. Amer. B, **1984**, vol **1**(2), p. 139-149.
- [3.19] T. Südmeyer, F. Brunner, E. Innerhofer, R. Paschotta, F. Furuwasa, J.C. Baggett, T.M. Monro, D.J. Richardson, and U. Keller, Nonlinear femtosecond pulse compression at high average power levels by use of a large-mode-area holey fiber. Opt. Lett., **2003**, vol **28**(20), p. 1951-1953.
- [3.20] R.F. Cregan, B.J. Mangan, J.C. Knight, T. Birks, J.S. Russel, P.J. Roberts, and D.C. Allan, *Single-mode photonic band gap guidance of light in air*. Science, **1999**, vol **285**, p. 1537-1539.
- [3.21] C.J.S. De Matos, J.R. Taylor, T.P. Hansen, K.P. Hansen, and J. Broeng, *All-fiber chirped pulse amplification using highly-dispersive air-core photonic bandgap fiber*. Opt. Express, **2003**, vol **11**(22), p. 2832-2837.
- [3.22] C. Billet, J.M. Dudley, N. Joly, and J.C. Knight, *Intermediate asymptotic evolution and photonic bandgap fiber compression of optical similaritons around 1550 nm*. Opt. Express, **2005**, vol **13**(9), p. 3236-3241.

Sous titres du chapitre 4

4-1. Introduction

4-2. Fibres à large aire modale à saut d'indice

4.3. Fibre à large aire modale à cristaux photoniques

4.4. Combinaison cohérente par superposition de faisceaux

4-5. Simulation numérique

4.6. Conclusion du chapitre

4.7. Références du chapitre

Chapitre 4. Amplification d'impulsions femtosecondes à hautes cadences par combinaison de faisceaux

4-1. Introduction

L'apparition de la technologie des lasers à impulsions est accueillie comme un prodigieux outil permettant d'améliorer la compréhension de nombreux événements naturels effectués aux temps très courts. Cela a entraîné les efforts de recherche à se déployer sur la génération d'impulsions de plus en plus courtes.

Dans le domaine industriel, la réduction de la largeur temporelle des impulsions lumineuses à haute puissance réduit thermiquement le volume de l'enceinte touchée et diminue ainsi l'augmentation de la chaleur du matériau lors de la procédure d'usinage des pièces [4,1]. Cela corrige l'exactitude du processus de façonnage des surfaces et des perçages. En chirurgie médicale, l'utilisation d'impulsions femtosecondes réduisant le rayonnement d'effet thermique, diminue la destruction des cellules situées au contour du volume de l'enceinte affectée et augmente ainsi l'exactitude des traitements. Le raccourcissement de la durée temporelle des impulsions est donc favorisé dans beaucoup de domaines. Cependant, certaines applications industrielles nécessitent l'emploi d'impulsions à haut taux de répétition pour accroître la rapidité et la productivité des procédés. Pour cela, la cadence des impulsions doit être optimisée [4.1]. Les sources d'impulsions sans cavité sont des systèmes à fibre qui, tout au long de sa longueur, dissipe très vite l'énergie thermique du milieu amplificateur par échange de la chaleur entre l'air ambiant et leur grande surface commune. Elles peuvent donc générer de fortes puissances moyennes sans avoir recours à un système de refroidissement [4.2]. En plus, grâce à leur propriété de guidage, ces sources fibrées permettent d'obtenir des faisceaux de très bonne cohérence spatiale en sortie et trouvent ainsi leurs places dans de nombreux domaines d'applications. Cependant, la progression d'un faisceau lumineux intense dans le volume très restreint du cœur d'une fibre optique peut avoir des répercussions négatives sur ce faisceau [4.3]. En effet, l'enfermement d'un champ électrique intense dans la section de guidage très limitée tout en longeant de grandes longueurs d'interférences, entraîne la génération d'effets non-linéaires qui réduisent l'amplification des impulsions ultra courtes. Pour repousser ces limitations, nous effectuons dans ce chapitre l'amplification par superpositions constructives de plusieurs faisceaux lumineux véhiculant ces impulsions. La résultante de la totalité de ces faisceaux est recueillie dans une fibre optique à saut d'indice dont la section du cœur est élargie pour contourner l'apparition des effets restrictifs à l'amplification lors de l'interaction du champ optique avec le milieu de propagation.

4.2. Fibres à large aire modale à saut d'indice

Les équations provenant de l'équation d'onde régissant la répartition transversale du champ optique sont à coordonnées polaires [4.4].

$$\Psi(\varphi) = \Psi_0 \begin{cases} \cos(m\varphi) \\ \sin(m\varphi) \end{cases} \quad (4,1)$$

$$r^2 \left[\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right] + (r^2 [k_0^2 n^2(r) - \beta^2] - m^2) T = 0 \quad (4.2)$$

$T(r)$: Représente la distribution transverse du champ guidé, $k_0^2 = \frac{\omega^2}{c^2}$

$\Psi(\varphi)$: Répartition angulaire du champ guidé

$n(r)$ prend les valeurs correspondant à la structure de la fibre optique représentée sur la coupe transversale du guide indiquée sur la figure (4.1).

$$n(r) = \begin{cases} n_c & r < a \quad \text{dans le cœur} \\ n_g & r > a \quad \text{dans la gaine} \end{cases} \quad (4.3)$$

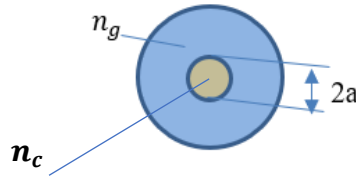


Figure 4.1. Coupe transversale d'une fibre à saut d'indice (SMF) : a rayon du cœur, n_c indice de réfraction du cœur, n_g celui la gaine optique

On définit les constantes de propagation transverses normalisées U (dans le cœur) et W (dans la gaine) et la fréquence normalisée (V) ainsi :

$$U = a\sqrt{[k_0^2 n_c^2 - \beta^2]}, \quad W = a\sqrt{[\beta^2 - k_0^2 n_g^2]}, \quad V = k_0 a \sqrt{[n_c^2 - n_g^2]} \quad \text{et} \quad V^2 = U^2 + W^2 \quad (4.4)$$

Par substitution des constantes de propagation transverses dans les équations (4.1) et (4.2) nous pouvons écrire les équations suivantes [4.4] :

$$\text{si } 0 < r < a \quad \left[r^2 \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + r \frac{\partial T}{\partial r} \right] + \left(\frac{r^2}{a^2} U^2 - m^2 \right) T = 0 \quad (4.5)$$

$$\text{si } r > a \quad \left[r^2 \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + r \frac{\partial T}{\partial r} \right] - \left(\frac{r^2}{a^2} W^2 + m^2 \right) T = 0 \quad (4.6)$$

L'équation de Bessel (4.5) a pour solution :

$$T(r) = T_0 J_m \left(U \frac{r}{a} \right) \quad (4.7)$$

L'équation de Bessel (4.6) a pour solution :

$$T(r) = T'_0 K_m \left(W \frac{r}{a} \right) \quad (4.8)$$

Où : $J_m \left(U \frac{r}{a} \right)$ est la fonction de Bessel de première espèce d'ordre m et $K_m \left(W \frac{r}{a} \right)$ est la fonction de Bessel modifiée de deuxième espèce d'ordre m . De la condition de continuité à l'interface cœur/gaine de $F(r, \varphi)$ à $r = a$, résulte :

$$T_0 J_m(U) = T'_0 K_m(W) \quad (4.10)$$

La solution globale de l'équation des composantes transverses :

$$F(r, \varphi) = \begin{cases} 0 < r < a & T_0 J_m(U \frac{r}{a}) \\ r > a & T_0 \frac{J_m(U)}{K_m(W)} K_m(W \frac{r}{a}) \end{cases} \begin{cases} \cos(m\varphi) \\ \sin(m\varphi) \\ \cos(m\varphi) \\ \sin(m\varphi) \end{cases} \quad (4.11)$$

Le caractère uni ou multimodal de la fibre est déterminé par la valeur de la fréquence normalisée V qui dépend du diamètre de cœur ($2a$), de l'ouverture numérique (ON) et de la longueur d'onde du signal propagé dans la fibre ($k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$).

Les conditions de continuité égalisant les composantes du champ électromagnétique (champs E et H) à l'interface cœur /gaine, obtenues à partir des équations de Maxwell, entraînent l'équation caractéristique suivante [4.4] :

$$U \frac{J_{m-1}(U)}{J_m(U)} = -W \frac{K_{m-1}(W)}{K_m(W)} \quad (4.12)$$

A chaque valeur m de cette équation caractéristique lui correspond dans la fibre n modes guidés qui vérifient l'équation (4.12) et sont notés par LP_{mn} (Lineairement polarisés). La fréquence de coupure est la plus petite valeur de V auquel correspond les modes LP_{mn} transmis par la fibre. Pour la propagation dans le cœur de la fibre, la constante de propagation W est nulle et alors la valeur de V est U (Equation 4.4). De l'équation 4.12, nous avons :

$$V_c \frac{J_{m-1}(V_c)}{J_m(V_c)} = 0 \quad (4.13)$$

Donc pour cette équation deux solutions :

-La première solution $V_c = 0$ et $J_{m-1}(V_c) \neq 0$ est vérifiée uniquement pour $m=0$, la fréquence de coupure est nulle (fonction Bessel J_{-1}) et correspond uniquement au mode fondamental LP_{01}

-la deuxième solution $J_{m-1}(V_c) = 0$ et $V_c \neq 0$, cette solution convient pour $m=1$ et $V_c = 2.405$ qui est celle du mode LP_{11} . La fibre est donc monomode pour une fréquence de coupure normalisée $V_c < 2.405$. Au-dessus de cette valeur d'autres modes peuvent se propager tels que (LP_{11} , LP_{02} ...). La fibre est dite alors multimodale. A Chaque mode LP_{mn} lui correspond transversalement une répartition énergétique ; m désigne la moitié du nombre de pétales et n le nombre de couronnes. Le mode fondamental a la particularité de répartir spatialement l'énergie portée selon une fonction presque gaussienne. Environ 70% de l'énergie lumineuse est transportée par le cœur monomode (diamètre $\phi = 10$ à $15 \mu m$) contenu par le plus faible volume de la fibre. Pour repousser les effets non linéaires qui empêchent la fibre d'atteindre la puissance maximale accessible, il est nécessaire de diminuer le confinement énergétique à l'intérieur du cœur de la fibre. Afin de réduire le confinement de l'énergie de l'impulsion dans le cœur, il est nécessaire d'augmenter le diamètre du cœur de la fibre tout en maintenant le caractère monomodal. Cela entraîne une réduction de la différence d'indice entre le cœur et celui de la gaine aboutissant à une différence d'indice limitée à 10^{-3} obtenue en ajoutant des composants qui réduisent la différence d'indice [4.5]. Il en résulte que l'augmentation du

diamètre du cœur de la fibre monomode à saut d'indice jusqu'à une certaine limite fait basculer le mode au caractère multimodal à cause de la limitation de la différence d'indice (10^{-3}). Pour repousser cette restriction indicielle et pouvoir augmenter le diamètre du cœur, la fibre légèrement multimodale doit être forcée à fonctionner en mode monomodal. A cause de la grande taille du cœur, ces fibres optiques sont appelées 'fibre à larges aires modales'.

Le procédé consiste à utiliser une fibre légèrement multimodale pour lui faire subir des pertes en courbant sa longueur de manière à favoriser, en cours de propagation, le caractère monomodal de la fibre considérée. L'application de cette technique à une fibre à saut d'indice multimodale avec un diamètre de cœur de $40\ \mu\text{m}$ et une puissance de $1.38\ \text{kW}$, par imposition d'un rayon de courbure de $10\ \text{cm}$ à la fibre pour filtrer des modes d'ordres supérieurs, le mode unimodal est favorisé avec une bonne qualité de faisceau [4.6]. Les pertes subies par l'utilisation de ces fibres sont importantes. Elles sont repoussées par l'emploi de fibres qui sont décrites dans ce qui suit.

4.3. Fibre à large aire modale à cristaux photoniques (PCF de l'anglais Photonics Crystal Fiber)

Elles sont pour la plupart des cas les fibres micro-structurées pouvant être à cœur creux ou cœur plein. Les fibres à cristaux photoniques se distinguent par le mécanisme de guidage associé.

4.3.1. Fibres micro-structurées à guidage de la lumière par réflexion totale

Une fibre micro-structurée est constituée d'une répartition spatialement périodique de trous d'air dont un ou quelques trous sont remplacés par des cœurs après introduction d'un ou quelques barreaux de silice pure ou dopé aux ions terres rares. La zone ainsi modifiée à un indice légèrement plus élevé que l'entourage et fonctionne selon le rôle d'un ou plusieurs cœurs de la fibre servant de guide au signal (Figure 4.2). La zone contenant la répartition périodique des trous d'air autour du cœur joue le rôle de gaine qui a subi par cette structure la réduction de son indice effectif. La structure air/silice dans la gaine permet d'obtenir un indice effectif ($n_{eff} = \frac{\beta}{k_0}$), qui dépend du diamètre des trous d'air, de leurs espacements, du rapport entre la longueur d'onde et l'espacement des trous d'air. Le guidage des fibres micro-structurées est obtenu par réflexion totale interne semblable à celui de la fibre à saut d'indice. La répartition spatiale des barreaux de cœur permet de distribuer l'énergie dans chaque amplificateur pour réduire le confinement de l'impulsion et minimiser les effets non-linéaires.

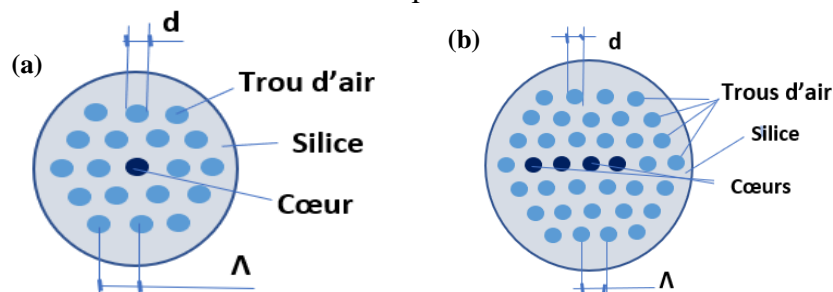


Figure 4.2 : représentation de la coupe transversale d'une fibre micro-structurée, a) un cœur en bleu foncé. Les trous d'air en bleu clair de diamètre d et espacés d'une distance Λ ; b) fibre micro-structurée à 4 cœurs en bleu foncé.

L'indice du cœur est plus élevé que l'indice moyen du milieu environnant qui est la gaine à cause de la répartition périodique de trous d'air. Le guidage de la lumière se fait par réflexions

successives comme dans une fibre normale. Le nombre de modes se propageant dans le cœur de la fibre est déterminé par le choix adéquat du diamètre des trous d'air et de leurs espacements. Un bon choix de ces paramètres permet de réaliser une fibre ayant une différence d'indices inférieure à 10^{-4} [4.7]. La fréquence normalisée pour les fibres micro-structurées est [4.4] :

$$V_{PCF} = \frac{2\pi \cdot \Lambda}{\lambda} \sqrt{n^2 - n_{\text{eff}}^2} \quad (4.15)$$

Avec n_{eff} l'indice effectif de la gaine (air/silice), et Λ la distance entre deux trous d'air. Les fibres PCF (fibre à cristaux photoniques) conservent un caractère monomode, tant que leurs fréquences normalisées $V_{PCF} < \pi$. Grâce à ces fibres, un accroissement important du diamètre du mode fondamental allant jusqu'à $100\mu\text{m}$ est propagé [4.8]. Ces fibres ont permis la réduction de la densité énergétique de l'impulsion à l'intérieur du cœur. Ainsi les limitations fixées par les effets non linéaires sont éloignées et l'amplification est renforcée pour une extraction de la puissance maximale accessible à la sortie de l'amplificateur.

4.3.2. Fibre micro-structurée à guidage par effet de bande interdite

Dans les fibres à bande interdite photonique, le guidage de la lumière s'effectue dans le cœur entouré par une sorte de miroir de Bragg cylindrique engendré par une structure radiale indicielle en forme de peigne périodique empêchant ainsi la propagation du signal selon la direction perpendiculaire à l'axe de la fibre [4.9]. Cette répartition radiale périodique joue le rôle de gaine à bande interdite, entraînant ainsi une propagation dans le cœur de la fibre pour une bande de longueurs d'ondes prédéfinies par un phénomène dit anti résonnant. Le confinement de l'onde propagée s'effectue dans le cœur de la fibre (Figure 4.3)

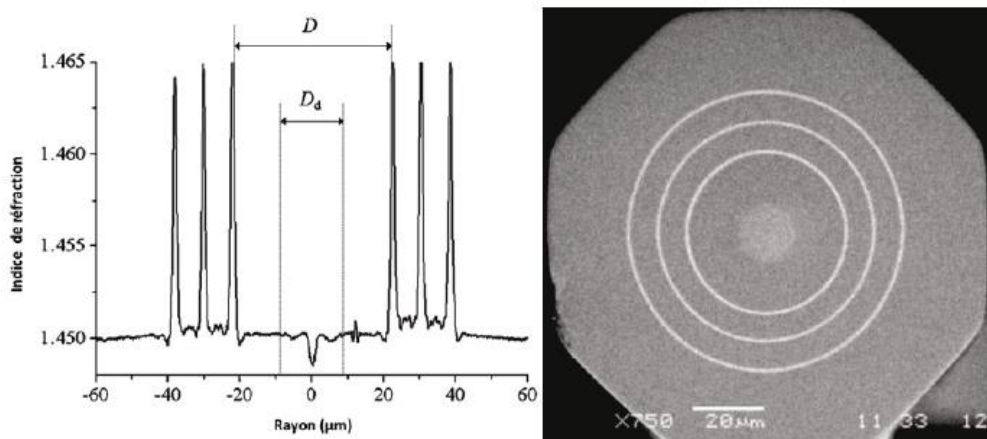


Figure 4.3. Vues de la fibre micro-structurée à bande interdite : (a) variation de l'indice en fonction de la distance radiale de la fibre ; D_d : diamètre dopée Yb^{3+} ; D : diamètre du cœur ; (b) : photo de la vue de face de la fibre ou les couronnes blanches correspondent aux zones à fort indice. [4.10].

Par ce qui précède nous avons vu les différentes fibres à large aire modale permettant d'augmenter les surfaces d'interaction entre l'énergie de l'impulsion et le cœur de la fibre pour éloigner les seuils d'apparition des effets non linéaires. Grâce à ces fibres, de fortes densités de puissance peuvent donc être transportées sans endommager le matériau de la fibre. Dans ce qui suit nous nous intéressons à l'amplification d'impulsions femtosecondes qui rencontrent les limitations lors de l'amplification.

Les impulsions très courtes disposent d'un large spectre dont chaque composante du spectre doit être amplifiée d'une manière homogène pour pallier à l'effet du rétrécissement spectral par le gain. Pour éloigner les limitations provoquées par ces effets et renforcer l'amplification pour une montée en puissance crête, nous effectuons l'amplification des impulsions par combinaison de faisceaux disposés sur de voies parallèles adjacentes (ou bras) associées par proximité [4.3]. Cette procédure est dite combinaison cohérente si le contenu spectral des différents bras du combineur est similaire et il y a alors une relation de phase entre les différents champs représentés par ces bras. Dans le cas où les composantes spectrales diffèrent entre les bras et qu'il n'existe pas de relation de phase stable entre elles, c'est une combinaison incohérente.

4-4. Combinaison cohérente par superposition de faisceaux

Afin de répondre à ce besoin de la montée puissance, la combinaison de faisceaux sans division spectrale et sans amplificateur, est utilisée. La résultante de cette combinaison est conforme alors à une addition des puissances des différents faisceaux. C'est une architecture sans amplificateur pour contourner les non linéarités tels que le rétrécissement spectral par le gain, l'effet Brillouin qui limitent aussi la puissance maximale accessible pouvant être obtenue en sortie d'une source d'impulsions à fibre monomode et l'apparition du troisième ordre de dispersion (TOD) qui déforme l'impulsion. Cette technique, consiste à superposer les faisceaux parallélisés émis par des sources cohérentes « tout fibré » associées par proximité. L'addition de la totalité des faisceaux par interférences constructives permet l'amplification de ces impulsions femtosecondes véhiculées par ces faisceaux (figure 4.4). La puissance recombinaison correspond alors à une addition des puissances des différents faisceaux.

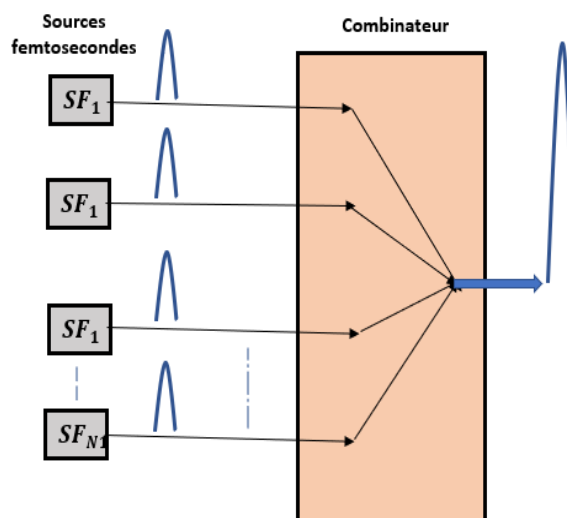


Figure 4.4 : Schéma synoptique de la combinaison de faisceaux cohérents par superposition.

4.5. Simulation numérique

Pour contourner les limitations rencontrées en termes de puissances maximales extractibles avec une seule source à fibre, la combinaison de faisceaux émis par plusieurs sources fibrées représente une solution de choix remplaçant les techniques fibrées d'amplification à voie unique

Dans cette simulation, nous faisons la combinaison cohérente des faisceaux de quatre sources identiques à celle développée au chapitre précédent (figure 4.5) [4.11].

Ces sources d'impulsions « tout optique » génèrent des impulsions avec des largeurs temporelles $\Delta T_{FWHM} = 217$ fs de puissance $P_c = 280$ W à des cadences de répétitions de 20 GHz et de 80 GHz, à une longueur d'onde centrale $\lambda_0 = 1550$ nm. La largeur spectrale à mi-hauteur de l'impulsion est $\Delta F_{FWHM} = 55.7$ nm. Le profil spectral maximal a une largeur plate de 17.5 nm La longueur d'onde centrale délivrée peut être réglée de 1541.36 à 1558,9 nm, pour des impulsions de largeurs temporelles inférieures à 220 fs.

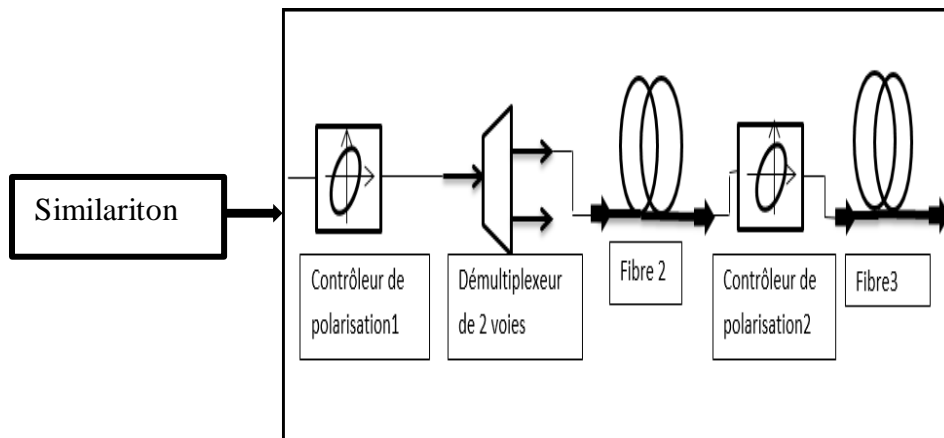


Figure 4.5 : Représentation schématique de la source femtoseconde « tout fibré » [4.11]

4-5.1. Simulation de la combinaison à quatre voies parallèles

Dans la combinaison cohérente, les fréquences, les phases, les polarisations, les amplitudes et les structures spectrales des quatre sources sont identiques et maintenues constantes afin que les faisceaux demeurent en interférence constructive [4.12].

4.5.1.1. Résultats numériques pour une cadence de répétition de 80 GHz

L'interférence constructive de quatre faisceaux parallélisés issues des quatre sources femtosecondes fibrées donne les résultats suivants :

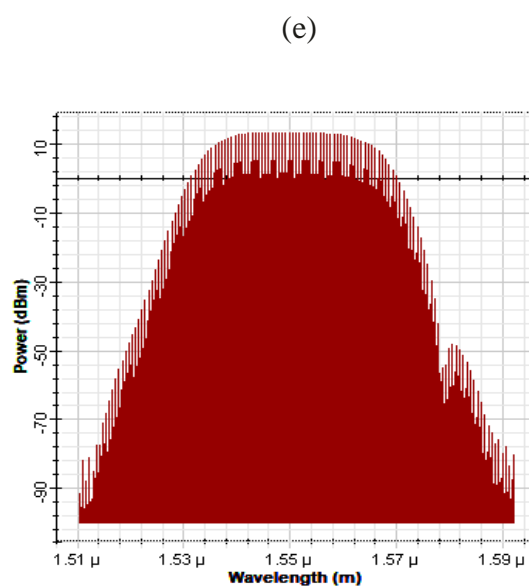
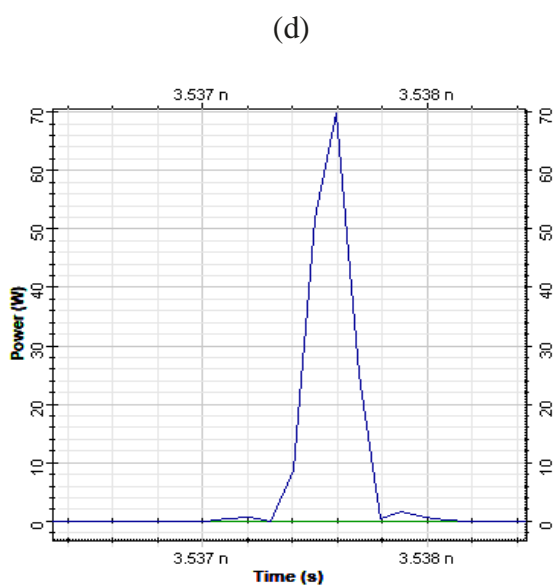
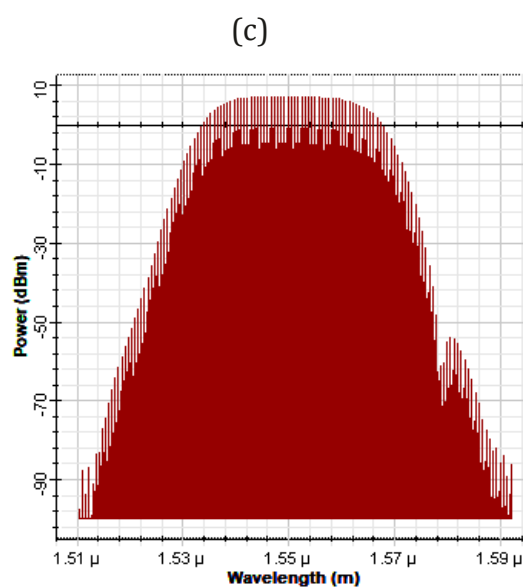
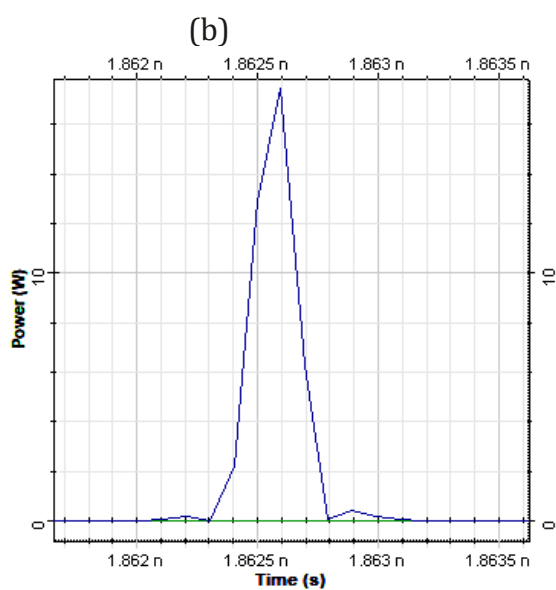
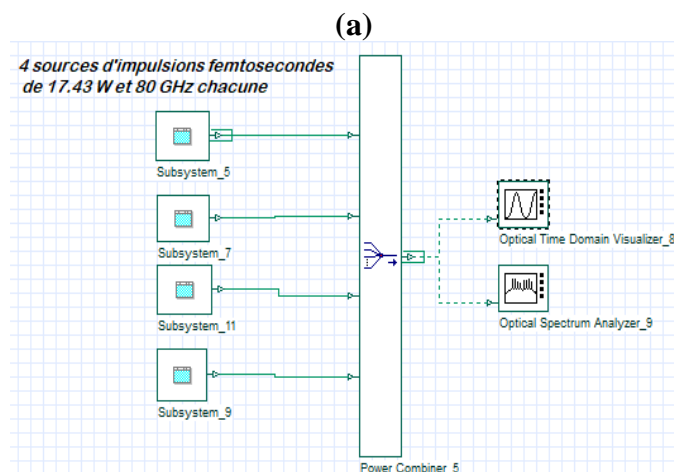


Figure 4-6. Amplification par combinaison de quatre sources femtosecondes cohérentes :

(a) Montage simulé pour la combinaison de quatre sources impulsionnelles à 80 GHz.

Impulsions à l'entrée du combineur de puissance à 80 GHz :

(b) avec $P_c = 17.43 \text{ W}$ et de largeur temporelle à mi-hauteur $\Delta T_{FWHM} = 211 \text{ fs}$;

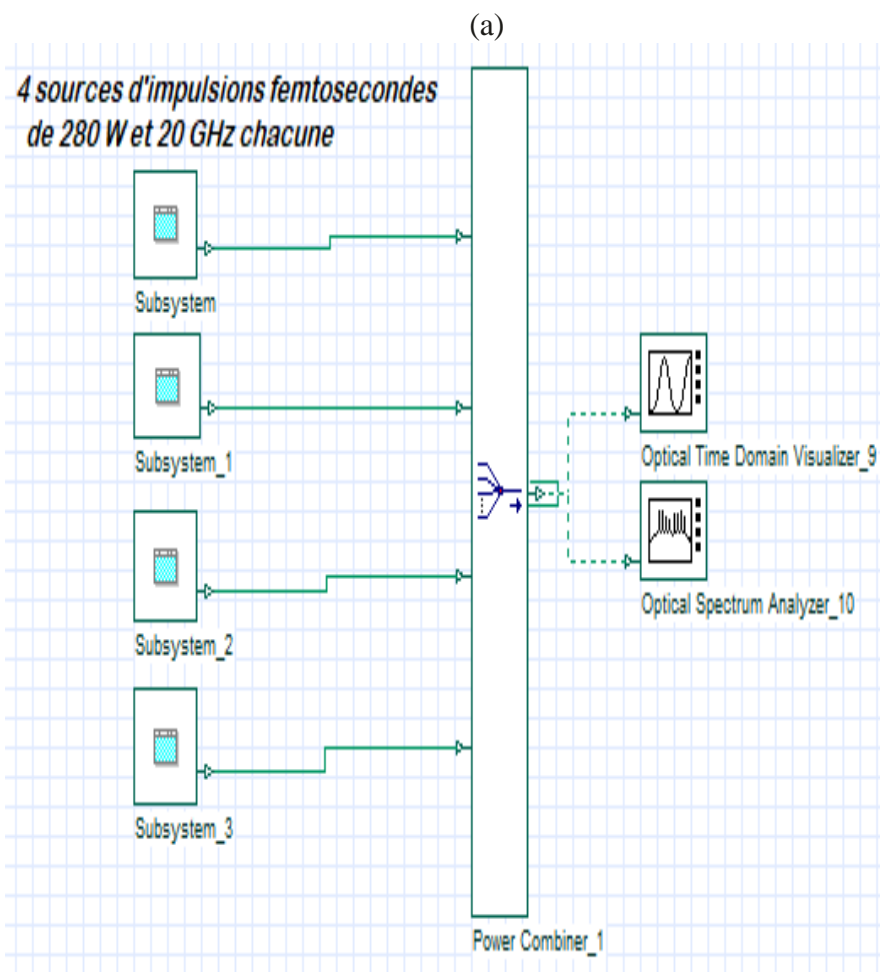
(c) largeur spectrale à mi-hauteur $\Delta \lambda_{FWHM} = 55.47 \text{ nm}$;

Impulsions à la sortie du combineur :

(d) avec $P_c = 70 \text{ W}$ et $\Delta T_{FWHM} = 208 \text{ fs}$;

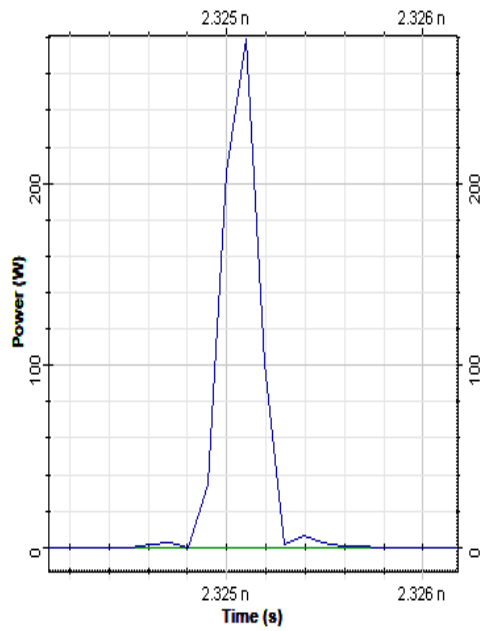
(e) largeur spectrale $\Delta \lambda_{FWHM} = 56.63 \text{ nm}$

4.5.1.2. Résultats numériques pour une cadence de répétition de 20 GHz

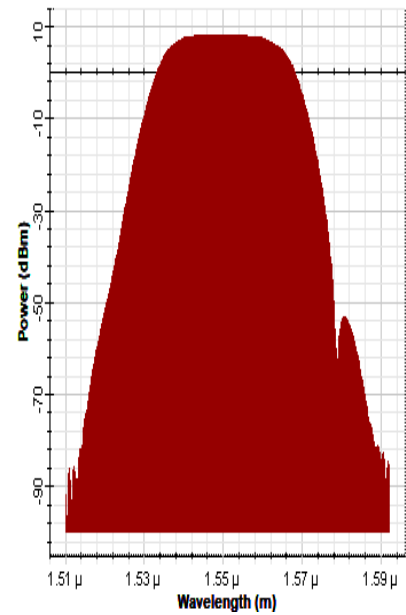


(b)

(c)



(d)



(e)

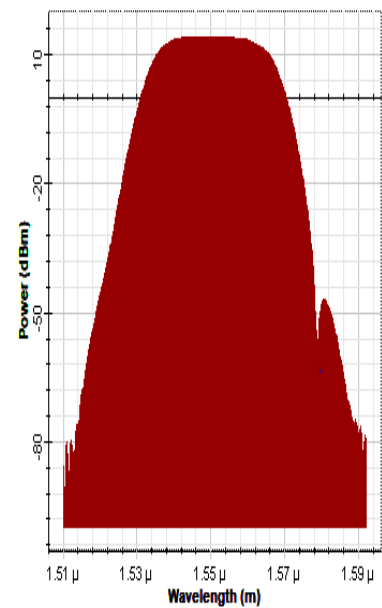
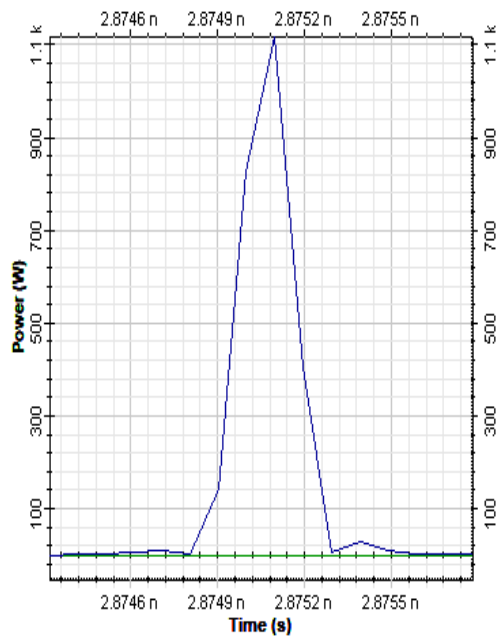


Figure 4-7. Amplification par combinaison de quatre sources femtosecondes cohérentes à 20 GHz:

(a) Montage simulé.

Impulsions à l'entrée du combineur de puissance à 20 GHz ;

(b) avec $P_c = 280$ W et de largeur temporelle à mi-hauteur $\Delta T_{FWHM} = 214$ fs ;

(c) largeur spectrale à mi-hauteur $\Delta \lambda_{FWHM} = 55.7$ nm ;

Impulsions à la sortie du combineur :

(d) avec $P_c = 1.12$ kW et $\Delta T_{FWHM} = 213$ fs ;

(e) largeur spectrale $\Delta \lambda_{FWHM} = 56.92$ nm.

Ces résultats indiquent que les impulsions délivrées par cette technique sont amplifiées avec un léger accroissement de la largeur spectrale à mi-hauteur ($\sim 1\text{nm}$) pour les 2 cas d'amplification : à 70 W pour 80 GHz et 1.12 kW pour 20 GHz. Cela se confirme par la réduction de la largeur temporelle des impulsions délivrées par rapport à celles injectées initialement. L'amplification en puissance est proportionnelle au nombre d'émetteurs combinés en mono fréquence.

4.6. Conclusion du chapitre

La solution pour autoriser un fonctionnement au-delà du seuil imposé par les effets non linéaires consiste à réduire le confinement de l'impulsion électromagnétique dans le cœur de la fibre, donc à diminuer l'intensité. Pour cela, il faut augmenter l'aire effective d'interaction entre l'impulsion lumineuse et la silice du cœur de la fibre.

Dans cette direction, la fibre microstructurée que nous avons rappelée dans ce chapitre est dite à large aire modale. Elle permet, par un contrôle plus précis de la différence d'indice entre le cœur et la gaine de la fibre, des diamètres monomodes plus importants qui réduisent la densité énergétique de l'impulsion se propageant dans le cœur pouvant extraire ainsi de la puissance en sortie.

La combinaison cohérente de faisceaux est une autre méthode pour accroître l'aire effective et effectuer l'amplification de faisceaux en parallèle (ou combinaison cohérente), En effet les propriétés telles que la cohérence spatiale, la cohérence temporelle, l'état de polarisation, la largeur spectrale sont des voies à combiner et sont dans notre cas communes aux quatre voies émettrices.

La combinaison cohérente est donc une solution efficace pour contourner le seuil d'apparition des effets non-linéaires rencontrés dans les fibres optiques. Des puissances de 1.1 kW et de 70 W sur des impulsions de 215 fs à des taux de répétitions respectifs de 20 GHz et 80 GHz ont été obtenus, en sommant 4 sources d'impulsions femtosecondes identiques

4.7. Références du chapitre

- [4.1] Fabien Lesparre, Amplificateurs impulsions à base de fibre cristallines dopées Ytterbium, soutenue à l'Université Paris Saclay, le 30 Janvier 2017.
- [4.2] David KABEYA, « Montée en brillance des réseaux de lasers à fibre : nouvelle approche par diagnostic à contraste de phase dans une boucle d'optimisation », thèse soutenue à l'Université de Limoges le 12 Décembre 2016.
- [4.3] Cindy BELLANGER, « Techniques collectives pour la recombinaison cohérente d'un grand nombre de fibres laser », thèse soutenue le 31 Mai 2010, Université Paris XI Orsay.
- [4.4] Simonette Pierrot, « propagation non linéaire et amplification d'impulsions picosecondes dans des fibres micro-structurées dopées ytterbium », thèse présentée à l'université d'Aix Marseille 2013
- [4.5] Marcuse (1991) Theory of dielectric optical waveguides /. 2nd ed. Academic P.
- [4.6] Y. Jeong, J. K. Sahu, D. N. Payne, and J. Nilson, "Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power," *Optics Express*, vol. 12, no. 25, 2004
- [4.7] Marko Laurila, Mette M. Jørgensen, Kristian R. Hansen, Thomas T. Alkeskjold, Jes Broeng et Jesper Lægsgaard, « Amplificateur à fibre à tige filtrante en mode distribué délivrant 292 W avec une stabilité de mode améliorée ». *Optique Express*, Vol. 20, Numéro 5, pages 5742-5753 (2012).
- [4.8] C. D. Brooks and F. Di Teodoro, "Multimegawatt peak-power, single-transverse-mode operation of a 100 μm core diameter, Yb-doped rodlike photonic crystal fiber amplifier," *Applied Physics Letters*, vol. 89,

Chapitre 4. Amplification d'impulsions femtosecondes à hautes cadences par combinaison de faisceaux

- [4.9] P. Yeh, A. Yariv, et E. Marom, « Theory of Bragg fiber », *JOSA*, vol. 68, no 9, p. 1196–1201, 1978.
- [4.10] Sébastien Février, Dmitry D. Gaponov, Philippe Roy, Mikhail E. Likhachev, Sergei L. Semjonov, Mikhail M. Bubnov, Evgeny M. Dianov, Mikhail Yu. Yashkov, Vladimir F. Khopin, Mikhail Yu. Salganskii et Aleksei N. Guryanov, « High-power photonic-bandgap fiber laser », *Opt. Lett.*, vol. 33, no 9, p. 989–991, 2008
- [4.11] Mohamed Okba Saouchi, Kaddour Saouchi, Toufik Hafs, Amar Hamouda ; « Generation, based on compression of similariton, of pulses at 100 GHz–2.5 THz and ultra-high bit rates of 40 Gb/s–1.28 Tb/s by OTDM », *J Opt*, 26 March 2022.
- [4.12] T.Y. Fan: Laser beam combining for high-power, high-radiance sources. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 11(3): 567–577, 2005.

Conclusion Générale

Ce travail de thèse rapporte les travaux pour le développement de sources, sans cavité, d'impulsion ultra courte de forte puissance dans une fibre optique en Silice non dopée hautement non linéaire. Pour créer des impulsions femto secondes, nous avons choisi la technique de la production des Similaritons pour élargir amplement son spectre et pouvoir ensuite le comprimer. Cette compression est obtenue en propageant les Similaritons dans une fibre à dispersion anormale. Une étude numérique comparative des caractéristiques des impulsions auto similaires engendrées en fonction de la distance à laquelle le signal se propage dans la fibre optique, de sa cadence de répétition, de sa largeur temporelle, de son spectre centré à 1550 nm et de la géométrie de pompage, est nécessaire pour l'optimisation de l'amplificateur à Similariton. Il apparaît donc qu'une configuration copropagative de pompage, permet de générer les impulsions les plus courtes comprimées et exige une faible longueur de la fibre de compression. Nous avons donc choisi cette technique auto similaire pour mettre en évidence notre source impulsionnelle ultracourte toute fibrée et sans cavité. Pour cela il est possible de procéder à une compression temporelle en utilisant l'effet non linéaire et l'effet dispersif des fibres optiques qui se contrebalancent. Des impulsions femto secondes de 220 fs avec une puissance maximale de 280 W ont été obtenues numériquement. Par rapport à d'autres travaux existant, ayant utilisé des fibres spéciales pour l'obtention d'impulsions sub- picosecondes, nous avons choisi directement la fibre en Silice. Avec cette fibre l'amplification Raman présente une large bande spectrale et le rapport signal sur bruit n'est pas endommagé comme avec les autres procédés d'amplification. En outre, la demande d'impulsions optiques à grande vitesse est en augmentation dans plusieurs domaines tels que la métrologie, la médecine, et les télécommunications. Ce besoin sans cesse accru a donc suscité notre intérêt dans le développement de ces sources à ultra haut débit. Ainsi, par l'adjonction d'un système OTDM (Optical Time Division Multiplexing), à travers différents entrelacements temporels, des impulsions femtosecondes sont générées avec différentes gammes de cadences de répétitions ultra-hautes (40 Gb/s jusqu'à 2,5 Tb/s) au-delà de la limite autorisée par l'appareillage en électronique (40 GHz). Dans une dernière étape notre travail dans cette thèse se porte sur l'amplification en puissance des impulsions femtosecondes à 1550 nm dans une fibre non dopée et monomodale. Elle intéresse à la fois le domaine industriel, médical et scientifique. Pour cela, des impulsions avec une puissance crête et des cadences croissantes sont requises. En outre, ces sources « tout fibré » ont un excellent rapport surface/volume. Elles dissipent rapidement l'énergie thermique du milieu amplificateur grâce à une grande surface d'échange avec l'air ambiant. Elles peuvent générer de fortes puissances moyennes. Elles sont donc employées aussi pour réaliser des interactions lumière-matière. En revanche, le confinement intense du champ électromagnétique dans le cœur d'une fibre entraîne une réponse non-linéaire du matériau et limite la puissance crête extractible. Pour contourner cette limitation, une architecture de combinaison cohérente de faisceaux issus de quatre sources impulsionnelles fibrées identiques à celle étudiée dans cette thèse est employée. Ainsi numériquement, la combinaison de ces sources cohérentes parallélisées, transportant successivement des impulsions femtosecondes avec des puissances crêtes de 17.42 W puis de 280W, a délivré des impulsions extrêmement courtes ayant respectivement des puissances maximales de 70 W à 80 GHz et 1.12 kW à 20 GHz. Cependant, l'emploi de cette architecture avec un grand nombre de sources identiques crée l'encombrement. Pour éviter cela, l'étude de l'impact d'injection dans une fibre optique multi cœurs dopés, de plusieurs faisceaux issus de sources identiques à celle développée dans le cadre de cette thèse, sera envisagée dans une perspective future pour la recombinaison des faisceaux délivrés.