

7/1621.907

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique
Université 8Mai 1945 – Guelma
Faculté des sciences et de la Technologie
Département d'Electronique et Télécommunications



**Mémoire de fin d'étude
pour l'obtention du diplôme de Master Académique**

Domaine : Sciences et Technologie
Filière : Télécommunications
Spécialité : Systèmes de Télécommunications

**Transmission par solitons dans les systèmes
WDM**

Présenté par :

- **Badraoui Nada**
- **Boubacar Konaté Mariem**

Sous la direction de :

Mem. Graini Leila

Mai 2016

REMERCIEMENTS

Nous tenons tout d'abord à remercier notre Dieu « *ALLA* »

La réalisation de ce mémoire a été possible grâce au concours de plusieurs personnes

à qui nous voudrions témoigner toute notre reconnaissance.

Nous voudrions tout d'abord adresser toute notre gratitude à la directrice de ce mémoire, Mme.

GRAINI Leila, pour sa patience, sa disponibilité et surtout ses judicieux conseils, qui ont contribué à alimenter ma réflexion.

Nous adressons nos vifs remerciements à Monsieur *HAMDI Rachid*, Professeur à l'Université de Guelma, pour l'honneur qui m'a fait quand il a accepté de présider le jury de cette thèse.

Nous tenons à exprimer nos plus vifs remerciements à Monsieur *HALLASSI ABDERRAZEG* Professeur à l'Université de Guelma, pour avoir accepté de juger ce travail.

Nous exprimons également notre gratitude à tous les professeurs et enseignants qui ont collaboré à notre formation depuis notre premier cycle d'étude jusqu'à la fin de notre cycle universitaire. Sans omettre bien sûr de remercier profondément tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation du présent travail.

Et enfin, que nos chers parents :

« *Badraoui - Karim & Hamoud - Latifa & Mer.M^{ed} & Mer.B* »

« *Mariem - Mr. Boubaca KONATE* »

Et bien avant tout, trouvent ici l'expression de nos remerciements les plus sincères et les plus profonds en reconnaissance de leurs sacrifices.

Dédicace

*Avant tout, je remercie le grand Dieu, qui m'a aidé à élaborer
ce modeste travail.*

Je dédie ce modeste travail :

*A toi MAMAN « HAMOUDIYA » pour ton courage les
combats et tes sacrifices afin que je puisse achever mes études,
à toi qui a tout souffert, sans me faire souffrir, que tu trouves
dans ce mémoire le témoignage de ma reconnaissance et de
mon affection pour tous tes sacrifices, l'extrême amour et la
bonté que tu m'a offert pour me voir réussir. Que tu en sois
remerciée à tout jamais.*

*A toi MON PÈRE « D. M » l'homme à qui je dois ma réussite, mon bonheur, et
tout le respect ; Que tu trouves ici l'expression de mon affection et une récompense
des sacrifices consentis pour moi.*

*A mon cher « Ms : Bs » qui m'a toujours soutenue dans le bien et dans le pire, l'homme
qui ma offert sa vie Just pour mon mieux*

A toutes mes tantes et tous mes oncles et toute ma famille Hamoud-Radhia et Salima

A Tous mes amis surtout : Zinouba ... Egalement à tous ceux que je connais

« Badraoui Nada »



Dédicaces

Je dédicace cette mémoire

*A l'homme qui ne peuvent pas les mots d'écrire son droit à
qui m'a enseigné et m'a appris d'être patiente a qu'il me
manque grave Souvent je demander de Allah de le protégée
souhaite de te rencontrer mon cher papa Boubacar KONATE
A ma chère maman MERE Fatimetou KOULAM ma douce je
prie Allah pour qu'elle soit bien*

A mes frères DADDTYA ET BADDEYNE

*A mes adorables Sœurs AICHA ET CHIKHA
Pour tous les enseignants qui nous ont aidés dans
cette mémoire*

Pour tous ceux qui ont aidé de près ou de loin

*Merci énormément A tous ceux que je n'ai
pas cité et qui sont dans mon cœurs*

« Meriem Boubacar KONAT »



TABLES DES MATIERES

Introduction Générale	01
CHAPITRE I : Le multiplexage en longueur d'onde	
I.I. Introduction	04
I.II. Les techniques de transmission	04
I.II.1. La technique OTDM : Optical Time Division Multiplexing	04
I.II.2 La technique WDM : Wavelength Division Multiple Multiplexing	06
I.III. L'impact des paramètres d'une fibre optique sur la transmission WDM	08
I.III.1 La fibre optique	08
I.III.1.1 Structure	08
I.III.1.2 Le guidage de signal optique dans une fibre	09
I.III.1.3 La réflexion totale interne	10
I.III.2 Les différents types de fibre optique.....	10
a. La fibre à saut d'indice	10
b. La fibre à gradient d'indice	11
c. La fibre monomode	11
I.III.3 Caractéristiques de la fibre monomode.....	12
I.III.3.1 L'atténuation	12
I.III.3.2 La dispersion chromatique	13
I.III.3.3 Effets non linéaires	16
III.3.3.1 Effet Kerr optique	16
III.3.3.2 Les conséquences de l'effet Kerr	17
a. L'auto-modulation de phase (SPM)	17
b. La modulation de phase croisée (XPM)	18
c. Le mélange à quatre ondes (FWM)	19

I.IV. Développement des capacités et impacte des effets linéaires et non linéaires	20
I.V conclusion	21

CHAPITRE II : Les solitons optiques

II.I Introduction	22
II.II Petit rappel historique sur les solitons.....	23
II.III. Les solitons.....	25
II.III.1 Définition du soliton	25
II.III.2 Les différents types des solitons	25
II.III.2.1 Le soliton hydrodynamique.....	25
II.III.2.2 Le soliton mécanique	26
II.III.2.3 Solitons optiques	26
II.IV. Génération d'impulsions solitons avec un laser semi-conducteur	27
II.V. Impulsion solitonique	29
II.V.1 Compensation entre SPM et GVD	32
II.V.2 La forme du soliton optique.....	33
II.VI. Propagation d'impulsion optique dans un milieu non linéaire et dispersif (fibre optique) Schrödinger	36
II. VI.1 L'équation non-linéaire de Schrödinger	36
II. VI.2 La solution analytique de l'équation de Schrödinger non-linéaire	36
II. VI.3 La solution numérique	38
II.VI Conclusion	41

Chapitre III : Application de soliton pour WDM

III.I Introduction	42
III.II La transmission par solitons	42
III.III Solitons dans les systèmes WDM	43
III.III.1 Interaction des Solitons	44
III. III.1.1 Interaction entre solitons adjacents.....	45
III. III.1.2 Collision des solitons	47
III.III.2 L'ordre supérieur du soliton	48
III. III.3 Gestion de la dispersion	49
III.III.3.1 Onde dispersive.....	49
III.III.3.2 Soliton avec gestion de dispersion	50
III.III.4 L'Atténuation de soliton	52
III.III.4.1 La Régénération 1R : l'amplification	52
III.III.4.2 L'espacement entre les amplificateurs	52
III.III.4.3 Le bruit d'émission spontanée amplifié	53
III.III.4.4 La régénération 2R.....	54
III.III.4.5 La régénération 3R et La gigue temporelle de GORDON- HAUS.....	55
III.IV. Techniques de contrôle en ligne	56
III.V. Conclusion.....	58
 Chapitre IV : simulations et résultats 	
IV.I Introduction	59
IV.II Présentation du logiciel COMSIS	59
IV.II Simulations et résultats	61
IV.III.1 Liaison monocanal	61

IV.III.1.1 propagation d'une impulsion gaussienne dans une fibre optique.....	61
IV.III.1.2 propagation d'une impulsion soliton dans une fibre optique.....	63
IV.III.1.3 propagation d'un train d'impulsions soliton dans une fibre optique ..	65
IV.III.1.4 Transmission par soliton dans un système monocanal	66
IV. III.2 Liaison multicanal	69
IV.IV Conclusion	75
Conclusion générale	76

LISTE DES FIGURES

Figure 1 Evolution du débit et de la distance dans le réseau optique et le système WDM	01
Figure I.1 Système d'émission et de réception de la technique OTDM.	05
Figure I.2 Système d'émission optique et de réception de la technique WDM	07
Figure I.3 La structure de la fibre optique	08
Figure I.4 Ouverture numérique d'une fibre optique	09
Figure I.5 Réflexion dans la fibre optique	10
Figure I.6 Les différents types de fibre optique	11
Figure I.7 Profil de l'atténuation spectrale de la fibre optique faite de silice	13
Figure I.8 Évolution de l'impulsion pendant sa propagation dans la fibre optique. ..	14
Figure I.9 La dispersion chromatique dans une fibre standard SMF	16
Figure I.10 Dépendance temporelle de l'intensité et variation de la fréquence instantanée associée.	18
Figure I.11 Illustration de l'impact de la SPM sur un signal optique WDM	18
Figure I.12 Exemple de déformations à la XPM	19
Figure I.13 Exemple de génération de produits d'intermodulation par FWM de trois longueurs d'onde porteuses inégalement espacées en fréquence lors d'une propagation sur 25 km de DSF	20
Figure II.1 De mémoire John Scott RUSSELL, 1844	23
Figure II.2 Simulation de l'observation de J.S. Russell (Heriot-watt University, 1995)	25
Figure II.3 Onde soliton hydrodynamique	25
Figure II.4 Soliton mécanique	26
Figure II.5 Évolution spatial-fréquentielle d'un soliton optique fondamental qui se propage sans se déformer	26
Figure II.6 Principe du blocage de mode.....	28

Figure II.7 Illustration du chirp d'une impulsion gaussienne dû au phénomène d'auto-modulation de phase au sein d'une fibre optique. Insert : profil temporel de l'impulsion gaussienne de départ	30
Figure II.8 Compensation entre (DVG et SPM)	33
Figure II.9 Les profils (a), (b), (c), (d) et (e) correspondent à la propagation d'un faisceau initial sécante hyperbolique pour différentes puissance initiale. (a) Régime linéaire pour $L_D \ll L_{NL}$. (b) Puissance intermédiaire où l'effet non linéaire commence à apparaitre $L_D < L_{NL}$. (c) Régime soliton obtenu avec un profil de sécante hyperbolique en entrée avec $L_D = L_{NL}$. (d) Puissance intermédiaire où l'effet linéaire commence à disparaître $L_D > L_{NL}$. (e) Régime non-linéaire pour $L_D \gg L_{NL}$	35
Figure II.10 Illustration schématique de la division de la longueur de la fibre	39
Figure II.11 Principe de la méthode du split-Step Fourier	40
Figure III.1 Soliton dans un format RZ.	43
Figure III.2 Les types d'interaction solitonique	44
Figure III.3 Propagation sur 14 000 km de la forme d'onde soliton associée amessage "1011"	46
Figure III.4 Evolution d'une paire de soliton sur une distance $L = 150L_D$	47
Figure III.5 Vitesse et accélération du soliton rapide lors d'une collision.	48
Figure III.6 Ondes solitons : (a) Soliton fondamental (b) Soliton de deuxième ordre (c) Soliton de troisième ordre.	49
Figure III.7 Propagation d'une impulsion 1,2 sech (t) avec émission de continuum.	50
Figure III.8 Propagation d'un soliton sur une ligne à gestion de dispersion.	51
Figure III.9 Amplification du signal solitonnaire si $\bar{P} \leq P_{sol}$	53
Figure III.10 (a) Schéma de principe d'un régénérateur 2R et (b) fonction de transfert du régénérateur.	55
Figure III.11 Diagramme de l'œil en distingue le gigue (jitter)	55

Figure III.12 Principe du filtrage guidant.....	57
Figure III.13 Principe du filtrage glissant	57
Figure IV.1 : Figure IV.1: Schéma bloc de la liaison optique à base d'une impulsion Gaussien.....	61
Figure IV.2 : Présentation temporelle d'une impulsion gaussienne avant (vert) et après (bleu) propagation dans la fibre optique.....	62
Figure IV.3 : Schéma bloc d'une liaison optique à base d'une impulsion soliton	63
Figure IV.4 : Figure IV.4 : présentation temporelle d'une impulsion soliton avant (a) et après (b) propagation dans la fibre optique.....	64
Figure IV.5 ; Figure IV 5 : Schéma bloc de la liaison optique à base d'un train d'impulsions soliton	65
Figure IV.6 : évolution du profil de puissance d'un train d'impulsion soliton avec la distance de propagation $L_D = 115.36$ Km, a : train de soliton initial, b : train de soliton fondamental, et c : train de soliton d'ordre 3	65
Figure IV.7 : Schéma bloc d'une liaison monocanal utilisant le soliton comme porteur de l'information.....	67
Figure IV.8 : Effet de la largeur de l'impulsion soliton	68
Figure IV.9 : Visualisation temporelle des puissances des sorties de différents bloc de la liaison, a : la séquence binaire, b : train de solitons (la porteuse optique), c : train de solitons modulé à l'entrée de la fibre, et d : train de solitons modulé à la sortie de la fibre	69
Figure IV.10 : Transmission de quatre solitons de différents plongeurs d'onde.....	70
Figure IV.11 : Figure IV.11 : Présentation spectrale de 4 soliton, a : les 4 solitons initiaux, b : les 4 solitons multiplexés en haut, et les 4 solitons multiplexés et propagés dans la fibre en bas	71
Figure IV.12 : schéma bloc du système WDM à 4 canaux solitons.....	72
Figure IV.13 : résultats de simulation du système WDM à 4 canaux soliton, a : les 4 canaux solitons multiplexés à chaque bloc de la liaison, b : les 4 canaux solitons à l'émission et à la réception	74

Liste des acronymes

Un certain nombre d'abréviations sont utilisées dans le langage technique, tantôt sous forme française, tantôt sous forme anglo-américaine. Elles sont explicitées ci-dessous, par ordre alphabétique, avec les correspondances anglais-français, lorsqu'il y a lieu.

- 1R**: Reamplification- Ré-amplification
- 2R** : Reshaping and Reamplification - Régénération et Ré-amplification
- 3R** : Retiming, Reshaping and Reamplification – Ré-synchronisation Régénération et Ré-amplification
- DL** : Diodes LASER
- EDFA** : Erbium-Doped Fiber Amplifier - Amplificateur à fibre dopée à l'erbium
- ESNL** : Equation de Schrödinger Non-Linéaire
- ESA** : Emission Spontanée Amplifiée
- FWHM** : Full Width at Half Maximum - Largeur totale à mi-hauteur
- FWM** : Four Wave Mixing - Mélange à quatre ondes
- GVD** : Group Velocity Dispersion - Dispersion de vitesse de groupe
- LASER** : Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation – Amplification de lumière par radiation d'émission stimulée
- MZ** : Mach-Zehnder
- NF** : Noise Figure - Facteur de bruit
- NRZ** : Non Return to Zero - Non-retour à zéro
- OSNR** : Optical Signal to Noise Ratio - Rapport signal sur bruit optique
- PMD** : Polarization Mode Dispersion - Dispersion modale de polarisation
- RA** : Raman Amplifier - Amplificateur Raman
- RZ** : Return to Zero - Retour à zéro
- SBS** : Stimulated Brillouin Scattering - Diffusion Brillouin stimulée
- SMF** : Single Mode Fiber - Fibre monomode
- SPM** : Self Phase Modulation - Auto-modulation de phase
- SSF** : Split-Step Fourier
- TEB** : Taux d'Erreur Binaire
- TOD**: Third Order Dispersion - Dispersion d'ordre trois
- WDM**: Wavelength Division Multiplexing - Multiplexage en longueur d'onde

XPM : Cross (**X**) Phase **M**odulation - Modulation de la phase croisée

INTRODUCTION GENERALE

La croissance spectaculaire du trafic Internet et téléphonique oblige les opérateurs de réseau à augmenter toujours la capacité de transmission de leur réseau terrestre en fibre optique. Il faudra offrir des capacités de plusieurs Gigabits sur une seule fibre, en utilisant le multiplexeur en longueur d'onde WDM (Wavelength Division Multiplexing). La figure 1 montre l'évolution du débit et de la distance dans le réseau optique et le système WDM.

Pendant de nombreuses années le seul moyen d'augmenter la capacité d'un réseau de télécommunication optique était de rajouter des fibres, ceci induisant des coûts très importants pour un débit maximum par fibre n'excédant pas plus de 2,4 Gbit/s.

Par la suite, l'idée du multiplexage qui consiste à transmettre simultanément un certain nombre de signaux sur une seule ligne s'est imposée. Le gain visé est simple : économiser le milieu de transmission en le partageant entre plusieurs signaux.

Tout d'abord, on a eu la possibilité d'investir dans la technologie TDM (Time Division Multiplexing) : cette technique permet une division des signaux selon des périodes de temps. Ainsi, on transmet quelques signaux distincts sur une seule fibre en employant des segments de temps préalablement définis. On peut alors atteindre des débits de 10 Gbit/s mais la nécessité de réaliser de gros investissements dans de nouvelles infrastructures la rend trop coûteuse.

De plus, les demandes de débits étant toujours croissantes et comme des développements ont permis l'augmentation de la bande passante des fibres optiques, on s'est tourné vers la technologie WDM, elle présente alors un fort potentiel au multiplexage de très nombreux canaux sur de longues distances.

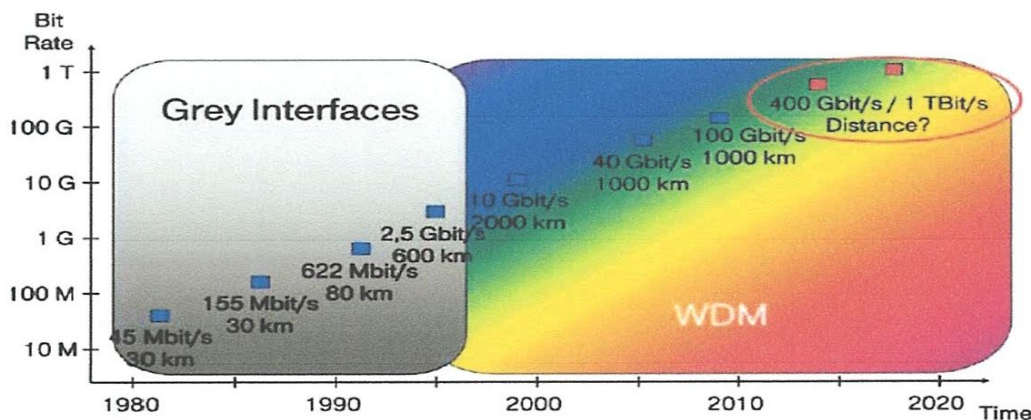


Figure 1 Evolution du débit et de la distance dans le réseau optique et le système WDM ¹

¹ E. Desurvire, «Erbium-doped fiberamplifiers, principles and applications », édition Wiley Interscience, (1994).

Mais comme tous les systèmes de communications se basent sur les fibres optiques, les systèmes WDM présentent des contraintes physiques constituent les limitations provenant d'une dégradation de la qualité du signal au fur et à mesure qu'il se propage dans une fibre optique, qui est considéré comme un milieu dispersif et non linéaire.

Les sources de lasers utilisées dans les systèmes WDM ne sont pas strictement monochromatiques; elles ont une largeur de spectre. La co-propagation de plusieurs champs à diverses longueurs d'ondes se propageant dans un milieu non-linéaire, l'effet de Kerr induit un déphasage non-linéaire du champ optique: c'est la modulation croisée de phase (XPM: Cross-Phase Modulation). La XPM est toujours accompagnée de l'auto-modulation en phase (SPM: Self-Phase Modulation) et est due à la dépendance de l'indice de réfraction effectif d'une onde, non seulement de l'intensité de cette onde mais aussi de l'intensité des autres ondes en co-propagation. Ce déphasage augmente aussi avec la distance de transmission.

Dans le cas où la dispersion et la SPM (ou XPM) coexistent dans la fibre, la SPM accroît le taux d'élargissement pour un régime de dispersion normale et le fait décroître ce taux pour un régime de dispersion anormale. Il y a élargissement du spectre des impulsions qui vont subir la dispersion chromatique. Le front montant est avancé et le front descendant est retardé: il y a élargissement temporel de l'impulsion. Par contre, dans la région de dispersion anormale, l'élargissement spectral provoque un rétrécissement temporel. Lorsque qu'une impulsion se propage dans une fibre optique, la dispersion chromatique implique une différence de vitesse de groupe entre les différentes composantes spectrales de l'impulsion et par conséquent un élargissement temporel de celle-ci.

Il est possible d'obtenir un équilibre parfait au sein de la fibre optique entre la non linéarité liée à l'effet Kerr et la dispersion d'ordre 2. Ce phénomène est observable en régime de dispersion anormale où le chirp généré par l'auto-modulation de phase est en tout point de la fibre contre balancé par le chirp lié à la dispersion d'ordre 2. Cela n'est possible que pour une impulsion de forme sécante hyperbolique (**le soliton**).

Le soliton est une onde solitaire qui se propage dans les milieux non linéaires et dispersifs. Et une onde localisée qui se propage sans déformation c.-à-d. conserve sa forme et vitesse, c.-à-d., l'effet linéaire de la dispersion de vitesse de groupe est compensé exactement par l'effet non linéaire d'auto-modulation de phase, on aura donc un soliton fondamental, le soliton fondamental conserve sa forme au cours de la propagation.

L'utilisation des solitons dans les communications améliore donc l'utilisation des fibres optiques puisqu'ils permettent de transporter une grande quantité d'information sur de très longues distances sans déformation. Dans ce mémoire, on présente l'application des impulsions solitons dans les systèmes de communication optique multiplexé en longueur d'onde.

Ce mémoire se divisera en quatre chapitres :

Le premier chapitre présente un aperçu sur les systèmes WDM, le principe, les fonctionnements, et les limites de cette technologie seront présentés et ceci nous conduira à l'étude l'impact des effets linéaires et non linéaires telles que la dispersion chromatique, et les effets Kerr optique (SPM, XPM, et FWM) sur les différentes canaux optique au fur et à mesure qu'il se propage dans une fibre optique.

Le deuxième chapitre s'attachera à l'étude d'impulsion solitonique dans une fibre optique, nous allons commencer par petit rappel historique, ensuite en présentant d'abord l'exemple des solitons hydrodynamiques et mécaniques, avant de se concentrer sur les solitons optiques et plus particulièrement sur les solitons fondamentaux. L'équation Non-linéaire de Schrödinger (ENLS), qui modélise la propagation de soliton et leur résolution numérique par la méthode de split-Step Fourier (SSF) sont rapidement présentées, ainsi que les caractéristiques qui les distinguent.

Le troisième chapitre présente l'application de soliton dans un système multi-longueur d'onde, les performances de ce systèmes dépendant de la stabilité des solitons, nous présenterons une étude théorique de cette stabilité face à l'ordre supérieur des solitons, l'interaction et la collision des solitons, la gigue temporelle, et au bruit d'amplification.

Le dernier chapitre est consacré à l'étude numérique de la transmission par soliton dans les systèmes WDM. Des simulations sont ensuite élaborées sous le logiciel « COMSIS », afin de valider les hypothèses des solitons étudiés théoriquement dans les chapitres précédents. Il aborde l'impact de l'impulsion soliton et sa capacité de gardé la forme de l'impulsion a une langue distance sur la qualité de transmission, en prenant en compte certains paramètres à savoir : le coefficient de dispersion, de la non linéarité et la longueur de la fibre SMF, la puissance et la largeur de l'impulsion soliton.

Chapter 2



I. Introduction

La bande passante des fibres optiques permet théoriquement l'établissement de systèmes de transmission à des débits très élevés. Cependant, le traitement électronique des données, à l'émission et à la réception, impose des limitations en termes de débit, dues aux composants électroniques dont la bande passante reste bien en deçà de celle accessible par l'optique.

L'augmentation du nombre d'utilisateurs et de la quantité d'informations échangées dans les réseaux de communication a poussé au développement de solutions pour augmenter la capacité des réseaux, et profiter de l'avantage en bande qu'offre la fibre optique.

Des techniques de multiplexage ont ainsi été développées, chacune permettant de transmettre N signaux de débit D sur le même canal, ce qui équivaut à la transmission d'un signal global de débit $N \times D$.

La technologie Wavelength Division Multiplexing ou WDM, une technique de multiplexage apparue dans les années 90, qui consiste à superposer sur une même fibre des signaux optiques de différentes longueurs d'ondes, il permet d'augmenter la capacité de transmission des informations au meilleur coût, et contribuer au développement croissant des télécommunications optiques.

L'intérêt principal de cette technique, qui a fait sa popularité, est de pouvoir réutiliser la fibre déjà installée, ce qui n'entraîne pas de surcoût pour de nouvelles infrastructures.

Ce chapitre mettra en lumière les principes et les fonctionnements généraux d'un système WDM. Il est aussi important de comprendre les caractéristiques des différents types de techniques principales de multiplexage optiques utilisés telle que l'OTDM.

II. Les techniques de transmission

La croissance spectaculaire du trafic Internet et téléphonique oblige les opérateurs de réseau à augmenter toujours la capacité de transmission de leur réseau terrestre en fibre optique. Il faudra offrir des capacités de plusieurs Gigabits sur une seule fibre, en utilisant les techniques de multiplexage.

II.1 La technique OTDM : Optical Time Division Multiplexing

À la base, la technique de multiplexage temporel a été utilisée pour les systèmes électriques. Mais le domaine électrique atteignait rapidement ses limites dès que l'on s'approchait de débits de l'ordre de 10 Gb/s à cause des composants électroniques.

L'OTDM, développée principalement au début des années 1990, a permis de dépasser cette limitation et d'atteindre des débits avoisinant le Tb/s [1].

A l'émission (Figure I.1), le système de transmission en OTDM est constitué des éléments suivants :

- une source laser qui émet des impulsions optiques de durée T_c . Ces impulsions sont appliquées à l'entrée d'un modulateur optique, commandé par un signal électrique de durée T_b qui représente les données des utilisateurs. Pour un système de N utilisateurs, T_c et T_b sont alors liés par la relation $T_b = N * T_c$.
- un système de multiplexage qui code les données des utilisateurs du domaine électrique au domaine optique avant de les multiplexer.

Dans cette technique les trains d'impulsions sont multiplexés en temps et de manière purement optique.

Le débit des données vaut $D = 1/T_b$, on aura donc un débit sur fibre optique pour N utilisateurs de $D_T = N * D$ bits/s.

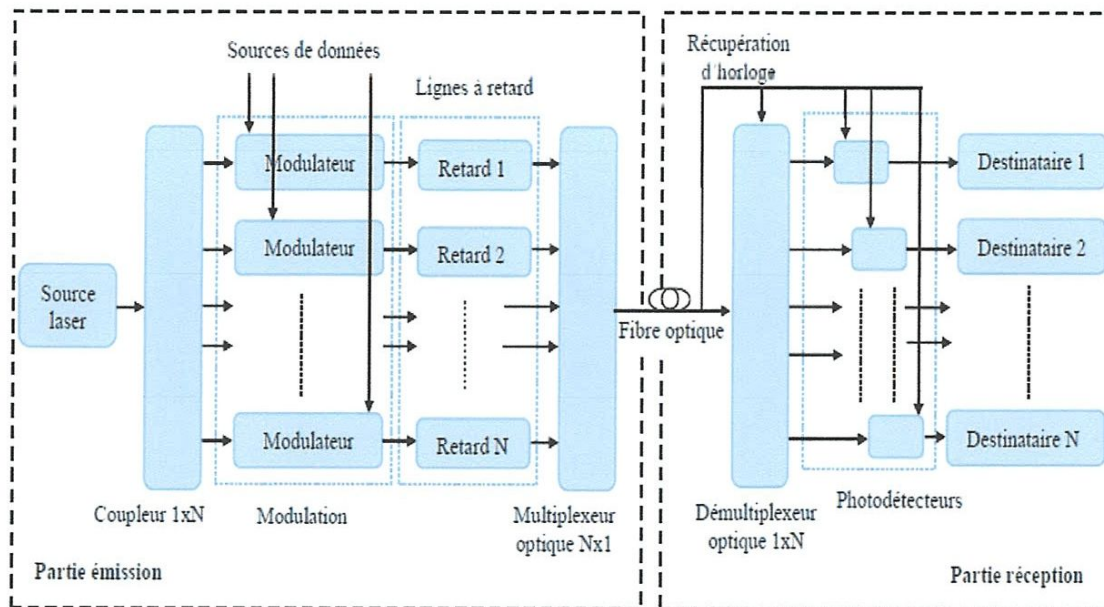


Figure I.1 : Système d'émission et de réception de la technique OTDM.

A la réception nous avons un système de démultiplexage qui permet de récupérer les données propres à chaque utilisateur, avant qu'elles ne soient converties à nouveau dans le

domaine électrique, en isolant les impulsions optiques représentant les données de chaque utilisateur.

Pour récupérer par démultiplexage temporel les informations d'un utilisateur, le système nécessite un signal de synchronisation au rythme des données émises.

Avec l'avènement du réseau de communication Internet au milieu des années 1990, la demande en termes de bande passante ne cessera d'augmenter du fait de l'importance des tailles de fichiers de données transmises (voix, images, vidéos, ...).

Le défi consistait donc à trouver un nouveau concept capable d'intégrer et de gérer cette demande en pleine évolution.

II.2 La technique WDM : Wavelength Division Multiple multiplexing

Les systèmes de multiplexage en longueurs d'onde, WDM constituent en optique, l'équivalent des systèmes de multiplexage par répartition de fréquence ou FDMA dans le domaine des radiofréquences.

Dans cette technique WDM, le multiplexage se fait en longueurs d'ondes, chaque utilisateur émet sur une longueur d'onde différente. La technique WDM permet l'utilisation optimale de la bande passante optique (~25 THz) [2].

A chaque utilisateur, une longueur d'onde spécifique, qui distingue les données le concernant est attribuée. La figure I.3 présente le système d'émission - réception de la technique WDM.

Les données émises par les sources optiques (diodes lasers) sont appliquées à l'entrée de modulateurs optiques émettant à des longueurs d'ondes différentes. La modulation est en générale une modulation d'intensité lumineuse obtenue par la modulation du courant qui traverse la diode d'émission.

Les signaux en sortie des modulateurs sont multiplexés et transmis simultanément sur la même fibre optique comme illustré figure I.2. Le débit total de la fibre optique est la somme des débits de tous les utilisateurs.

A la réception, le signal optique reçu est dé-multiplexé puis appliqué à l'entrée d'un filtre optique qui permet d'extraire le signal à la longueur d'onde correspondant au destinataire. La conversion optique-électrique est assurée par une photodiode.

Beaucoup de techniques d'extraction de longueur d'onde ont été développées dans ce sens.

Nous citons principalement [3] :

- les réseaux de coupleur 3 dB associés à des filtres Fabry-Perrot

- les réseaux de Bragg sur fibres et des circulateurs montés en cascade,
- les Phasars (Phased-Arraydemultiplexer),

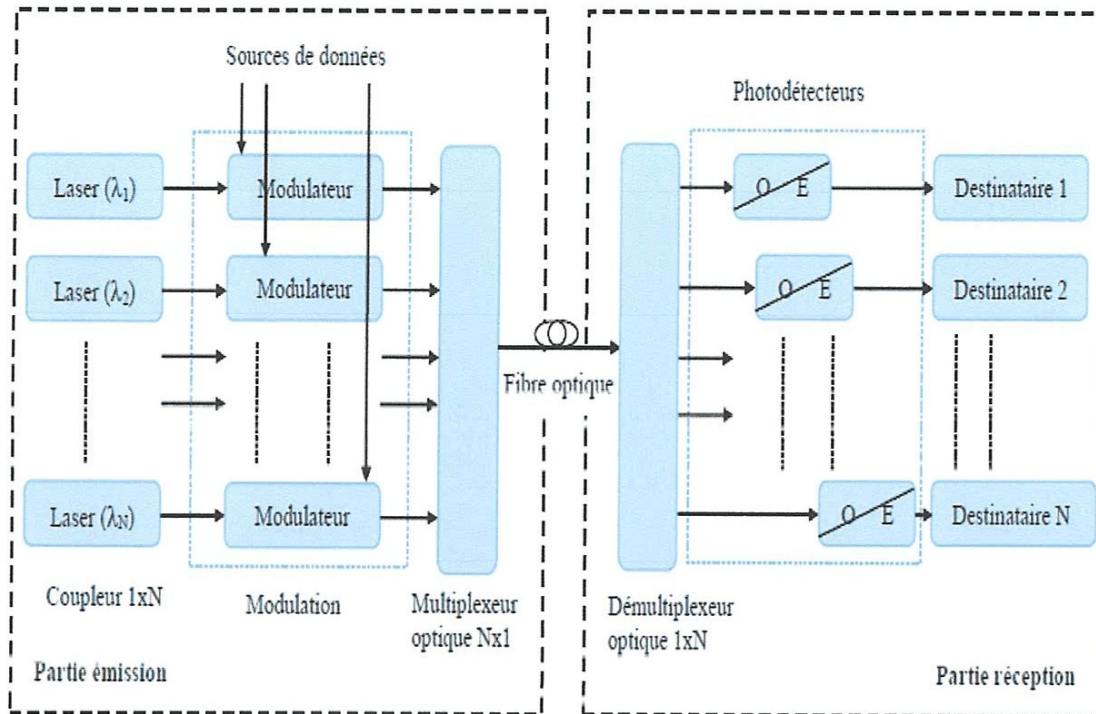


Figure I.2 : Système d'émission optique et de réception de la technique WDM

L'International Télécommunication Union, ITU-T G 692 (Interfaces optiques pour systèmes multi-canaux avec amplificateurs optiques) [4] a défini une grille pour les longueurs d'ondes utilisées dans la fenêtre allant de 1530 nm à 1565 nm (appelée bande C). Dans cette fenêtre, les systèmes comportent aujourd'hui 8, 16, 32, 80 voire 150 canaux optiques, ce qui permet d'atteindre un débit respectivement de 20, 40, 80, 200 voire 400 Gb/s en prenant un débit nominal de 2.5 Gb/s avec des espacements respectifs entre canaux de 3,2 ; 1,6 ; 0,8 ; 0,4 voire 0,25 nm.

La technologie WDM est dite dense (DWDM pour Dense WDM) lorsque l'espacement utilisé est égal ou inférieur à 100 GHz. On parlera des systèmes U-DWDM (Ultra - Dense Wavelength Division Multiplexing) lorsque l'espacement utilisé est à 50 GHz (0,4 nm) et à 25 GHz (0,2 nm).

L'intérêt principal de la technique WDM, qui a fait sa popularité, est de pouvoir réutiliser la fibre déjà installée, ce qui n'entraîne pas de surcoût pour de nouvelles infrastructures.

Mais comme tous les systèmes de communications se basent sur les fibres optiques, les systèmes WDM présentent des contraintes physiques constituent les limitations provenant d'une dégradation de la qualité du signal au fur et à mesure qu'il se propage dans une fibre optique.

Dans la suite, nous chercherons à identifier les paramètres fondamentaux mis en jeu dans le cadre des transmissions WDM. Nous nous focaliserons alors sur la notion de dispersion chromatique et sur les effets non linéaire interagissant dans la fibre optique, et la nécessité de compenser ces grandeurs pour accroître les performances des nouvelles liaisons optiques.

III. L'impact des paramètres d'une fibre optique sur la transmission WDM

III.1 La fibre optique

III.1.1 Structure

Une fibre optique est semblable à un câble coaxial sans tresse métallique. La figure I.3 donne le schéma d'une fibre optique. Au centre de la fibre se trouve le cœur en verre, à l'intérieur duquel se propagent les signaux lumineux. Le cœur d'une fibre multimode a un diamètre d'environ 50 microns, il est équivalent à l'épaisseur d'un cheveu humain. Celui d'une fibre monomode varie entre 9 et 10 microns.

Le cœur de la fibre optique est entouré d'une gaine en verre présentant un indice de réfraction plus faible que celui du cœur de façon à conserver toute la lumière dans la cœur .un revêtement protecteur en plastique enveloppe la gaine en verre .Généralement les fibres optiques sont regroupées en un faisceau de fibre à l'intérieur d'un tube ou d'une gaine protectrice externe : c'est le câble à fibre optique [5].

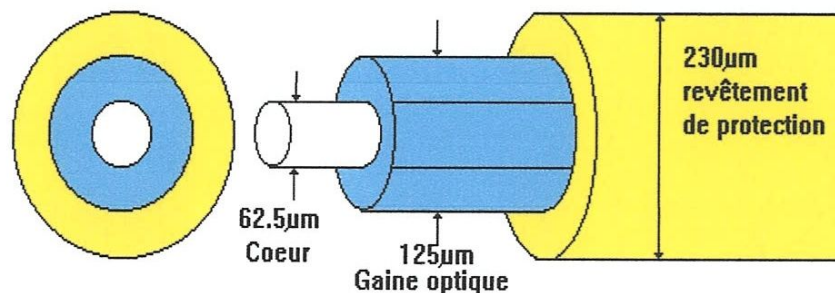


Figure I.3 : La structure de la fibre optique

III.1.2 Le guidage de signal optique dans une fibre

Dans une fibre optique standard, la différence d'indice entre le cœur et la gaine est souvent faible, de l'ordre de quelques 10^{-3} . On réalise alors l'approximation en guidage faible lorsque :

$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1} \quad (\text{I.1})$$

Avec Δ , différence relative d'indice.

Le guidage du signal optique est basé sur la loi de Descartes. La lumière se propage le long de la fibre par réflexions successives entre le cœur et la gaine (figure I.4). Cela n'est possible que si le cœur et la gaine sont constitués de matériaux transparents et que l'indice de la gaine est inférieur à celui de cœur (une différence de quelques % est suffisante).

La seconde condition est d'envoyer le signal lumineux dans la fibre avec un angle, par rapport à l'axe, inférieur à l'ouverture numérique. L'ouverture numérique (O.N) représente l'ouverture angulaire limite avant une transmission et non une réflexion totale sur le dioptré cœur gaine de la fibre [6].

$$ON = \sin(\theta_{OL}) = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (\text{I.2})$$

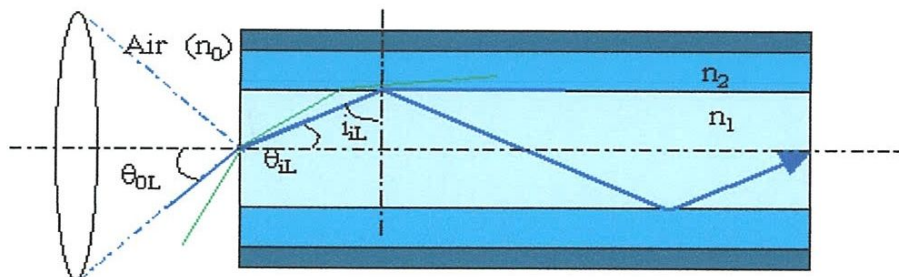


Figure I.4 : Ouverture numérique d'une fibre optique

III.1.3 La réflexion totale interne

Le principe de la réflexion totale interne est à la base de la propagation des ondes lumineuses dans la fibre optique. D'après ce principe, lorsqu'un rayon lumineux passe d'un milieu à un autre dont l'indice de réfraction est plus faible, il peut être réfléchi. De plus, lorsque l'angle d'incidence du rayon lumineux est plus grand que l'angle critique, la lumière est réfléchie en totalité et il n'y a aucune perte de lumière.

La réflexion totale interne est régie par deux facteurs : les indices de réfraction des deux milieux et l'angle critique. Ces facteurs sont reliés par l'équation suivante :

$$\sin \theta_c = \frac{n_2}{n_1} \quad (\text{I.3})$$

En connaissant les indices de réfraction des deux matériaux de l'interface, l'angle critique peut facilement être calculé.

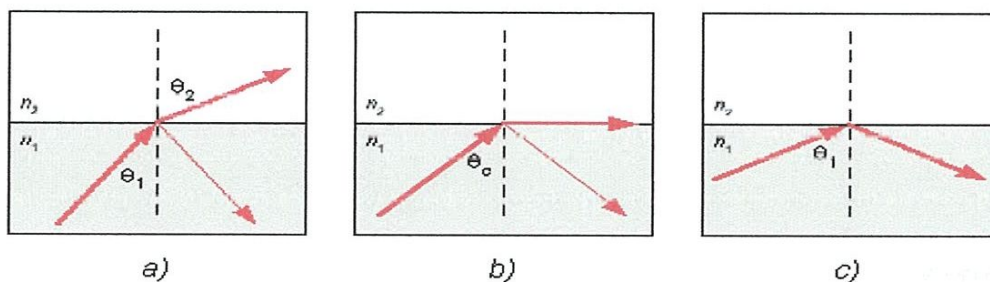


Figure I.5 : Réflexion dans la fibre optique

- Réfraction d'un rayon lumineux pour $\theta_1 < \theta_c$: le rayon incident est aussi partiellement réfléchi dans le premier milieu.
- rayon critique lorsque $\theta_1 = \theta_c$.
- réflexion totale interne pour $\theta_1 > \theta_c$.

III.2 Les différents types de fibre optique

a. La fibre à saut d'indice

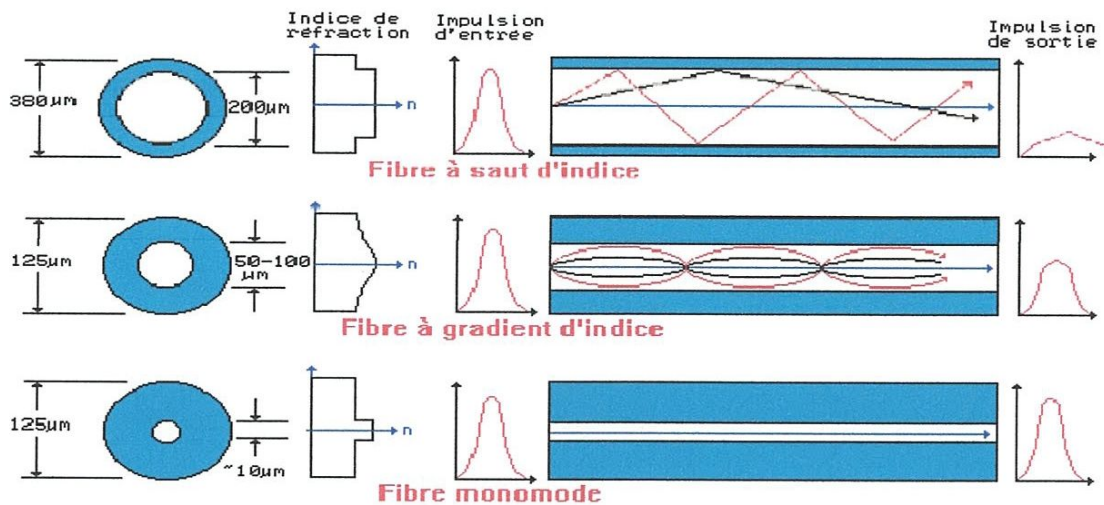
Constituée d'un cœur et d'une gaine optique en verre de différents indices de réfraction. Cette fibre provoque de par l'importante section du cœur, une grande dispersion des signaux la traversant, ce qui génère une déformation du signal reçu [7].

b. La fibre à gradient d'indice

Dont le cœur est constitué de couches de verre successives ayant un indice de réfraction proche. On s'approche ainsi d'une égalisation des temps de propagation, ce qui veut dire que l'on a réduit la dispersion modale. Bande passante typique 200-1500 Mhz/km. C'est ce type de fibre qui est utilisé à l'intérieur des bâtiments (62.5/125) et entre certains sites desservis par les PTT (50/125) [7].

c. La fibre monomode

Dont le cœur est si fin que le chemin de propagation des différents modes est pratiquement direct. La dispersion modale devient quasiment nulle. La bande passante transmise est presque infinie (> 10 GHz/Km). Cette fibre est utilisée essentiellement pour les sites à distance. Le petit diamètre du cœur (10mm) nécessite une grande puissance d'émission, donc des diodes laser qui sont relativement onéreuse [7].



Propagation de la lumière dans les trois types de fibres

Figure I.6 : Les différents types de fibre optique

Le nombre de modes se propageant dans une fibre optique est donné par la relation :

$$m = \frac{2d}{\lambda} \cdot \text{ON} \quad (\text{I.4})$$

Avec : d : le diamètre du cœur de la fibre,
 λ : La longueur d'onde de la lumière utilisée,
ON : l'ouverture numérique de la fibre.

En choisissant d suffisamment faible, il est possible d'avoir un seul mode de propagation ($m=1 \Leftrightarrow$ fibre monomode). Le chemin de propagation est ainsi unique et parallèle à l'axe de la fibre. Théoriquement le signal injecté en entrée va atteindre la sortie sans aucune déformation. C'est ce type de fibre qui présente les plus grandes performances mais son coût est relativement élevé par rapport aux fibres multi modes [5].

En ce qui suit en s'intéressant aux caractéristiques des fibres monomodes.

III.3 Caractéristiques de la fibre monomode

Les principales caractéristiques des fibres optiques sont l'atténuation, la dispersion chromatique, que nous allons présenter.

III.3.1 L'atténuation

L'atténuation dans les fibres optiques résulte de plusieurs mécanismes :

- Pertes intrinsèque : dépendent de la nature physico chimique de la fibre optique.
- Pertes par absorption moléculaire : elles sont causées par l'absorption des rayons optiques par la silice et les impuretés contenus dans celle-ci.
- Les irrégularités involontaires de structure provoquent des pertes par diffusion (diffusion Rayleigh).
- Pertes extrinsèques : dépendent du couplage fibre-fibre ou fibre-composants.
- Les pertes dues aux conditions d'utilisation des fibres. Toute courbure trop serrée crée des pertes par rayonnement
- Les micros courbures sont des courbures très faibles, mais répétées et pratiquement incontrôlables, dues au conditionnement des fibres dans les câbles.
- Les fibres sont toujours utilisées par tronçons de longueur finie, raccordés entre eux. Chaque jonction peut provoquer une perte de raccordement.

La Figure (I.7) suivante montre l'atténuation spectrale d'une fibre en silice, pour les télécommunications.

L'atténuation minimale de 0,22 dB/km n'est pas très loin du minimum théorique pour la silice. La différence s'explique par le fait que l'on ne peut pas utiliser de la silice pure. On doit doper soit le cœur, soit la gaine et cela augmente les fluctuations de composition et donc les pertes par absorption [8].

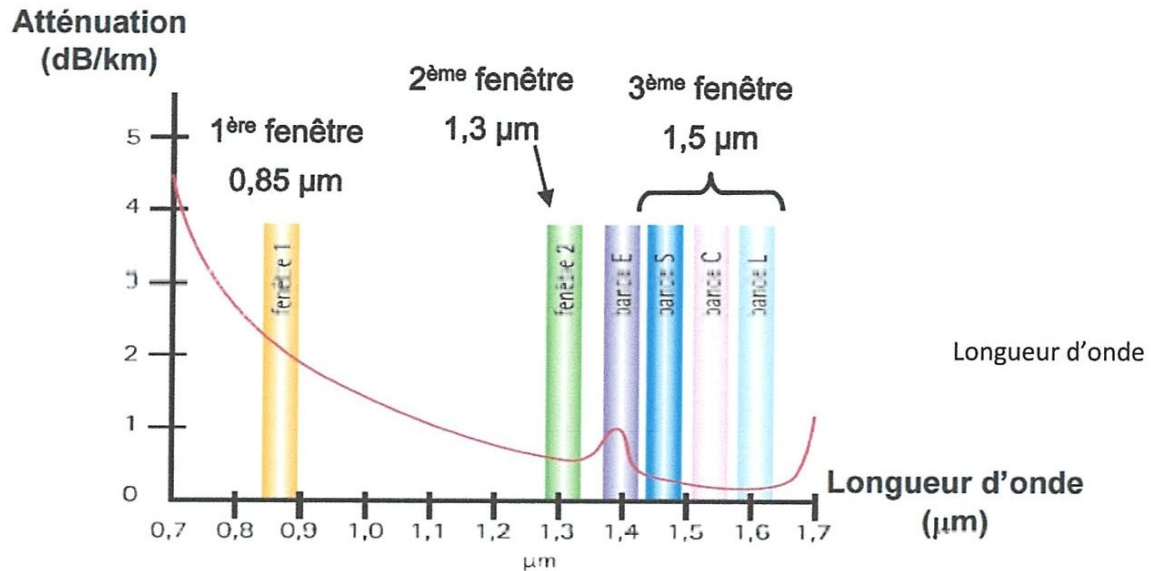


Figure I.7 : Profil de l'atténuation spectrale de la fibre optique faite de silice

III.3.2 La dispersion chromatique

Les propriétés optiques d'un matériau diélectrique transparent comme la silice sont dépendantes de la fréquence optique du rayonnement qui le traverse. La dispersion chromatique ou dispersion de vitesse de groupe est la dépendance en pulsation de l'indice de réfraction linéaire $n(\omega)$, traduisant la présence des bandes de résonance de la silice dans l'ultraviolet et l'infrarouge lointain. La dispersion de vitesse de groupe provoque une différence de phase entre différentes composantes spectrales. Ainsi, lors de la propagation d'impulsions brèves dans un milieu dispersif comme les fibres en silice, la dispersion de vitesse de groupe induit un élargissement temporel de l'impulsion figure (I.8). [9]

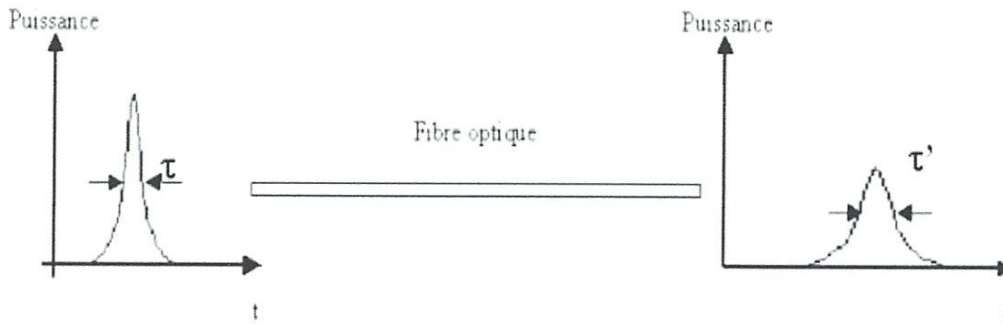


Figure I-8 : Évolution de l'impulsion pendant sa propagation dans la fibre optique.

Loin des résonances du matériau, l'indice de réfraction peut s'exprimer à partir de l'équation de Sellmeier.

$$n^2 = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j w_j^2}{w_j^2 - w^2} \quad (\text{I.5})$$

La dispersion apparaît dans le développement en série de Taylor de la constante de propagation B autour de la pulsation ω_0 centrale de l'impulsion est :

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = B_0 + B_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} B_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} B_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (\text{I.6})$$

Avec :

$$\checkmark B_0 = \frac{n(\omega_0)\omega_0}{c} \quad \text{la constant de propagation.}$$

$$\checkmark B_1 = \left(\frac{\partial B}{\partial \omega} \right)_{\omega=\omega_0} = \frac{1}{V_g} \quad \text{s/m}$$

Le coefficient d'ordre 2, B_2 , caractérise la dispersion de la vitesse de groupe.

$$\checkmark B_2 = \left(\frac{\partial^2 B}{\partial \omega^2} \right)_{\omega=\omega_0} = \frac{\omega \cdot d^2 n}{Cd \cdot \omega^2} \quad \text{s}^2/\text{m}$$

Pour la propagation d'impulsions dans les fibres, on utilise plus fréquemment le paramètre de dispersion $D(\lambda)$

$$D(\lambda) = \frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \cdot B_2 \left[\frac{\text{ps}}{\text{nm.Km}} \right] \quad (\text{I.7})$$

Le temps de propagation de groupe, c'est-à-dire le temps mis par un signal pour parcourir l'unité de longueur, dépend de la longueur d'onde λ . Dans le cas d'un signal issu d'une source émettant sur une raie de largeur $\delta\lambda$, ces temps de propagation vont s'étaler sur une certaine durée. Le paramètre de dispersion chromatique (D) est défini comme la dérivée du temps de propagation de groupe par rapport à la longueur d'onde, pour une longueur de fibre de 1 km. On le donne généralement en Ps/ (nm.km), les picosecondes correspondant à l'élargissement temporel, les nanomètres à la largeur spectrale et les kilomètres à la longueur de fibre.

En fait, la dispersion chromatique est la somme d'un terme de matériau pur (dispersion matériau) et d'un terme dû au guidage de l'onde (dispersion modale) [9].

- Dispersion de matérielle

L'élargissement est cause par le fait que l'indice de réfraction du verre n'est pas le même pour toutes les longueurs d'onde. Cette dispersion existe dans toutes les fibres optiques qu'elle soit monomode ou multimode, et elle est très petite à la longueur d'onde d'environ 1300 nm.

- Dispersion de guidage

L'élargissement est cause par le fait que la constante de propagation du guide dépend de la longueur d'onde.

Dans le cas d'une transmission numérique, cet élargissement ne doit pas excéder une fraction du temps bit pour garantir un faible taux d'erreur. Ceci implique une limitation de distance pour une propagation sans compensation, Cette distance est appelée limite de dispersion ou longueur de dispersion chromatique L_D . Elle représente la distance de transmission au bout de laquelle une impulsion s'élargira de l'intervalle d'un bit. La limite de dispersion estimée pour un signal de largeur spectrale $\Delta\lambda$ est donnée par :

$$L_D \approx \frac{1}{2D \cdot \Delta\lambda \cdot D_c} \quad (I.8)$$

Où D est le débit de transmission. Cela veut dire aussi que pour une longueur de transmission donnée L , la dispersion chromatique limite également le débit qu'on peut transmettre. Cette limitation est d'autant plus drastique que le débit de transmission est élevé.

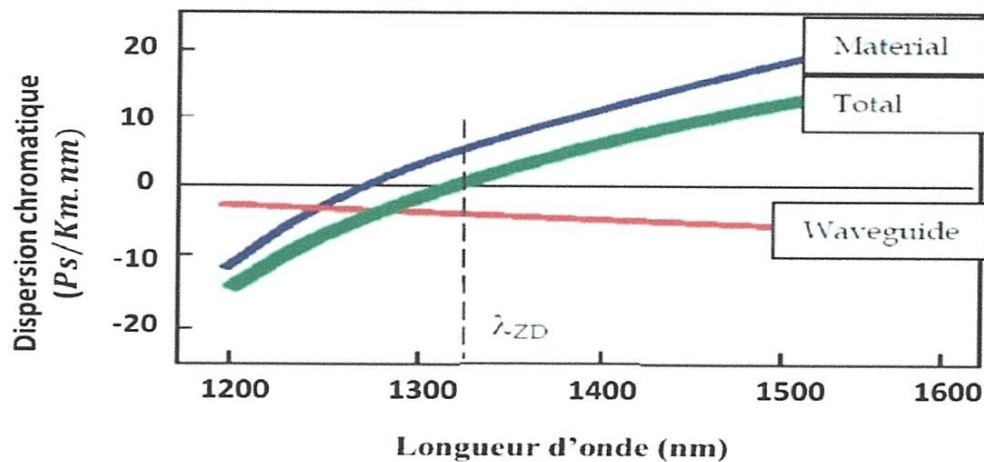


Figure I-9 : La dispersion chromatique dans une fibre standard SMF

La figure (I.9) montre également qu'il existe deux zones de dispersion chromatique : une zone où $D_\lambda < 0$, dite régime de dispersion « normale » et une zone où $D_\lambda > 0$, dite régime de dispersion « anormale ». Dans le premier cas, les composantes spectrales correspondant aux basses fréquences (aux grandes longueurs d'onde) ont des vitesses de phase plus grandes et se déplacent donc vers l'avant de l'impulsion alors que dans le second cas, ce sont les hautes fréquences (courtes longueurs d'onde) qui sont les plus rapides. Dans les deux cas de figure, la dispersion chromatique engendre un élargissement temporel des impulsions car elle propulse certaines composantes spectrales à l'avant de l'impulsion et d'autres à l'arrière [9].

III.3.3 Effets non linéaires

III.3.3.1 Effet Kerr optique

L'effet non linéaire prépondérant dans la silice qui vient affecter la propagation est l'effet Kerr, il intervient très souvent lorsque des impulsions très brèves et très intenses traversent le cœur monomode d'une fibre optique, le vecteur de polarisation ne reste plus proportionnel au champ électrique et l'indice de réfraction devient alors dépendant de l'intensité de l'onde optique.

Cet indice de réfraction affecté par l'effet Kerr est donné par la relation suivante :

$$n(\omega, E) = n_0(\omega) + n_2|E|^2 \quad (\text{I.9})$$

Avec n_0 l'indice de réfraction linéaire du matériau (en absence de signal optique), I l'intensité instantanée du champ optique appliqué en W.m^{-2} , et n_2 le coefficient non-linéaire de réfracté on ou coefficient Kerr en m^2/W . Sa valeur typique dans la silice est d'environ $2,6.10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ à 1550 nm pour une SMF (et elle varie peu en fonction du type de fibre). Bien que cette valeur soit relativement faible en comparaison avec d'autres matériaux fortement non-linéaires, les fortes intensités crêtes ainsi que la faible section du cœur dans les fibres monomode rendent l'effet Kerr significatif dans le cas d'une propagation d'impulsion ultracourte, de l'ordre de la picoseconde [10].

Le coefficient non linéaire défini par γ , rend compte de l'effet Kerr responsable des effets non linéaires, il est défini par :

$$\gamma = \frac{n_2 \cdot \omega}{c \cdot A_{eff}} \quad (\text{I.10})$$

Avec : ω : la pulsation du signal, c : la vitesse de la lumière dans le vide, A_{eff} : la surface effective de la fibre.

III.3.3.2 Les conséquences de l'effet Kerr

a. L'auto-modulation de phase (SPM)

Une première conséquence de l'effet Kerr optique se traduit par un phénomène d'auto-modulation de phase (ou SPM pour Self-Phase Modulation). Une impulsion lumineuse induit une modification d'indice dans le milieu de propagation, et donc une modulation de phase parasite [11]. Le déphasage ainsi généré sera nommé phase non-linéaire Φ_{NL} .

$$\Phi_{NL}(t) = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 L I(t) \quad (\text{I.11})$$

Cette phase dépendante du temps modifie la largeur ainsi que la forme du spectre la notion de fréquence instantanée :

$$\begin{aligned} \omega(t) &= \omega_0 - \delta\omega(t) \\ \delta\omega(t) &= -\frac{d}{dt} \Phi_{NL}(t) \end{aligned} \quad (\text{I.12})$$

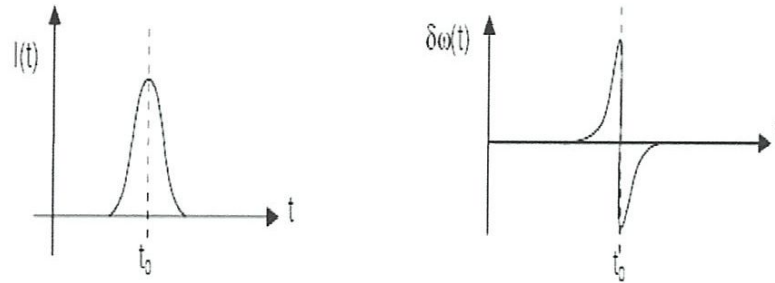


Figure I.10 : Dépendance temporelle de l'intensité variation de la fréquence instantanée associée.

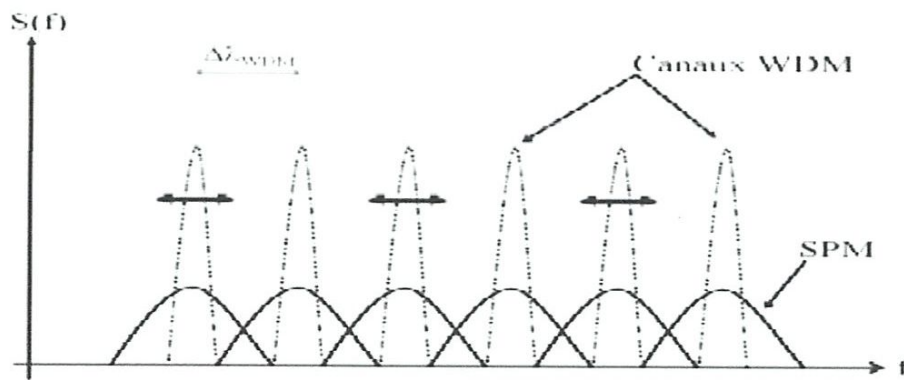


Figure I.11 : Illustration de l'impact de la SPM sur un signal optique WDM

b. La modulation de phase croisée (XPM)

La modulation de phase croisée, ou XPM pour Cross-Phase Modulation est aussi une conséquence d'un déphasage induit par l'effet Kerr. La XPM est la conséquence sur un canal optique WDM d'un déphasage induit par la présence d'un signal optique issu d'un canal voisin.

Dans le cas où, pour simplifier, deux canaux, de pulsations respectives ω_1 et ω_2 , se propagent simultanément dans une fibre optique, la composante du troisième ordre de la polarisation du matériau s'écrit :

$$P_{NL}(\omega_i) = \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi_3 \left(|A_i|^2 + 2|A_j|^2 \right) A_i \quad (\text{I.13})$$

Où i et j valent ici 1 et 2, ou 2 et 1.

Le terme $|A_i|^2$ correspond à la SPM, que nous avons évoquée ci-dessus.

Le terme $2 |A_j|^2$ correspond à une modulation de phase induite par l'autre signal, et est responsable de la XPM.

La Figure I.12 montre un exemple de déformations temporelles consécutives à la XPM pour différents décalages temporels entre le canal générant la XPM et le canal impacté par la XPM.

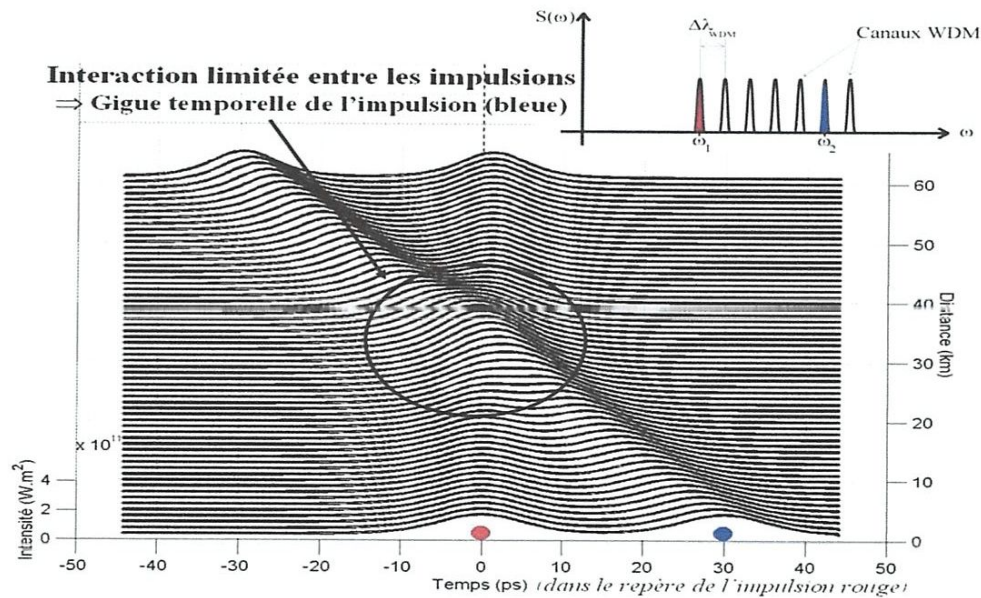


Figure I.12 : Exemple de déformations à la XPM

c. Le mélange à quatre ondes (FWM)

Le mélange à quatre ondes, ou FWM pour Four-Wave Mixing, est une autre conséquence des effets non-linéaires Kerr se produisant entre différentes composantes d'un signal WDM.

Elle consiste non plus en un déphasage du signal, mais en une interaction non-linéaire entre trois ondes de pulsations λ_i , λ_j et λ_k qui consiste à créer une nouvelle onde à la pulsation $\lambda_{ijk} = \lambda_i + \lambda_j - \lambda_k$. Cette onde est appelée produit d'intermodulation [11]

La puissance totale des produits d'intermodulation créés par mélange à 4 ondes est proportionnelle à la quantité η définie par [12].

$$\eta \propto \left[\frac{n^2 P_s}{A_{eff} D (\Delta\lambda)^2} \right]^2 \quad (I.14)$$

Avec P : puissance par canal

On a donc :

$$\frac{P_{FWM}}{P_s} \propto \frac{P^2 \gamma^2}{D^2 \Delta\lambda^2} \quad (I.15)$$

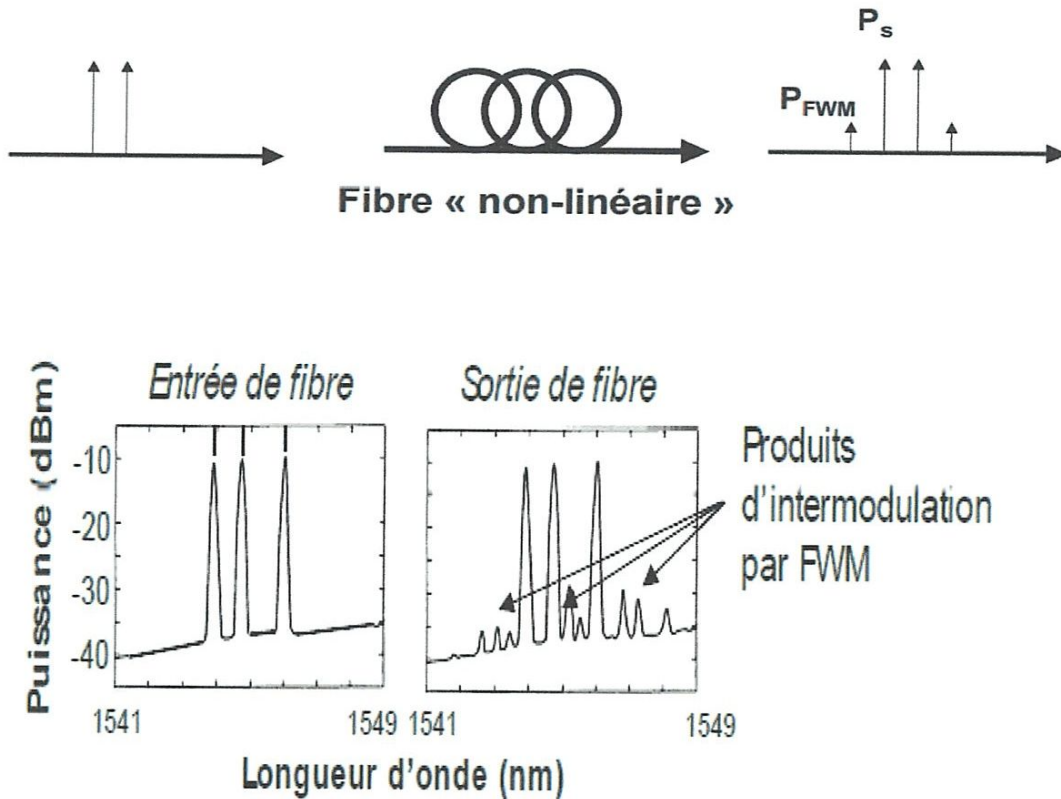


Figure I.13 : Exemple de génération de produits d'intermodulation par FWM de trois longueurs d'onde porteuses inégalement espacées

IV. Développement des capacités et impacte des effets linéaires et non linéaires

Pour augmenter la capacité totale d'un système WDM, il est possible de jouer sur le débit transporté par chaque canal ou sur le nombre de canaux, voir sur les deux en même temps.

Les progrès de l'électronique rapide, l'intégration des composants électroniques et optiques, permettent de traiter dans les équipements d'extrémités, des débits de plus en plus élevés. Mais l'augmentation du débit rend le signal de plus en plus sensible aux défauts de la propagation, tant linéaires que non linéaires. Ainsi, la dispersion chromatique (autour de $16,5\text{ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ à 1550nm pour une fibre de type SMF-28), néfaste à la transmission d'information, ne pourra plus être négligée et des solutions de compensation de dispersion devront être trouvées et développées. De même l'apparition de puissance injectée plus élevée est aussi des facteurs de dégradation très importants et leurs impacts devront être maîtrisés.

Pour augmenter le nombre de canaux, la méthode consiste à diminuer l'espacement entre chaque longueur d'onde tout en restant dans la même bande (par exemple la bande C). Les espacements utilisés prennent alors pour valeurs 50GHz (ou $0,4\text{nm}$) voir 25GHz ($0,2\text{nm}$). Des centaines de canaux peuvent donc être obtenus dans une même bande ! Du fait que l'espacement se trouve inférieur à 100GHz , on parle alors de technologie DWDM. Ce resserrement impose par ailleurs des tolérances de plus en plus faibles sur la stabilité des lasers et la diaphonie dans le canal qui peut être introduit [13].

V. Conclusion

Dans le but d'optimiser l'utilisation de la fibre optique, la technologie WDM s'est émergé car elle offre un très haut débit en adoptant la technique de multiplexage d'un nombre important de longueurs d'ondes sur une seule fibre optique.

En effet, le besoin d'un système plus flexible en termes de gestion de réseau est toujours présent, ce qui a donné naissance à une nouvelle génération de WDM, nommée NG WDM. Pour ce faire, nous allons consacrer dans le deuxième chapitre sur l'étude et la caractérisation des impulsions usuelles et très étroites appelées solitons qui sont capables de transporter des informations à l'intérieur de la fibre sur des milliers de kilomètres sans déformation, et exploitant les effets linéaire et non linéaires interagissant pendant la transmission.

Chapter 11



I. Introduction

Pour mieux comprendre l'évolution d'une impulsion lumineuse dans un milieu Kerr il est indispensable de tenir compte des effets nonlinéaires qui interviennent durant la propagation de l'impulsion. La modélisation mathématique de ces effets a alors permis de mettre en évidence un nouveau type d'onde, le soliton.

Ce concept ne se restreint pas uniquement à l'étude des ondes hydrodynamiques : il peut être étendu à de nombreux autres domaines de la physique, comme la mécanique (avec l'étude d'une chaîne d'oscillateurs couplés), l'électronique (avec l'étude d'une ligne électrique) ou encore l'optique. C'est sans nul doute dans ce domaine que le soliton a connu ses plus grands succès. Les effets nonlinéaires ont en effet tenu un rôle grandissant dans l'optique de la seconde moitié du vingtième siècle, en particulier grâce à l'apparition du laser qui a rendu possible l'utilisation d'une onde cohérente de forte intensité.

Des manifestations, tel l'effet Kerr, de la nonlinéarité de certains matériaux excités par de fortes puissances ont alors pu être observées. De manière similaire au soliton hydrodynamique, plusieurs exemples de solitons optiques ont pu être démontrés. Divers types de solitons optiques spatiaux ont ainsi été reportés, pour lesquels la non linéarité contrebalance la diffraction naturelle d'un faisceau laser. Un support privilégié a permis, quant-à-lui, de mettre en évidence des solitons temporels : il s'agit de la fibre optique, mise au point dans les années 1970 et sans laquelle les réseaux de télécommunications optiques actuels n'existeraient pas.

La nonlinéarité de la silice constituant la fibre peut alors s'opposer à la dispersion temporelle des impulsions. Les impulsions se propagent alors inchangées sur des dizaines de kilomètres, la seule limite résidant dans l'atténuation des fibres qui diminue progressivement la puissance crête de l'impulsion.

Dans ce chapitre, On va étudier de manière intensive le soliton, il contient petit rappel sur l'historique de soliton puis une présentation générale et nous définirons eux notion, leurs types et leurs origines, En suite on va voir comment l'onde affectée par les effet non linéaire (SPM) et linéaire (dispersion) , Après cela on va montrer comment on peut faire la propagation en intégration entre les effets précédents à partir de l'équation de propagation (l'équation de Schrödinger nonlinéaire NLSE), nous mettrons notamment en évidence le fait de deux solutions, la solution analytique, et la solution numérique pour la méthode de Fourier à pas devisé.

II. Petit rappel historique sur les solitons

L'onde solitaire a été observée en premier par l'ingénieur et scientifique écossais John Scott RUSSELL sur un canal non loin d'Édimbourg en 1834 [14]; il l'a appelé 'great wave of translation' comme dans ces mémoires, donc il y a maintenant 182 ans passés sur cette première observation. Alors qu'il montait à cheval le long de l'Union Canal, proche d'Édimbourg, il remarqua qu'une barge, en s'arrêtant soudainement, produisit une onde importante qui continua de se propager en amont, sans atténuation de sa forme, ni de sa vitesse. Il suivit ainsi cette onde, sur plusieurs kilomètres, l'onde qui remontait le courant en semblant ne pas vouloir faiblir. Il remarqua aussi que les ondes de forte amplitude se déplaçaient plus vite que celles d'amplitude faible. Ce phénomène décrit la propagation nonlinéaire d'une onde.

L'interprétation mathématique de ces phénomènes hydrodynamique sera faite dès 1895 par deux mathématiciens hollandais, KORTEWEG et DE VRIES, à travers une équation dite «KdV». Cette équation restera oubliée jusqu'en 1965, puis sera redécouverte par N. ZABUSKY et M. KRUSKAL. Ils découvriront que lors d'une collision entre deux solitons, l'enveloppe et la vitesse propre de deux solitons sont gardés après séparation. De plus quand deux solitons se rapprochent, ils se déforment graduellement, devenant un simple paquet d'ondes qui se redivise ensuite en deux solitons ayant conservé leur forme et leur vitesse.

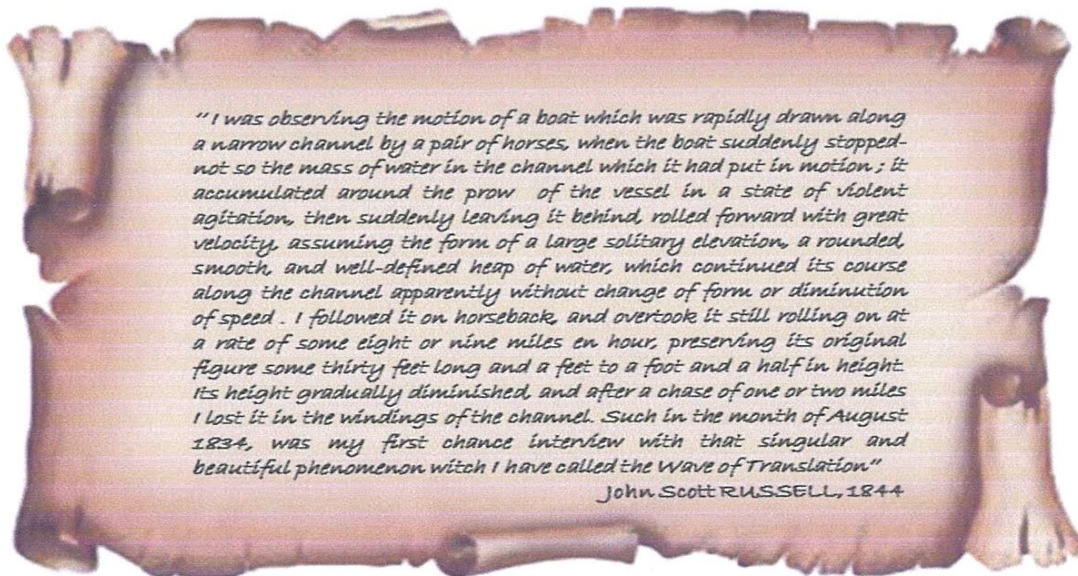


Figure II.1 : De mémoire John Scott RUSSELL, 1844 [15]

En 1971, V. ZAKHAROV et A. SHABAT montrèrent la possibilité de l'existence du soliton dans un milieu non linéaire et dispersif.

En 1973, A. HASEGAWA et F. TAPPERT ont montré théoriquement la possibilité de la propagation des solitons dans les fibres optiques. A. HASEGAWA eut l'idée de compenser la dispersion à 1550 nm par l'effet Kerr grâce aux solitons.

En 1980, l'observation expérimentale des solitons par L. MOLLENAUER et *al.*.

En 1982, l'apparition des fibres à gestion de dispersion à faible pertes. Dans la même période, l'amplification optique par effet Raman permettait d'envisager une transmission transatlantique sans répéteur. En 1986, L. MOLLENAUER proposa d'utiliser les solitons, pour lesquels la dispersion chromatique compense exactement les effets non linéaires [16].

En 1986 Lin Mollenauer et son équipe transmet des solitons sur plus de 4 000 km. En utilisant la diffusion Raman, du nom d'un physicien indien qui a décrit une façon d'amplifier les signaux dans une fibre optique [17].

La possibilité d'utiliser les solitons optiques pour les communications à longue distance a été démontrée en premier en 1988 dans une expérience dans lesquelles les pertes de la fibre ont été dédommagées en utilisant la technique d'amplification Raman.

En 1990 toujours aux Bell Labs A. Hasegawa et son équipe transmet des solitons sur plus de 14 000 km dans les fibres optiques en utilisant des amplificateurs à erbium [18].

En 1993 C.R. Menyuk, a étudié la propagation des solitons robustesses dans les fibres optiques [19].

En 1998 Thierry Georges et son équipe du centre de recherche et développement de France Télécom combinent des solitons de longueurs d'ondes différentes (multiplexage en longueur d'onde) pour réaliser une transmission à un débit supérieur à 1 Tb/sec (1 000 000 000 000 bits par seconde) [20].

En 2001 G. P. Agrawal, a étudié la propagation des solitons dans les fibres optiques en général "Nonlinear Fiber Optic", Third ed. New York : Academic § 2, 4, 5 [10].

En 2007 Russell Kohla et al, ont étudié la propagation des solitons optique perturbés dans un milieu non kerr [21].

En 2008 Samudra et al., ont résolu le problème de la perturbation des solitons optiques avec l'utilisation de la fonction dissipation de Rayleighs dans les systèmes physiques en général [22].



Figure II.2 : Simulation de l'observation de J.S. Russell (Heriot-watt University, 1995)

III. Les solitons

III.1 Définition du soliton

C'est une onde localisée ou paquet d'ondes qui se propage sans déformation et conserve ses caractéristiques (forme et vitesse) après collision avec une autre onde du même type. Le suffixe "on" représente l'aspect particulier de l'onde.

III.2 Les différents types des solitons

III.2.1 Le soliton hydrodynamique

On peut observer des solitons hydrodynamiques grâce à un banc hydraulique de plusieurs mètres muni d'une écluse, et capter le profil des solitons sur un oscilloscope. L'écluse nous permet de changer la hauteur initiale de la vague.

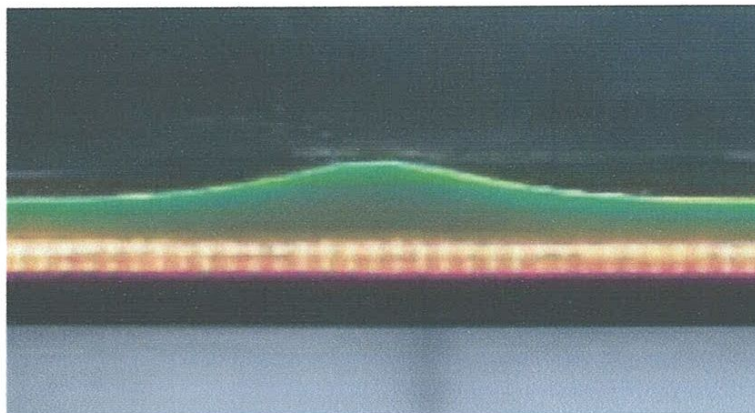


Figure II.3 : Onde soliton hydrodynamique

III.2.2 Le soliton mécanique

On peut observer des solitons mécaniques sur une chaîne de pendules couplés. Une manivelle permet de donner une impulsion initiale en faisant tourner le premier pendule [23].

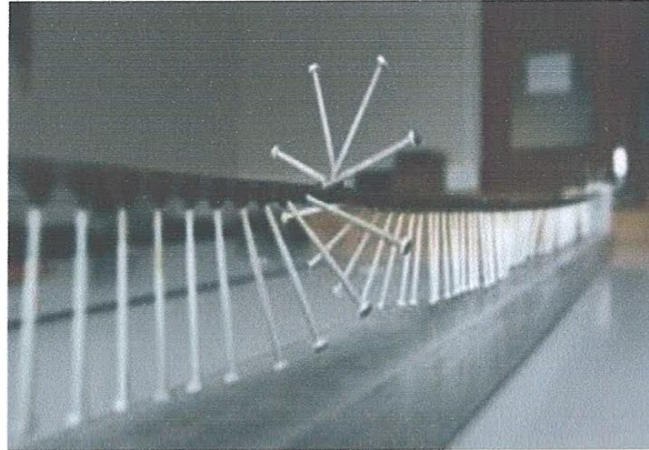


Figure II.4 : Soliton mécanique

III.2.3 Solitons optiques

Un soliton optique est une impulsion électromagnétique se propageant sans déformation. Par sa nature même, elle est solution stable de l'équation de propagation dans le milieu qu'elle traverse (typiquement une fibre optique).

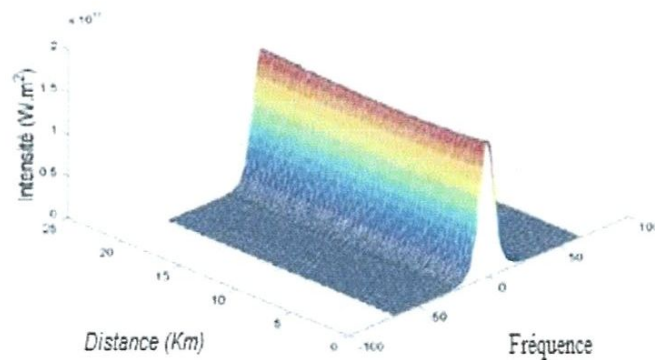


Figure II.5 : Évolution spatial-fréquentielle d'un soliton optique fondamental qui se propage sans se déformer.

✓ Origine du soliton optique

Le soliton naît d'un équilibre entre deux effets qui se compensent. Dans le cas d'un soliton optique, ces effets sont essentiellement l'auto-modulation de phase (SPM) et la dispersion anormale. Imaginons une impulsion électromagnétique se propageant. L'auto-modulation de phase décale vers les plus hautes fréquences (donc les plus courtes longueurs d'onde) le front de l'impulsion, et inversement décale vers les grandes longueurs d'onde la traîne de l'impulsion. La dispersion anormale décale vers le front de l'impulsion les basses fréquences, les hautes fréquences se retrouvant à la traîne (le rouge va plus vite que le bleu). Donc, entre l'auto-modulation de phase qui agissant sur le spectre de l'impulsion tend à rendre le front plus bleu et la traîne plus rouge, et la dispersion anormale qui agissant sur le profil temporel de l'impulsion tend à rendre le front plus rouge et la traîne plus bleue, l'impulsion trouve une forme qui équilibre les deux effets. La théorie montre qu'il s'agit d'une forme en sécante hyperbolique [24].

IV. Génération d'impulsions solitons avec un laser semi-conducteur

Les lasers à semi-conducteurs présentent des avantages qui en font de bons candidats pour la génération d'impulsions solitons. L'existence de diodes très monochromatiques, présentant des bandes passantes intrinsèques importantes (jusqu'à 10 GHz), font qu'elles ont été largement utilisées la génération de solitons. Différentes approches utilisant ces lasers sont possibles : le blocage de mode actif et passif, et la commutation de gain.

✓ Blocage de modes

L'onde optique émise par un laser est habituellement constituée d'un mélange incohérent (dont les phases varient aléatoirement et ne sont pas liées les unes aux autres) de différents modes de cavité autorisés par le milieu à gain. Le principe du blocage de mode est le suivant : on introduit dans la cavité laser un élément qui provoque une interaction entre les modes longitudinaux et les synchronise les uns aux autres. Ce verrouillage entre les modes fait qu'ils sont désormais en situation d'interférence constructive à un endroit de la cavité, provoquant ainsi l'apparition d'une impulsion (Figure II.6). Le laser émet alors en train d'impulsions à un taux de répétition égal à la fréquence intermodale du laser. La longueur typique d'un laser semi-conducteur étant de 300 μm , le taux de répétition attendu de 100 GHz est un peu trop élevé aux vues des applications envisagées. C'est pourquoi on utilise souvent un couplage de la diode à une cavité externe (constituée d'espace libre ou

de fibre) pour réaliser le blocage de modes, et obtenir des taux de répétition compatibles avec les applications en télécommunications. Des mécanismes sont principalement utilisés pour réaliser le blocage : le blocage actif et le blocage passif.

Le blocage actif consiste à moduler le gain ou les pertes du laser à la fréquence intermodale (ou à une harmonique de cette fréquence). La modulation crée des bandes latérales en phase avec le fondamental pour chaque mode, positionnées aux fréquences des modes adjacents, ce qui entraîne la synchronisation.

La modulation de gain se fait directement sur le courant traversant la zone active de la diode laser. Des impulsions d'environ 20 ps à des taux de répétitions allant jusqu'à 20 GHz ont ainsi été produites.

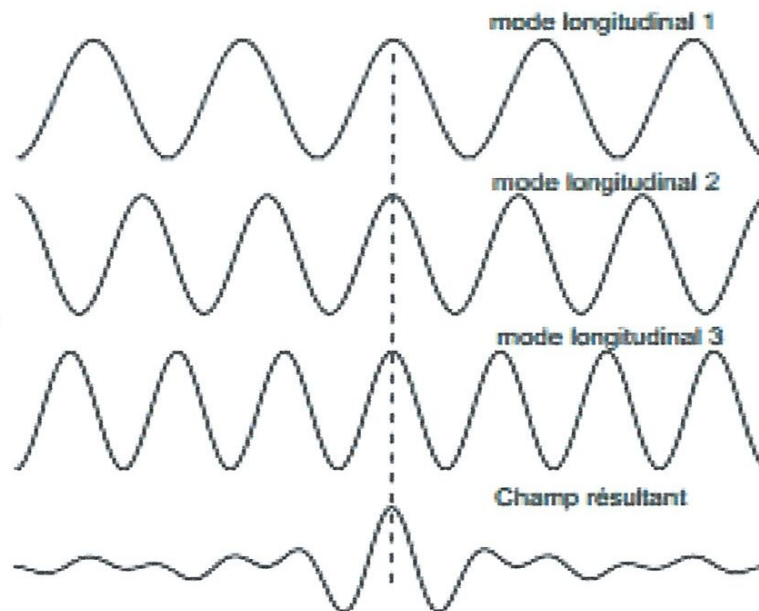


Figure II.6 : Principe du blocage de mode

Le blocage passif est réalisé avec des lasers semi-conducteurs endommagés, vieux, ou traités par implantation d'une face de sortie, qui présentent alors des régions d'absorption saturable. Si deux modes se trouvent en phase, ils vont alors saturer l'absorbant, ce qui revient à dire que le milieu va être favorable (en terme de gain) à la synchronisation des différents modes. Cette technique a permis la production d'impulsions de durée inférieure à 10 ps [25].

V. Impulsion solitonique

Le soliton est une onde lumineuse initialement symétrique se propageant sans déformation de sa forme dans un milieu dispersif et non linéaire. En optique, le soliton est utilisé pour décrire une impulsion (soliton temporel) ou un faisceau (soliton spatial) [16,26].

Ce type d'impulsion est attrayant par sa robustesse durant sa propagation. Le soliton fondamental d'ordre 1 ($N=1$) est issu d'un parfait équilibre entre la non-linéarité liée à l'effet Kerr et la dispersion chromatique d'ordre 2 au sein de la fibre. Grâce à l'annulation effective des effets dispersif et non-linéaire, l'impulsion solitonique peut se propager, en l'absence de pertes, sans déformation au sein de la fibre.

✓ L'effet Kerr : L'auto-modulation de phase (SPM)

Une première conséquence de l'effet Kerr optique se traduit par un phénomène d'auto-modulation de phase (ou SPM pour Self-Phase Modulation). Une impulsion lumineuse induit une modification d'indice dans le milieu de propagation, et donc une modulation de phase parasite [27]. Si un champ intense se propage au sein d'une fibre optique de longueur L , alors celui-ci va subir un déphasage non-linéaire proportionnel à l'intensité du champ, via une modification locale de l'indice de réfraction vu par l'onde. Ce déphasage est qualifié d'auto induit, augmentant linéairement avec la distance de propagation, et est maximal au centre de l'impulsion. Son expression est donnée par l'équation suivante (quel que soit la nature de l'impulsion) :

$$\Phi_{NL} = \frac{2\pi n_2}{\lambda_0} I L = \gamma(\omega_0) P_c L \quad \text{II. 1}$$

Avec I l'intensité du champ, P_c la puissance crête correspondante et le coefficient non-linéaire Kerr de la fibre optique considérée. Le phénomène d'auto-modulation de phase va ainsi modifier le profil spectral de l'impulsion via une modification temporelle de sa phase non-linéaire et donc de sa fréquence instantanée. Cette modification est issue de la génération de photons de fréquences inférieures à celle de la porteuse (ω_0) au niveau du front montant de l'impulsion lumineuse et de fréquences supérieures à ω_0 sur le front descendant de l'impulsion. L'impulsion subit un glissement de fréquence plus communément appelé 'Chirp', illustré sur la (Figure II.7). Le 'chirp' est défini par : Le phénomène d'auto-modulation de phase va ainsi modifier le profil spectral de l'impulsion via une modification temporelle de sa phase non-linéaire et donc de sa fréquence

instantanée. Cette modification est issue de la génération de photons de fréquences inférieures à celle de la porteuse (ω_0) au niveau du front montant de l'impulsion lumineuse et de fréquences supérieures à ω_0 sur le front descendant de l'impulsion. L'impulsion subit un glissement de fréquence plus communément appelé 'Chirp', illustré sur la (Figure II.7). Le 'chirp' est défini par :

$$\partial\omega(t) = \omega(t) - \omega_0 = \frac{\partial\Phi_{NL}}{\partial t} = -\gamma(\omega_0)PL \quad \text{II. 2}$$

De cela en résulte une longueur caractéristique nommée L_{NL} représentant la longueur de propagation pour laquelle les effets non-linéaires deviennent dominants par rapport aux effets dispersifs :

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma(\omega_0)P} \quad \text{II. 3}$$

Comme cela vient d'être démontré, le processus d'auto-modulation de phase provoque un élargissement spectral de l'impulsion optique au cours de sa propagation. Lorsque cet effet de SPM se produit dans un milieu ayant un régime de dispersion normal ou anormal cela donne lieu à de nouveaux effets décrits ci-après tels que l'élargissement temporel des impulsions de façon rapide ou encore une compression des impulsions.

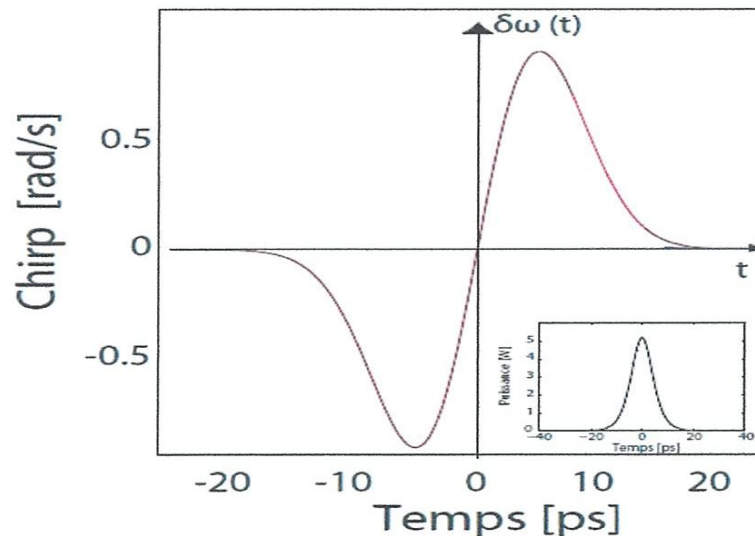


Figure II.7 : Illustration du chirp d'une impulsion gaussienne dû au phénomène d'auto-modulation de phase au sein d'une fibre optique. Insert : profil temporel de l'impulsion gaussienne de départ

✓ **La dispersion chromatique (GVD)**

Pour mieux comprendre les effets de la dispersion sur l'évolution temporelle d'une impulsion, étudions l'exemple d'une impulsion initiale gaussienne $A(0,t)$ de largeur caractéristique T_0 .

$$A(0,t) = \exp\left(-\frac{t^2}{2T_0^2}\right)$$

L'une des caractéristiques physiques les plus importantes d'une impulsion optique est sa largeur. Il est de coutume d'utiliser la largeur à mi-hauteur (Full Width at Half Maximum :FWHM), qui est la mesure de la largeur d'impulsion à la moitié de l'intensité maximale, pour une impulsion gaussienne: $T_{FWHM} \approx 1.665T_0$.

L'évolution dans le domaine temporel de cette impulsion est alors [28].

$$A(z,t) = \frac{T_0}{\sqrt{T_0 - i\beta_2 z}} \exp\left(-\frac{t^2}{2(T_0 - i\beta_2 z)^2}\right)$$

L'équation montre que l'impulsion conserve sa forme gaussienne mais sa largeur temporelle évolue : la largeur temporelle de l'impulsion augmente avec la distance de propagation z suivant :

$$T_1(z) = T_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z|\beta_2|}{T_0^2}\right)^2}$$

De cela en résulte une longueur caractéristique nommée L_D représentant la longueur de propagation pour laquelle les effets dispersifs deviennent dominants par rapport aux effets non-linéaires :

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad \text{II.4}$$

V.1 Compensation entre SPM et GVD

a. $L_D \ll L_{NL}$, nous pouvons considérer que le système est principalement dispersif. Lorsqu'une impulsion (sans chirp) se propage dans ce milieu, elle subit principalement un élargissement temporel.

b. $L_D \gg L_{NL}$, le système est principalement non linéaire. Dans ce cas, l'effet de la SPM conduit à un élargissement spectral de l'impulsion.

c. $L_D \sim L_{NL}$, l'influence de la dispersion et la SPM sont d'égale importance sur l'évolution de l'impulsion durant sa propagation. Dans ce cas nous pouvons distinguer deux situations :

- ✓ le régime de dispersion est normal ($D < 0$) : Les composantes de grandes longueurs d'onde (λ) sont créées sur le front montant de l'impulsion par l'effet de la SPM, elles se propagent plus vite (car $D < 0$). Les deux effets (SPM et DVG) contribuent à l'élargissement temporel de l'impulsion.
- ✓ le régime de dispersion est anormal ($D > 0$) : Dans ce cas, les composantes créées par la SPM se propagent moins vite, par conséquent, une compensation entre la dispersion et la SPM est obtenue. Cette compensation (entre DVG et SPM) est à l'origine de la formation des impulsions dites "solitons" dans une fibre optique passive (Figure II.8) [29].

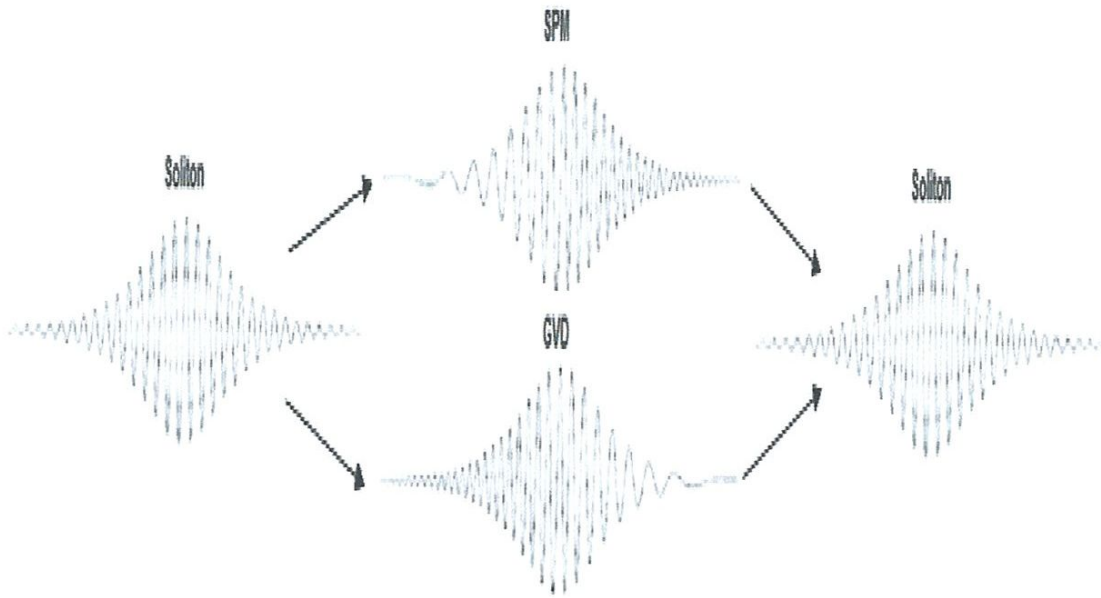


Figure II.8 : Compensation entre (DVG et SPM)

V.2 La forme du soliton optique

Le soliton optique ou la forme d'impulsion solitonique est donnée sous la forme d'une sécante hyperbolique [30].

$$A(z=0, \tau) = N \operatorname{sech}(\tau) \quad \text{II.5}$$

N est l'ordre du soliton qui est défini par :

$$N = \sqrt{\frac{L_D}{L_{NL}}} = \sqrt{\frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|}} \quad \text{II.6}$$

Où P_0 , L_D , L_{NL} sont respectivement la puissance crête de l'impulsion, la longueur de dispersion et la longueur non linéaire. Pour déterminer l'ordre du soliton, on prend toujours la valeur entière la plus proche.

Dans le cas où $L_D = L_{NL}$, c.-à-d., l'effet linéaire de la dispersion de vitesse de groupe est compensé par l'effet non linéaire d'auto-modulation de phase, on aura un soliton

fondamental (ou d'ordre 1). Alors, pour $N = 1$, le soliton fondamental conserve sa forme au cours de la propagation.

En conséquence, la puissance crête nécessaire pour l'existence d'un soliton fondamental est :

$$P_0 = \frac{\beta_2}{\gamma T_0^2} \quad \text{II.7}$$

Les solitons d'ordre supérieur correspondent à $N \geq 2$. Ils peuvent être décrits comme plusieurs solitons fondamentaux se propageant de manière couplée et à la même vitesse de groupe [26].

La figure II.9 montre la simulation des deux régimes de propagation de dispersion et de non-linéaire pour illustrer la dépendance de l'effet soliton au rapport L_D/L_{NL} .

Les figures [Figure II.9 (a) et (b)] correspondent à un régime linéaire (ou de dispersive) où $L \geq L_D \ll L_{NL}$ (ou $L_D < L_{NL}$). Dans ce cas, la non-linéarité ne dispose pas d'une distance suffisante pour se manifester et le terme linéaire est prépondérant. Ce régime correspond à des faisceaux de faible intensité. On constate qu'à la fin de sa propagation, l'impulsion subit une atténuation qu'on voit bien sur les figures(a) et (b) [30].

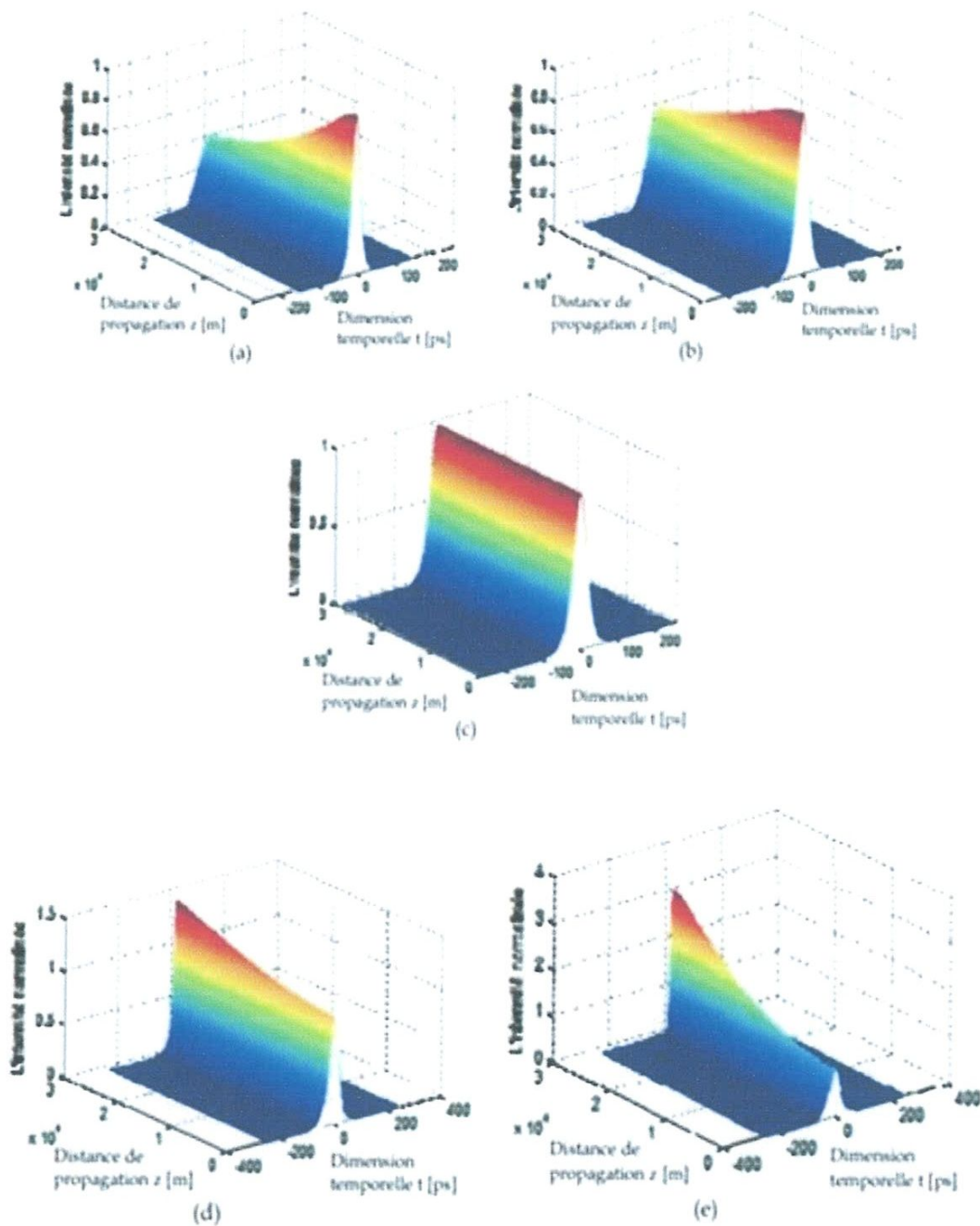


Figure II.9 : Les profils (a), (b), (c), (d) et (e) correspondent à la propagation d'un faisceau initial sécante hyperbolique pour différentes puissance initiale. (a) Régime linéaire pour $L_D \ll L_{NL}$. (b) Puissance intermédiaire où l'effet non linéaire commence à apparaître $L_D < L_{NL}$. (c) Régime soliton obtenu avec un profil de sécante hyperbolique en entrée avec $L_D = L_{NL}$. (d) Puissance intermédiaire où l'effet linéaire commence disparaître $L_D > L_{NL}$. (e) Régime non-linéaire pour $L_D \gg L_{NL}$.

VI. Propagation d'impulsion optique dans un milieu non linéaire et dispersif (fibre optique)

VI.1 L'équation non-linéaire de Schrödinger

La propagation des ondes dans de tels milieux, découle de manière tout à fait classique des équations de Maxwell, avec simplement la prise en compte de la composante non linéaire de la polarisation. Dans le domaine par axial, pour un milieu de Kerr unidimensionnel (l'effet non linéaire ne perturbe la propagation que dans une seule dimension), homogène, transparent, et isotrope, l'équation non-linéaire de Schrödinger décrit la propagation dans une fibre optique en tenant compte à la fois des phénomènes linéaires et non linéaires se produisant dans la fibre optique. L'équation non-linéaire de Schrödinger normalisé (ESNL) est donnée comme suit :

$$i \frac{\partial A(z, t)}{\partial z} + \frac{i}{2} \alpha A(z, t) - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A(z, t)}{\partial t^2} + \gamma |A(z, t)|^2 A(z, t) = 0 \quad \text{II. 8}$$

Où $A(z, t)$ est l'enveloppe lentement variable du champ électrique, z la distance de propagation, t le temps, α l'atténuation, β_2 la dispersion chromatique d'ordre 2 relié au terme de la dispersion D_{ch} par :

$$D_{ch} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad \text{II. 9}$$

Et γ le coefficient non-linéaire de Kerr, qui est décrit par:

$$\gamma = \frac{2\pi \cdot n_2}{\lambda \cdot A_{eff}} \quad \text{II. 10}$$

Où n_2 est le coefficient de non linéarité de la fibre ($n_2 = 3.2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ pour SMF), et A_{eff} aire effective de la section de la fibre ($A_{eff} = 80 \text{ um}^2$ pour SMF).

VI.2 La solution analytique de l'équation de Schrödinger non-linéaire

Il y'a deux régimes de propagation distincts : le régime de propagation dispersif et le régime de propagation non-linéaire.

Les deux régimes sont déterminés par les deux paramètres que l'on tenant on compte lors de la propagation d'une impulsion initiale en limite de Fourier de largeur temporelle T_0 et

de puissance crête P_0 et les deux longueurs de dispersion et de non-linéaire L_D et L_{NL} respectivement.

Si $L_D \gg L_{NL}$, nous pourrions considérer que le système est purement dispersif et inversement, si $L_D \ll L_{NL}$, le système sera non linéaire.

✓ Solution analytique en régime dispersif

Considérons la résolution de l'ESNL dans le régime dispersif ou l'on peut négliger l'impact de la non-linéarité ($\gamma=0$), et l'équation (II. 8) se réduit alors à l'équation suivante :

$$i \frac{\partial A}{\partial Z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\delta^2 A}{\delta t^2}$$

Cette équation peut être exprimée dans le domaine fréquentiel :

$$i \frac{\delta \tilde{A}}{\delta Z} = -\frac{\beta_2}{2} \omega^2 \tilde{A}$$

La solution est alors :

$$\tilde{A}(z, \omega) = \tilde{A}(0, \omega) \exp\left(i \frac{\beta_2}{2} \omega^2 z\right) \quad \text{II. 11}$$

Cette expression montre que les effets de la dispersion n'affectent pas le spectre.

✓ Solution analytique en régime non-linéaire

Dans ce cas les effets dispersifs peuvent être négligés devant les effets non-linéaires ($\beta_2=0$ ou $D=0$), l'équation (II. 8) se réduit à :

$$i \frac{\delta A}{\delta Z} = \gamma |A|^2 A$$

La solution de cette équation prend alors la forme :

$$A(z, t) = A(0, T) \exp(i\gamma |A(0, t)|^2 z) \quad \text{II. 12}$$

Les effets non linéaires ne modifient pas le profil temporel de l'impulsion, En revanche, cet effet provoque une variation de la phase de l'impulsion par elle-même, que l'on qualifie alors d'auto-modulation de phase (SPM), qui conduit à un déphasage non linéaire.

Pour une impulsion de type gaussienne, la phase non linéaire est rendue maximale au centre de l'impulsion où puissance crête de l'impulsion. L'auto-modulation de phase entraîne un élargissement spectral de l'impulsion, suivi par l'apparition d'oscillations dans le spectre dues à un phénomène d'interférences.

VI.3 La solution numérique

✓ La méthode de Fourier à pas divisé

La propagation non-linéaire d'un signal dans une fibre optique est gouvernée par l'équation Non-linéaire de Schrödinger (ENLS). Parmi les méthodes numériques utilisées pour résoudre l'ENLS, les méthodes dites split-Step Fourier (SSF) sont les plus courantes. Une fibre de longueur L est partagée en N tronçons. La taille des tronçons est suffisamment petite pour que certaines approximations puissent être admises et le signal optique à l'extrémité de chaque tronçon peut être calculé en fonction du signal à l'entrée des tronçons. De proche en proche, à partir du signal à l'entrée de la fibre, on parvient à calculer numériquement le signal en sortie de fibre. Sur chaque tronçon, le calcul de la solution nécessite d'effectuer des transformées de Fourier (TF). Les opérations de TF sont responsables de la majeure partie du temps de calcul d'une résolution numérique complète.

Le choix du nombre de tronçons est donc un compromis entre un grand nombre de tronçons qui assure une bonne précision mais un temps de calcul important et un petit nombre qui assure une rapidité d'exécution mais une résolution médiocre. Cependant, aucune des méthodes SSF ne permet de connaître à l'avance la précision du résultat. Pour évaluer la précision, la solution numérique doit être comparée à la solution dite analytique. La plupart du temps, la solution analytique est obtenue en effectuant une résolution numérique avec un très grand nombre de tronçons. Avoir accès à la précision du résultat est donc extrêmement + coûteux en termes de temps de calcul.

Le principe de la méthode de Fourier à pas divisés est d'étudier la propagation de l'impulsion sur une distance extrêmement faible δz (Figure II.10). Sur cette courte distance, l'approximation que les effets dispersifs et non-linéaires peuvent être découplés est réalisée.

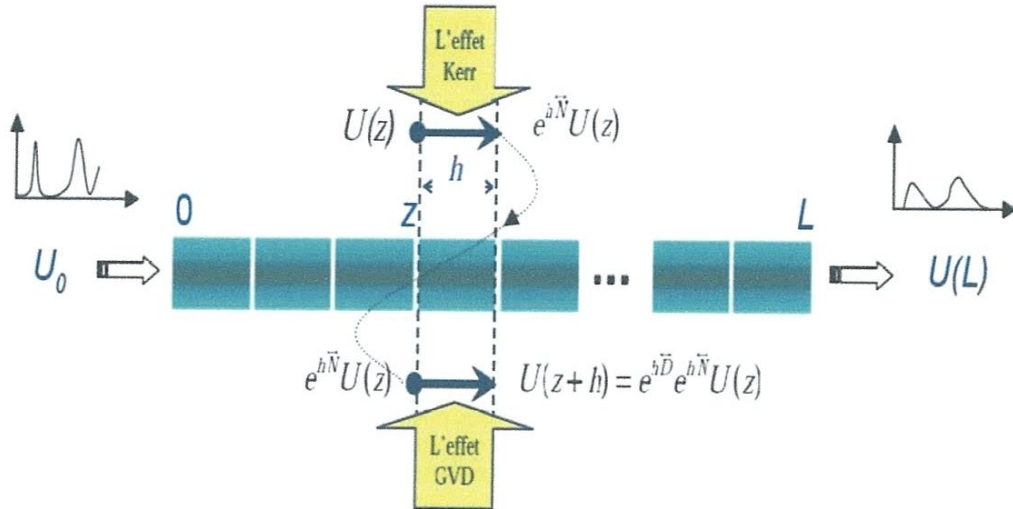


Figure II.10 : Illustration schématique de la division de la longueur de la fibre.

Nous allons ainsi considérer l'équation sous la forme :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A \tag{II.13}$$

Où \hat{D} représente l'opérateur des effets linéaires (ici la dispersion chromatique d'ordre 2) auquel peuvent venir s'ajouter la dispersion d'ordre 3 ou les pertes de la fibre. \hat{N} représente l'opérateur des effets non linéaires (ici l'auto-modulation de phase) auquel peuvent venir également s'ajouter des effets d'ordres supérieur : effet Raman stimulé, auto-raïdissement

Dans le cas de l'ESNL, ces opérateurs sont :

$$\hat{D} = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \tag{II.14}$$

et

$$\hat{N} = i\gamma|A|^2 \tag{II.15}$$

La solution exacte de l'équation (II. 12) est :

$$A(z + \delta z, t) = \exp[dz(\hat{D} + \hat{N})] A(z, t) \tag{II.16}$$

1^{ère} Étape :

Dans un premier temps, nous considèrerons que seul l'opérateur linéaire \hat{D} agit ($\hat{N} = 0$).

Comme l'opérateur différentiel $\partial/\partial t$ est équivalent à une multiplication par $i\gamma$ dans l'espace des fréquences, pour plus de simplicité, l'opérateur \widehat{D} est calculé dans le domaine de Fourier suivant :

$$A'(z + \delta z, t) = TF^{-1}[\exp(\delta z \widehat{D}) TF[A(z, t)]] \quad \text{II. 17}$$

$$A'(z + \delta z, t) = TF^{-1} \left[\exp \left(i \frac{\beta_2}{2} \right) TF[A(z, t)] \right] \quad \text{II. 18}$$

2^{ème} Étape :

Considérons, dans un second temps, uniquement l'action de la nonlinéarité \widehat{N} ($\widehat{D}=0$).

L'opérateur \widehat{N} s'applique ensuite dans le domaine temporel :

$$A'(z + \delta z, t) = A'(z + \delta z, t) \exp(\widehat{N} \delta z) \quad \text{II. 19}$$

$$A'(z + \delta z, t) = A'(z + \delta z, t) \exp(i\gamma |A|^2 \delta z) \quad \text{II. 20}$$

En réitérant ces deux étapes un nombre élevé de fois, nous avons accès de proche en proche à l'évolution du champ électrique en fonction de la distance de propagation z .

Les deux étapes sont présentées par la (Figure II.11) [28].

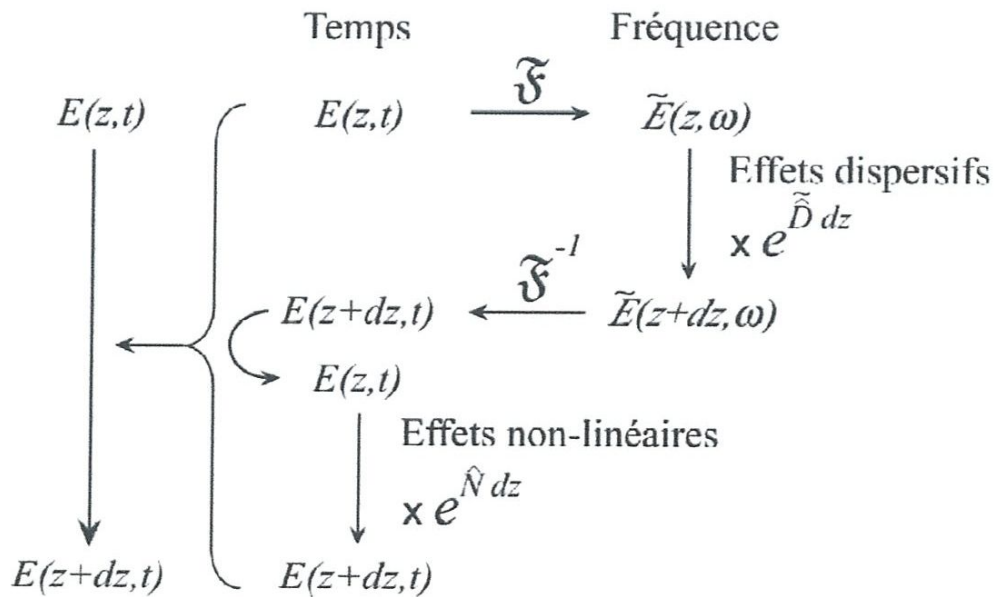


Figure II.11 : Principe de la méthode du split-Step Fourier

VII. Conclusion

Ce chapitre est consacré à une étude détaillée sur les solitons optiques. Selon le type temporel ou spatial, nous avons présenté un petit rappel sur quelques types des solitons comme le soliton hydrodynamique, mécanique et optique.

On a vu pour le soliton optique son origine, la forme exacte de son impulsion tel que le soliton fondamental d'ordre 1 ($N=1$) est issu d'un parfait équilibre entre la nonlinéarité liée à l'effet Kerr et la dispersion d'ordre 2.

Nous avons aussi dérivé analytiquement un système des équations de Schrödinger non linéaires couplées dans le cas de la présence de la dispersion de deuxième ordre. Finalement, nous avons fait une petite description de la méthode de la méthode de Fourier à pas dévisé qui est utilisée pour résoudre numériquement l'équation de Schrödinger non linéaire.

Chapter 1



I. Introduction

Ce chapitre est consacré l'étude de la transmission par soliton dans les systèmes WDM en se basant sur les limites de transmission.

Notre objectif étant d'étudier des solutions pertinentes pour une onde localisée ou paquet d'ondes solitoniques qui se propage sans déformation et conserve ses caractéristiques (forme et vitesse) après collision avec une autre onde du même type en même canal et sur des canaux différents comme les systèmes WDM.

Dans un premier temps, nous allons étudier les phénomènes de propagation présents dans la fibre pour les impulsions solitoniques, comment transmettre les information sous formes des ondes solitoniques, et comment éviter l'interaction entre solitons adjacents du même canal ou avec les solitons voisins des autres canaux du système WDM.

En fin, nous allons voir comment résoudre les problèmes due aux effets limitant la transmission par soliton comme l'effet d'ordre supérieur, la gigue temporelle de GORDON-HAUS, l'espacement entre les amplificateurs, et bruit des amplificateurs.

II. La transmission par solitons

En l'absence de perte et d'effet d'ordre supérieur, le soliton est alors capable de voyager au sein de la fibre optique sans aucune déformation [32]. Cette vue simplifiée de l'impulsion solitonique en a donc fait le candidat idéal pour la transmission d'informations par fibres optiques.

$$E(z, t) = \sqrt{P_s} \operatorname{sech}\left(\frac{t}{T_0}\right) \exp\left(\frac{iP_0 z}{2\gamma}\right) \quad \text{III.1}$$

Seul un déphasage indépendant du temps apparaît. Les profils temporels et spectraux d'intensité et de chirp évoluent donc sans aucune déformation. [33]

Où $\operatorname{sech}(t)$ est la fonction sécante hyperbolique, notée la fonction sech est définit sur \mathbb{R} par $\operatorname{sech}(t) = \frac{1}{\cosh t}$ où \cosh est la fonction cosinus hyperbolique [34], et P_0 , T_0 sont respectivement la puissance crête et la largeur temporelle de l'impulsion.

Pour les systèmes de transmission qui utilisent les soliton, il est naturel que la succession de 0 et de 1 soit codée par absence ou présence de soliton au sein d'un bit.

Cette façon de transmettre l'information est différente de la modulation classique en intensité où l'information est associée à une répartition uniforme d'intensité sur tout l'intervalle du temps bit.

Un bit distincte formats i.e., non-retour-à-zéro (NRZ) et retour-à-zéro (RZ). La solution d'équation NLS pour soliton tient seulement quand les impulsions individuel sont bien séparés [7, 8]. Cela peut être assuré en gardant la largeur du soliton une petite fraction de la durée du bit slot. Pour accomplir ceci, format RZ (Figure III.1) à être utilisés au lieu de format NRZ quand les solitons sont utilisés comme porteur d'information.

À cause des non-linéarités de la fibre, il est possible que des interférences inter-symboles se produisent. Pour les éliminer, nous pouvons choisir une durée d'impulsion relativement faible devant l'intervalle séparant deux solitons successifs [35].

Le débit binaire B et la largeur du temps bit T_B peuvent être liés comme suit :

$$B = \frac{1}{T_B} = \frac{1}{2s_0T_0} \quad \text{III.2}$$

Où $2s_0 = T_B/T_0$ sont la séparation normalisée entre les solitons voisines, et T_0 est la largeur du soliton [9, 10].

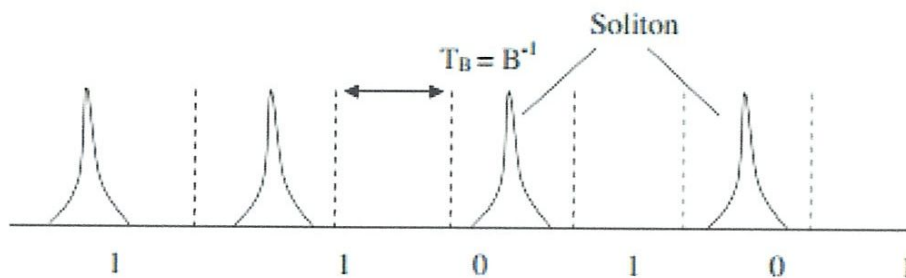


Figure III.1 Soliton dans un format RZ.

III. Solitons dans les systèmes WDM

Comme indiqué dans le premier chapitre, la capacité d'un système optique peut être considérablement augmentée en utilisant la technique WDM. Un système à solitons WDM transmet plusieurs flux de solitons à bits sur la même fibre en utilisant des longueurs porteuses différentes.

Sous certaines conditions de fonctionnement (espacement fréquentiel entre canaux bien maîtrisé), le multiplexage en longueur d'onde de plusieurs trains de solitons induit des pénalités mineures sur les performances (dues aux collisions entre solitons de canaux différents, donc se propageant à des vitesses différentes).

III.1 Interaction des Solitons

La première étude détaillée sur interaction du solitons a été fait par J.P. Gordon en 1983 [36]. Certaines interactions du soliton notables sont la collision et l'attraction.

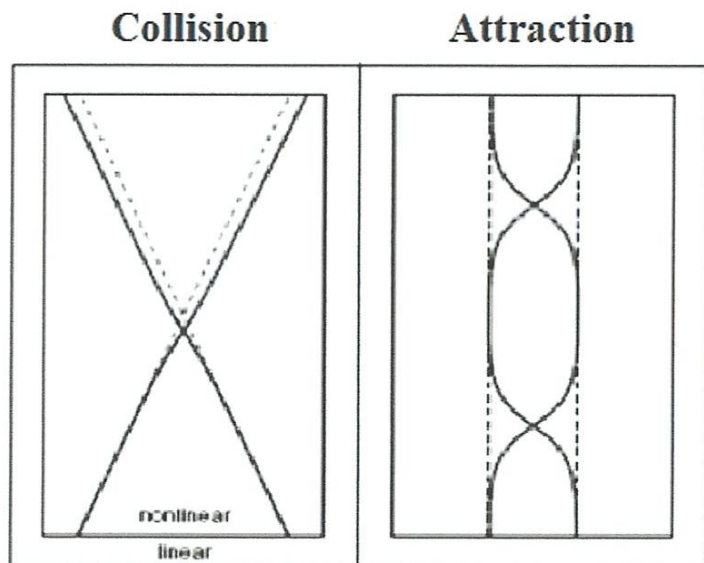


Figure III.2 Les types d'interaction solitonique

L'interaction de la collision entre deux solitons polarisés de la même façon ne l'influe pas sur le solitons, par contre dans le cas d'un changement spatial très petit (Figure III.7) à cause de la force d'attraction entre les solitons qui sont équilibrés à la fois avant et après le point de collision donc l'interaction est symétrique.

Lorsque deux solitons de même polarisation, et même phase se propagent l'un à côté de l'autre ils attirent donc on aura une attraction cette dernière est périodique dans le sens où les deux solitons change l'interaction

La positions spatiales : se répète de même rythme que la propagation d'une manière périodique et pour le mouvement spatial, les solitons restent intacts. Sur les lignes similaires, lorsque deux soliton polarisés avec deus phase différente (π_2 propagation) l'un près de l'autre, ils se repoussent. Par contre à l'attraction il n'y a pas de périodicité spatiale

en répulsion - Les deux soliton interagis continuent à se déplacer loin de l'autre. Attraction et répulsion se produisent la polarisation orthogonale des solitons.

Piégeage du territoire et de dragage sont les interactions asymétriques, quand deux solitons se chevauchent dans le début du milieu non linéaire. Puisqu'il n'y a pas de force d'interaction avant chevauchement et comme la force après le chevauchement est déséquilibrée, les solitons interagissant encourent un permanent (changement d'angle) [37].

III.1.1 Interaction entre solitons adjacents

Le soliton est, comme son nom l'indique, une impulsion "solitaire". Chaque impulsion de soliton occupe seulement une fraction de *Bit Slot*. Plus pratique, s'existe la possibilité d'emballer étroitement un ensemble des solitons au cours de sa propagation. Cependant, la présence des impulsions dans le *slot* voisin perturbe le soliton unique ce que produit un champ optique combiné qui ne sera pas une solution de ESNL. Ce phénomène, désigné sous le nom de l'interaction des solitons adjacents.

Lorsqu'on lance plus d'une impulsion dans une fibre, la présence des impulsions voisines va perturber d'une façon considérable le soliton, qui doit changer temporellement sa position. Si les solitons voisins ont lieu dans la phase, cette interaction est attractive et les solitons se déplacent plus étroitement. Pour étudier les systèmes à plusieurs impulsions, nous commençons par le NLS pour le cas de deux solitons voisins, l'amplitude de la paire de soliton à l'entrée de fibre peut être écrite sous la forme normale suivante :

$$A(0, t) = \text{sech}(\tau - q_0) + \rho \text{sech}[\rho(\tau + q)] \exp(i\theta) \quad \text{III.3}$$

Où ρ est l'amplitude relative, θ est la phase relative et la séparation initiale q_0 est liée au débit binaire par: [38]

$$B = \frac{1}{2q_0T_0} \quad \text{III.4}$$

Un train de solitons n'en est donc plus solution et on peut s'attendre à une propagation différente. C'est effectivement le cas, des solitons proches pouvant interagir très fortement (phénomènes d'attraction ou de répulsion). Pour limiter cette interaction, il est nécessaire d'espacer fortement les impulsions successives, ce qui conduit à l'utilisation d'impulsions beaucoup plus fines (facteur 5 à 10) que le temps bit et donc, d'une certaine manière, à

une réduction de débit. (Figure III.3) illustre l'aspect fondamentalement solitaire du soliton : le soliton le plus à gauche, isolé, se propage sur 14 000 km sans déformation notable, alors que le couple de droite se déforme par attraction et répulsion. [37]

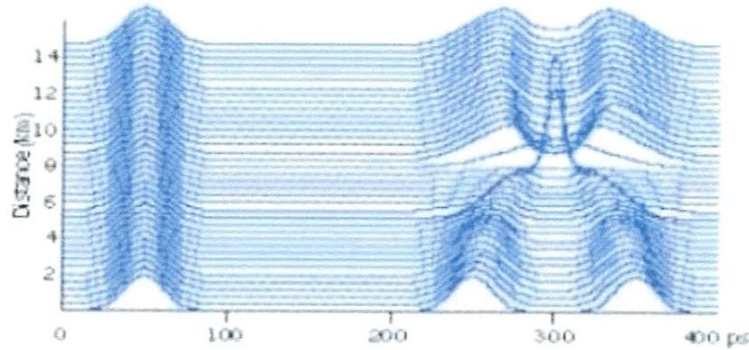


Figure III.3 Propagation sur 14 000 km de la forme d'onde soliton associée au message "1011".

Les deux solitons entre en collisions périodiquement le long de la fibre. La séparation relative q change avec la propagation et évolue périodiquement suivant l'équation [32] :

$$q(z) = q_0 + \ln|\cos(2ze^{-q_0})| \quad \text{III.5}$$

Avec z est la distance normalisée. Cette relation prouve que $q(z)$ change périodiquement le long de la fibre avec la période d'oscillation:

$$z_p = \frac{\pi}{2} \exp(q_0) \quad \text{III.6}$$

A cause de la périodicité de $q(z)$, les deux solitons se séparent et rentre en collision périodiquement. Cette période d'oscillation est appelée distance de collision donnée par la formule [39]:

$$L_{collision} = \frac{2T_{FWHM}}{D \Delta\lambda} \exp(q_0) \quad \text{III.7}$$

Où D la dispersion de la fibre et $\Delta\lambda$ la largeur spectrale de la séparation pour les deux solitons.

La conclusion montre que, l'augmentation de l'espacement entre les solitons est nécessaire pour éviter l'interaction de soliton, qui limite le débit binaire des systèmes de communication à base des solitons. L'espacement peut être réduit jusqu'à un facteur

important en employant des amplitudes inégales pour les solitons voisins. Comme vu dans la figure suivante.

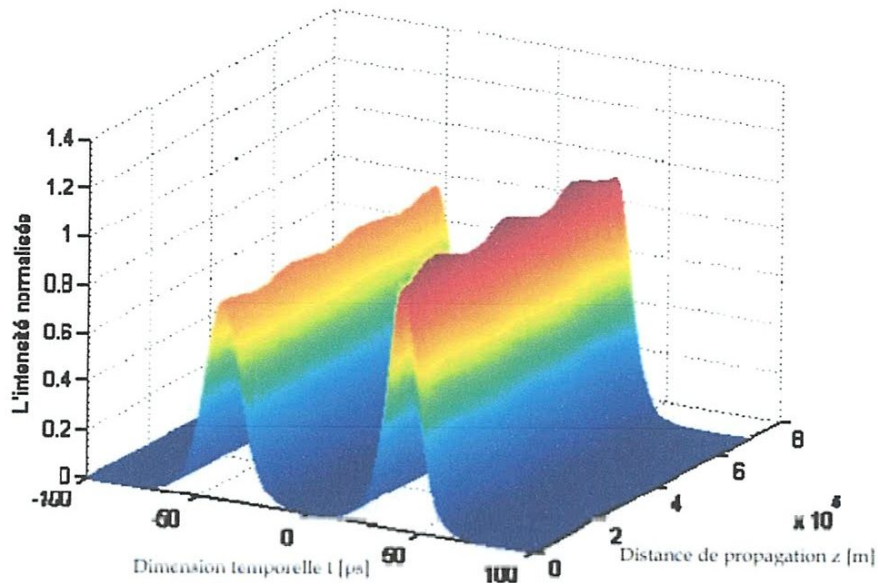


Figure III.4 Evolution d'une paire de soliton sur une distance $L=150L_D$

De tels petits changements de la puissance maximale ne sont pas nocifs pour maintenir les solitons. Ainsi, cet arrangement est faisable dans la pratique et peut être utile pour augmenter la capacité de système [31].

III.1.2 Collision des solitons

Lorsque plusieurs canaux de longueurs d'onde différentes sont présents WDM, deux solitons de deux canaux différents ont des vitesses différentes à cause de la dispersion chromatique du second ordre. Si le plus rapide est initialement en retard, il y a collision lorsqu'il a rattrapé le plus lent.

Nous savons que la propriété des solitons est de se comporter comme des particules qui retrouvent leur forme après la collision. L'analogie mécanique de l'effet non linéaire est comme suit :

Au début de la collision, le soliton rapide « tombe » dans le puits de potentiel du soliton lent (il est donc accéléré) ; En fin de collision, il doit « ressortir » de ce puits de potentiel. Il est donc ralenti jusqu'à ce qu'il retrouve sa vitesse initiale (*Figure III.5*). Inversement, le soliton lent est d'abord ralenti puis accéléré. Les deux solitons retrouvent donc leur

vitesse initiale avec un léger décalage temporel lié à la phase d'accélération et de ralentissement. Cet effet est en général faible.

D'autre part, comme aucune onde dispersive n'est créée lors de la propagation, le mélange à quatre ondes n'existe pas. En revanche, lorsque les solitons de deux canaux différents se recouvrent temporellement à l'émission, ils ne subissent pas la première partie de la collision. Par exemple, le soliton rapide doit sortir du puits de potentiel et est donc ralenti. Suivant que, sur le deuxième canal, se trouve un soliton ou non, le soliton du premier canal est ralenti ou garde sa vitesse initiale. Cette différence de vitesse étant subie sur toute la distance de transmission, elle induit en général une gigue rédhibitoire. La solution est d'entrelacer temporellement les différents canaux. Cela est rendu possible par l'écart temporel important entre deux solitons consécutifs d'un même canal, mais n'autorise que peu de canaux fréquentiels différents [40].

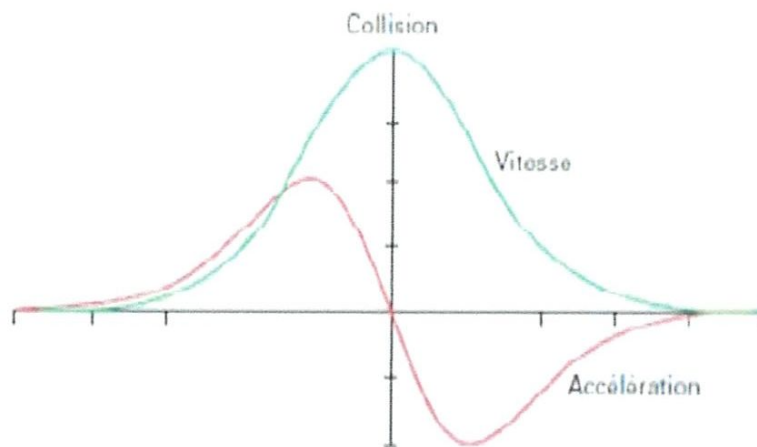


Figure III.5 Vitesse et accélération du soliton rapide lors d'une collision.

III.2 L'ordre supérieur du soliton

Les solitons se présentent alors sous la forme de sécantes hyperboliques dont l'intensité crête est bien plus importante comparée à la taille du faisceau. Le déséquilibre obtenu provoque alors une déformation du profil en phase et en amplitude au cours de la propagation. Mais, pour des valeurs entières de N , cette déformation se traduit par une oscillation autour d'un point équilibre et l'impulsion est capable de retrouver sa forme en sécante hyperbolique, comme pouvons très bien le voir dans la (*Figure III.6*).

Considérons une impulsion de forme initiale sech^2 dont la puissance P_{SN} est supérieure à P_S de façon à ce que $P_{SN} = N^2 P_S$. Cette condition initiale conduit à la formation d'un soliton d'ordre N . Ce soliton ne se propagera plus identique à lui-même quel que soit la distance, mais aura un comportement périodique [41].

Ainsi, il retrouvera une forme identique après une distance de propagation L_s appelée période soliton et définie par [42]:

$$L_s = \frac{\pi}{2} L_D = \frac{\pi T_0^2}{2 |\beta_2|} \quad \text{III.8}$$

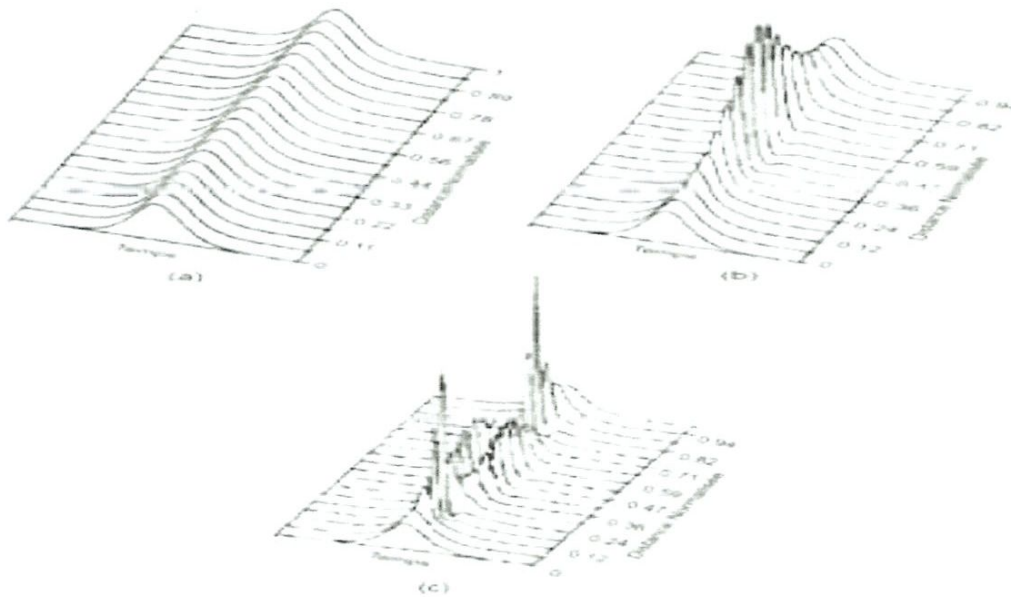


Figure III.6 Ondes solitons : (a) Soliton fondamental (b) Soliton de deuxième ordre (c) Soliton de troisième ordre. [43]

III.3 Gestion de la dispersion

III.3.1 Onde dispersive

Lorsque la propagation est décrite exactement par l'ESNL, l'onde dispersive se disperse temporellement et ses composantes aux fréquences différentes de la fréquence centrale du soliton se séparent temporellement de ce dernier (car la dispersion chromatique correspond à une variation de vitesse selon les fréquences). Cela est illustré par (**Figure III.7**) [40].

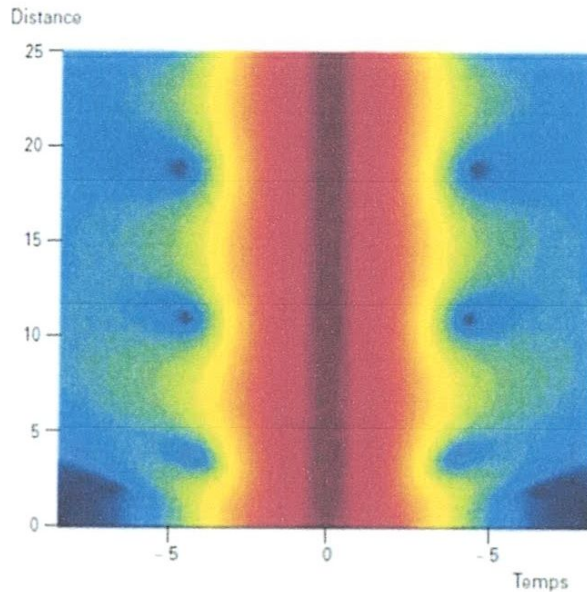


Figure III.7 Propagation d'une impulsion 1,2 sech (t) avec émission de continuum.

Dans la pratique, les perturbations à l'ESNL, inévitables dans un système réel (pertes, dispersion chromatique d'ordres supérieurs, d'autres effets non linéaires), peuvent recoupler une partie de cette onde dispersive au soliton et ainsi modifier les quatre paramètres du soliton (amplitude, vitesse, position et phase) [40].

III.3.2 Soliton avec gestion de dispersion

Il existe une solution élégante à l'élimination du mélange à quatre ondes : c'est l'utilisation de fibres optiques de dispersion chromatique élevée en valeur absolue, mais de signes alternés. Si la dispersion cumulée est faible, les impulsions ne sont pas trop élargies temporellement. En revanche, la grande dispersion chromatique locale permet d'éliminer efficacement la croissance des fréquences induites par le mélange à quatre ondes. Cette technique de réduction du mélange à quatre ondes est appelée gestion de dispersion.

Des simulations numériques ont démontré récemment que des impulsions gaussiennes, peuvent également se propager presque sans distorsion sur une ligne à gestion de dispersion.

Evidemment, la forte dispersion chromatique locale élargit fortement l'impulsion, mais lorsque cette dispersion cumulée est compensée par de la dispersion chromatique de signe opposé, l'impulsion retrouve presque exactement sa forme initiale.

C'est pourquoi ce type d'impulsion est appelé soliton avec gestion de dispersion ?

- un exemple est donné (Figure III.8). La ligne est composée périodiquement d'un tronçon de dispersion chromatique égale à $-20 \text{ ps}^2/\text{km}$, de perte $0,2 \text{ dB/km}$ et de longueur 100 km (fibre de ligne) suivi d'un tronçon de dispersion chromatique égale à $100 \text{ ps}^2/\text{km}$, de perte égale à $0,5 \text{ dB/km}$ et de longueur égale à $19,8 \text{ km}$ (fibre compensatrice). L'énergie de l'impulsion en entrée de la fibre de ligne est de 1 pJ . L'intensité de l'impulsion est reportée sur la (Figure III.8) à l'entrée de chaque tronçon de fibre de ligne. Le fort élargissement temporel le long de la ligne ainsi que l'effet des pertes sont ainsi gommés. Pour une telle ligne, il existe une unique impulsion qui puisse se propager quasiment sans distorsion (comme cela est indiqué par la figure). C'est une impulsion de forme (approximativement) gaussienne de durée 20 ps ayant subi une dispersion cumulée initiale de 170 ps^2 . La distance de propagation peut être aussi longue que l'on veut sans distorsion notable ($2\,000 \text{ km}$ sur la (Figure III.8) L'effet Kerr est donc bien contrôlé et cette impulsion mérite donc le nom de soliton. Cette première simulation de propagation d'un soliton sur une ligne à gestion de dispersion a été découverte empiriquement. Toute modification de la ligne précédente (énergie, longueur des fibres...) induit une modification de l'impulsion qui se propage sans déformation [40].

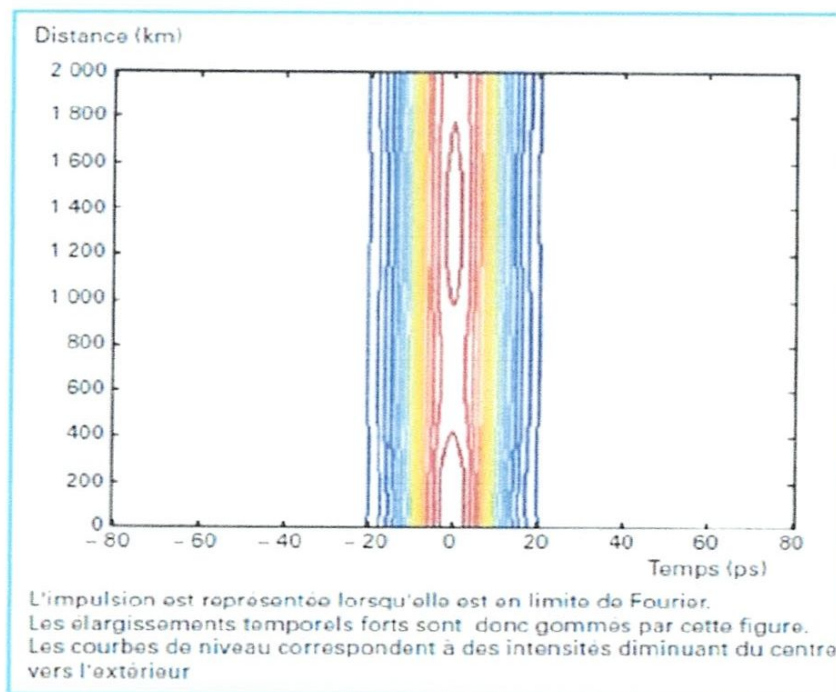


Figure III.8 Propagation d'un soliton sur une ligne à gestion de dispersion.

III.4 L'Atténuation de soliton

III.4.1 La Régénération 1R : l'amplification

Bien que le coefficient d'atténuation des fibres optiques soit faible (0,2 dB/km dans la bande de télécommunications autour de 1550 nm), les communications sur de longues distances imposent l'utilisation d'amplificateurs.

La mise au point de l'amplificateur à fibre dopée erbium (ou EDFA pour Erbium-Doped Fiber Amplifier) a constitué une révolution dans le domaine des télécommunications optiques. En effet, son fort gain (> 30 dB), sa grande puissance de saturation, sa large bande d'amplification (> 30 nm) et son insensibilité à la polarisation en font un composant clé des systèmes de télécommunications optiques. Néanmoins, avec les pompes fixées à 980 nm ou/et 1480 nm, l'EDFA se limite à amplifier uniquement dans une bande spectrale (la bande C de 1530 à 1565 nm). Avec l'accroissement du nombre de canaux dans la fibre grâce à la technique WDM (Wavelength Division Multiplexing), la bande spectrale offerte par les EDFA, limitée au maximum à 40 nm, peut s'avérer être un facteur pénalisant.

III.4.2 L'espacement entre les amplificateurs

On peut démontrer que des soliton appelés solitons moyens peuvent se propager. La puissance moyenne des solitons dans la fibre est égale à celle du soliton idéale (*Figure III.9- (a)*).

La puissance optique du soliton varie périodiquement entre une valeur maximale et une valeur minimale.

On peut parler d'une puissance moyenne \bar{P} qui caractérise globalement la propagation du soliton. Cette puissance moyenne doit être égale à celle du soliton théorique (dans la fibre d'atténuation nulle) (*Figure III.9-(b)*).

Quand la puissance optique dépasse la valeur moyenne, les impulsions subissent une petite contraction. Et vice versa conservent leur durée initiale (*Figure III.9-(c)*).

Par contre, si la puissance moyenne \bar{P} est trop faible, les effets non-linéaires seront insuffisants pour les effets de dispersion et le soliton s'élargira (*Figure III.9-(d)*).

On peut dire que la puissance du soliton est proportionnelle à la dispersion chromatique présentée par la fibre [35].

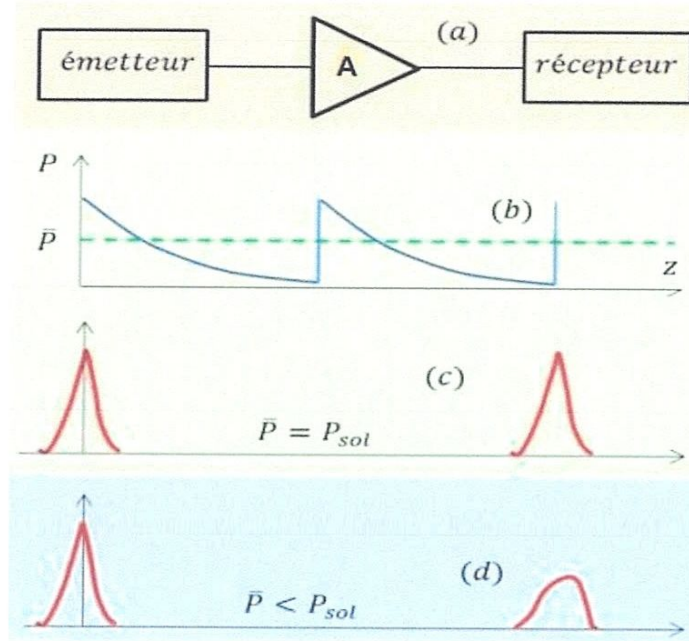


Figure III.9 Amplification du signal solitonnaire si $\bar{P} \leq P_{sol}$

III.4.3 Le bruit d'émission spontanée amplifié

Le principe des amplificateurs optiques de type EDFA est d'utiliser le phénomène d'émission stimulée de l'ion erbium pour réaliser le processus d'amplification. Cependant, ce phénomène d'interaction entre la matière et le rayonnement s'accompagne également de phénomènes d'absorption et d'émission spontanée. Or, une partie des photons générés par émission spontanée est guidée et également amplifiée. Cette émission a lieu de manière aléatoire au cours du temps et n'est pas cohérente avec le signal. C'est ce que l'on appelle le bruit optique d'émission spontanée amplifiée (ESA). La densité spectrale de bruit $SESA$ s'écrit [44] :

$$S_{ESA} = (G - 1)n_{sp}h\nu \quad \text{III.9}$$

Où G est le gain, n_{sp} le facteur d'émission spontanée, h la constante de Planck et ν la fréquence d'émission.

Le paramètre qui quantifie l'influence de l'ESA après chaque amplificateur est le facteur de bruit (ou NF pour Noise Figure). Ce paramètre est défini par [44] :

$$NF(dB) = \frac{2n_{sp}(G-1)}{G} \approx 2n_{sp} \quad \text{III.10}$$

Pour compenser l'atténuation de la puissance moyenne et les dégradations liées aux fluctuations d'intensité sur les symboles (bruit d'amplification), la régénération 2R est indispensable.

III.4.4 La régénération 2R

La régénération 2R, pour "Reshaping and Reamplification", est schématisée sur la (Figure III.10) elle a pour rôle de réaliser, en plus d'une amplification, une remise en forme du signal. Celle-ci consiste en une amélioration du taux d'extinction (ER pour Extinction Ratio), défini comme le rapport entre la puissance moyenne des "1" et la puissance moyenne des "0" ($ER = I_1 / I_0$) ainsi que la réduction du bruit d'amplitude sur les symboles "1" et "0" du signal.

Les régénérateurs 2R sont en général formés d'un amplificateur optique linéaire suivi d'une porte optique non-linéaire.

Toutefois, la régénération 2R ne corrige que les fluctuations d'amplitude du signal. Elle ne corrige pas les fluctuations temporelles des symboles, connues sous le nom de gigue temporelle ou "jitter" en anglais. L'accumulation de gigue peut conduire à une dégradation du TEB (taux d'erreur binaire). La régénération 3R, présentée dans le paragraphe suivant, est la solution pour éviter ce problème [44].

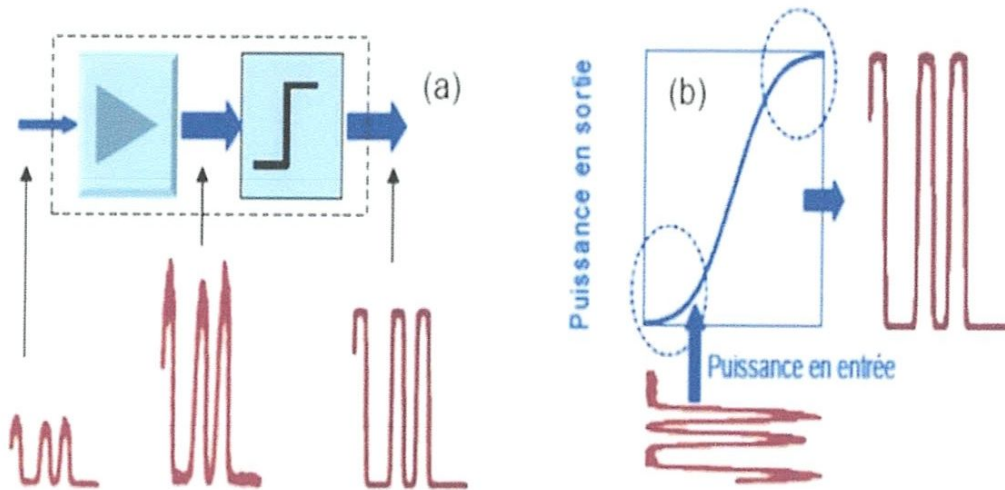


Figure III.10 (a) Schéma de principe d'un régénérateur 2R

et (b) fonction de transfert du régénérateur.

III.4.5 La régénération 3R et La gigue temporelle de GORDON-HAUS

Le soliton optique est le meilleur choix comme un porteur de l'information dans les fibres optiques à cause de leur nature robuste. En raison de diverses perturbations qu'il subit en cours de sa propagation, il est instable par rapport à sa position, on a donc un processus de la gigue temporelle de GORDON-HAUS (*Timing jitter*). Les sources principales de la variation de la position du soliton sont les interactions entre solitons adjacents, le bruit d'amplification. Ces effets limitent la bande passante des systèmes de transmission solitoniques.

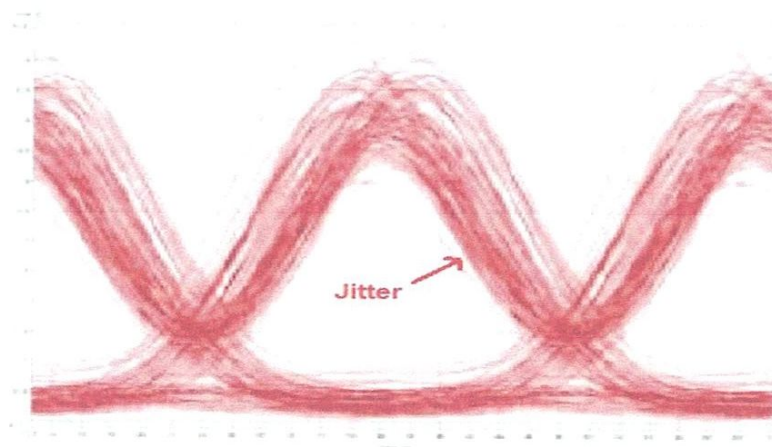


Figure III.11 Diagramme de l'œil en distingue le gigue (jitter)

La variation de la position du soliton optique provient de la variation de la longueur d'onde du soliton. Cette variation provoque une variation de la vitesse de propagation dans la fibre à travers la dispersion chromatique. En conséquence, on a une variation de la position du soliton (*random walk*).

Pour éviter la variation de la longueur d'onde du soliton optique dû à l'interaction, chaque deux solitons adjacents devraient être séparés d'une distance \geq six fois la largeur temporelle de l'impulsion) [45].

La régénération 3R, réalise les trois étapes nécessaires à une régénération complète des données. La re-synchronisation des données est donc une étape importante de la régénération.

Pour réaliser cette régénération complète, les dispositifs 3R nécessite l'utilisation d'une récupération d'horloge pour corriger temporellement les décalages de symboles.

IV. Techniques de contrôle en ligne

Nous avons donc vu que les performances d'un système soliton sont limitées par plusieurs effets : d'une part, le débit est limité par les interactions entre solitons. D'autre part la gigue de Gordon-Haus impose une limite supérieure sur la distance de propagation et sur la puissance crête des impulsions, donc sur le rapport signal sur bruit en réception. En tenant compte de tous les effets dégradant la transmission cités ci-dessus, on arrive à un débit maximum de 5 Gbit/s pour une liaison transocéanique. Cette performance ayant déjà été atteinte par les systèmes NRZ, il n'y a donc pas d'intérêt à utiliser les solitons si aucune technique de maîtrise de ces effets n'est mise en œuvre. Ces techniques font l'objet de la présente section [46].

➤ Filtrage guidant

Une des premières méthodes proposées pour réduire l'effet de gigue temporelle est le filtrage en ligne [47] : on insère périodiquement dans le système de transmission des filtres centrés sur la fréquence du signal. Le mécanisme de correction de la gigue temporelle est le suivant : si un soliton voit sa fréquence centrale décalée par interaction non linéaire avec le bruit d'émission spontanée. Le filtrage va avoir tendance à supprimer la partie du spectre qui se trouve loin de la fréquence initiale. L'effet non linéaire et la stabilité naturelle des solitons vont alors recréer les fréquences manquantes au milieu de la bande du filtrage. Cette stabilisation en fréquence supprime donc une bonne partie de la gigue temporelle due au décalage du spectre et à la dispersion de la fibre. De plus, le filtrage en ligne stabilise également l'amplitude des impulsions comme la puissance crête est liée à la largeur temporelle, et donc à la largeur spectrale, le filtrage, qui régule cette largeur spectrale, régule également l'amplitude des solitons et diminue sensiblement les fluctuations d'amplitude des impulsions successives. Insistons sur le fait que ces effets de régulations et d'interdépendance entre les paramètres sont caractéristiques d'une

propagation non linéaire et n'ont pas d'équations en liaisons linéaire classique. Le principe du filtrage guidant est illustré en (Figure III.12) [46].

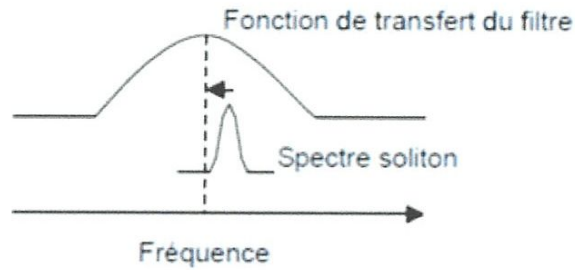


Figure III.12 Principe du filtrage guidant.

➤ Filtrage glissant

La technique de filtrage glissant remédie au défaut principal du filtrage guidant. Le principe est de décaler légèrement la fréquence centrale des filtres le long de la ligne de transmission. Le phénomène de stabilisation a la même origine que précédemment, accompagné d'un décalage en fréquence des solitons qui suit celui des filtrages. En revanche, la ligne de transmission devient opaque pour le bruit, en raison de son comportement linéaire. On peut alors utiliser des filtres plus étroits, compensés par des gains supplémentaires plus forts, sans souffrir d'une détérioration du rapport signal sur bruit. D'autre part, en utilisant des filtres périodiques de type Fabry-Pérot, on peut adapter cette technique à des liaisons multiplexées en longueur d'onde [46].

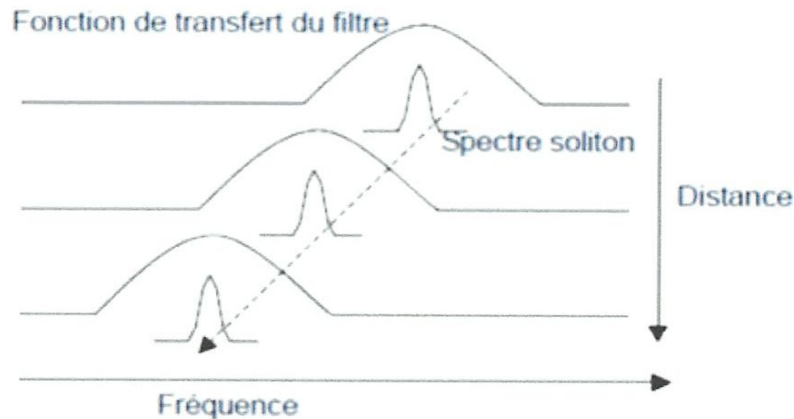


Figure III.13 Principe du filtrage glissant.

V. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons confirmé les hypothèses présentées au chapitre 2 sur les principes de conception de la transmission par soliton sans déformation (forme et vitesse). Nous avons déterminé que l'onde solitaire est bien adapté pour une large distance d'applications de transmission à très haut débit dans un contexte monocanal et multicanal comme le cas de WDM.

Notre étude de faisabilité a montré qu'on peut éviter l'interaction entre solitons adjacents en même canal ou pour des canaux adjacents, en présence de les effets non linéaires et linéaires (GVD, SPM, XPM, 4WM...etc.), et on a vu comment on trouve le point de compensation ($SPM+GVD \cong 0$) pour bien conserve l'onde solitaire au cours de la chaîne de transmission.

Chapter 1



I. Introduction

Dans ce chapitre nous présentons les différentes simulations numériques réalisés dans le cadre de l'étude de système de transmission WDM utilisant les solitons comme porteurs d'information. Dans un premier temps, nous avons vérifié la validité de l'étude théorique présentée dans les deux derniers chapitres, en réalisant une liaison monocanal. Puis, nous réalisons une liaison multiplexé en longueur d'onde, en couplant les propriétés des solitons avec les caractéristiques de systèmes WDM, afin de construire un système de communication à haute débit et à grande distance.

Aujourd'hui, grâce à de puissants logiciels de simulation, il est possible, avant de réaliser matériellement une transmission numérique ou analogique, d'étudier, d'analyser et d'évaluer complètement une chaîne de transmission.

Le logiciel COMSIS est dédié aux télécommunications. Il intègre les fonctions électroniques classiques telles que les filtres, les CNA, les CAN, et optiques telles que les fibres optiques, les lasers... [48].

II. Présentation du logiciel COMSIS

COMSIS est un logiciel de simulation système développé par une société française, IPSIS (Ingénierie Pour Signaux et Systèmes), basé sur la technopole de Rennes. L'acronyme de COMSIS signifie Communication System Interactive Software. Ce logiciel est un outil qui permet aux chercheurs et aux ingénieurs de modéliser, simuler, analyser et concevoir tout module de traitement du signal allant du dispositif le plus élémentaire au système complet de communication. C'est un environnement interactif qui allie des outils numériques à des fonctionnalités graphiques et une interface utilisateur. Il permet d'analyser des systèmes analogiques ou numériques décrits sous la forme de schémas blocs.

Ses principales fonctionnalités sont :

- Analyse statistique ;
- Analyse spectrale ;
- Synthèse de filtres analogiques et numériques ;
- Simulations linéaire et non linéaire
- Etudes paramétriques.

Les simulations que nous mettrons en œuvre comportent principalement les étapes suivantes :

- Chaque élément du système étudié, par exemple une liaison point à point, est décrit individuellement, soit par ses paramètres "système", soit par ses paramètres "physiques". Par exemple, une diode laser peut être décrite par sa longueur d'onde, son courant de seuil, son rendement...soit par la durée de vie des photons, le volume de la couche active...
 - On accède aux modèles (composants, sous-systèmes, canaux de propagation...) par le menu déroulant Modèle.
 - On assemble les différents éléments au moyen de fils de connexion. On place des variables intermédiaires pour la visualisation à la sortie de chaque module et on les nomme. On spécifie une variable de sortie. Ces fonctions sont accessibles au niveau de la barre des tâches principale. La flèche de sélection/désélection permet de capturer une partie quelconque du schéma, de la déplacer, de la copier/coller, ou de la supprimer.
 - A ce stade, il est possible de visualiser le système décrit lors des étapes précédentes. une fenêtre contextuelle, dite mode alphanumérique, permet de visualiser :
 - Les équations du système
 - Les paramètres du système
 - La nature du système (continu ou échantillonné).
 - La partie simulation proprement dite est accessible par le menu Analyse. Nous utiliserons principalement pour l'étude des chaînes de communications optiques, les options Analyse Statique et Analyse Temporelle.
 - Analyse Statique : Cette fonctionnalité du logiciel permet l'étude des caractéristiques d'entrée-sortie des éléments individuels du système simulé. Par exemple, on visualise la caractéristique puissance optique/courant, la réponse en fréquence à une modulation d'amplitude d'une diode laser, l'atténuation ou la dispersion d'une fibre optique...
 - Analyse Temporelle : Le système est simulé dans le temps. La pertinence de l'étude repose sur le choix et la description des différents éléments, ainsi que sur la nature de l'entrée et de l'ensemble des variables intermédiaires.
- A ce stade, il n'est pas rare que l'on sache pas répondre d'emblée a toutes les questions : il est alors possible de faire appel à l'aide contextuelle de la fenêtre alphanumérique ou des fenêtres de définition des modèles .une explication sur la procédure à suivre ou la nature des paramètres a renseigner est alors fournie .

- La visualisation des résultats s'effectue au moyen d'une fenêtre graphique contextuelle qui offre des possibilités de configurations graphiques assez complètes. Un traitement des courbes et grandeurs visualisées est accessible par le menu Dialogue de la fenêtre graphique.
- Après l'étape de simulation temporelle, plusieurs options et outils sont disponibles pour l'évaluation des performances de l'ensemble :
 - La fenêtre Evaluation des performances offre la possibilité de visualiser l'entrée, les variables intermédiaires et la sortie pendant la durée de simulation (Visualisation Globale) ou bien sur une fraction limitée de celle-ci (Visualisation tronquée), etc...
 - Lorsque l'un des choix est effectué, par exemple Visualisation Globale, la fenêtre Variables et Prétraitements à visualiser permet de choisir entre une visualisation temporelle simple de la variable sélectionnée (Réponse temporelle), sa fonction d'autocorrélation, son diagramme de l'œil, sa puissance... [48].

III. Simulations et résultats

III.1 Liaison monocanal

III.1.1 Propagation d'une impulsion gaussienne dans une fibre optique

Cet exemple illustre de manière très simple les conséquences possibles de l'atténuation, de la dispersion et l'effet Kerr sur la propagation d'une impulsion gaussienne dans une fibre optique.

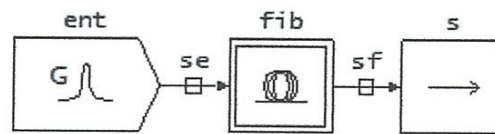


Figure IV.1: Schéma bloc de la liaison optique à base d'une impulsion Gaussien

Il s'agit d'une impulsion courte optique de type gaussienne, sous forme complexe. Ce type d'impulsion est décrit par l'équation suivante :

$$A(0, t) = \sqrt{P_0} \exp\left(-\frac{t^2}{2T_0^2}\right) \quad (\text{V.I})$$

Ou :

T_0 : Constante de temps, correspond à la demi-largeur, P_0 : la puissance, dans notre cas $T_0 = 20 \text{ ps}$, et $P_0 = 2 \text{ mW}$, à une longueur d'onde centrale égale 1550 nm .

L'impulsion gaussienne se propage dans une fibre monomode, caractérisée par : une longueur de la fibre 80 km , une atténuation de l'ordre de 0.2 dB/km et d'une dispersion chromatique de l'ordre de 17 ps/nm/km , et de coefficient de non linéarité $\gamma = 3 \text{ W}^{-1}\text{K}^{-1}$.

La visualisation temporelle des puissances des sorties suivantes : nous donne la figure suivante :

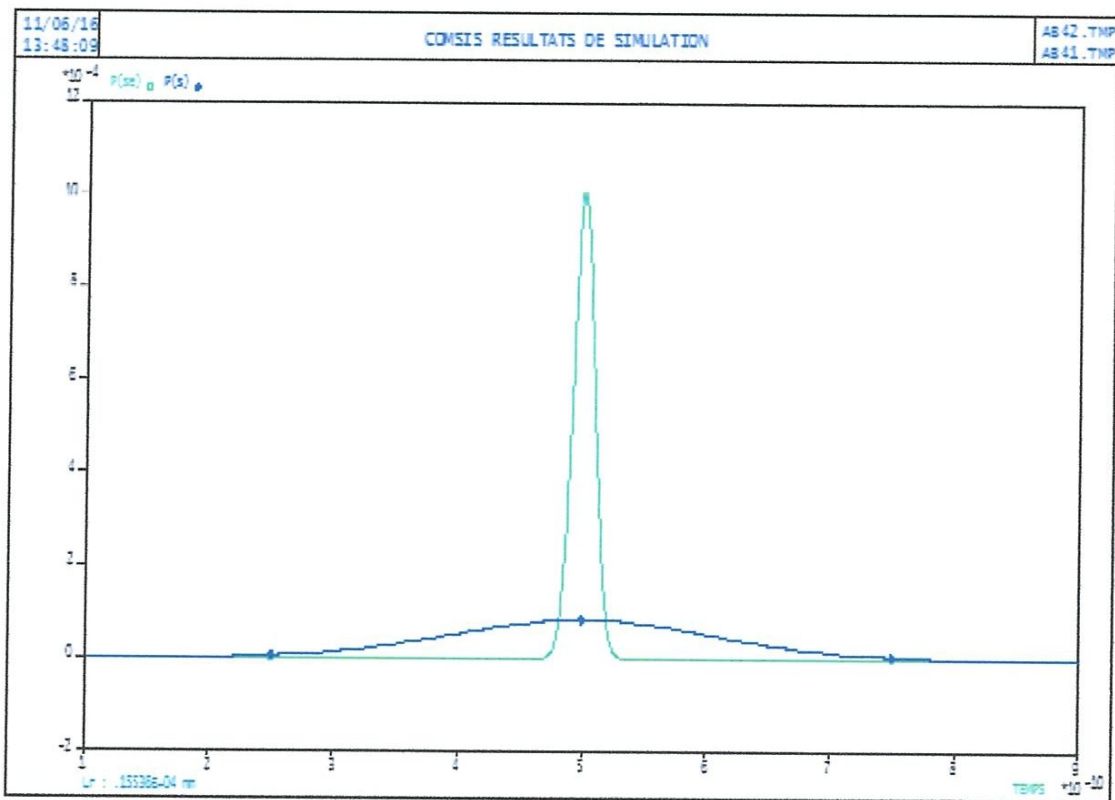


Figure IV.2 : présentation temporelle d'une impulsion gaussienne avant (vert) et après (bleu) propagation dans la fibre optique

La figure IV.2 représente le profil temporel d'impulsion initial et celle d'impulsion après la propagation dans une fibre monomode. Cette figure montre que l'impulsion connaît une atténuation, suivie d'un élargissement en fonction de la distance de propagation due à l'effet d'atténuation et de la dispersion chromatique.

III.1.2 Propagation d'une impulsion soliton dans une fibre optique

Dans cette partie, l'impulsion gaussienne est remplacée par une impulsion de type sécante hyperbolique (soliton) pour voir l'intérêt de ce dernier par rapport à la première.

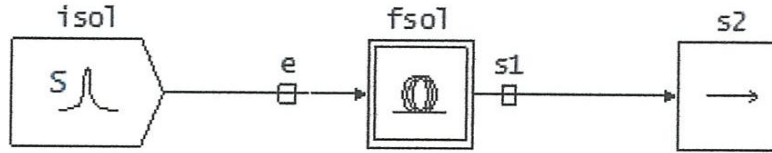


Figure IV.3 : Schéma bloc d'une liaison optique à base d'une impulsion soliton

Il s'agit d'une impulsion courte optique de type sécante hyperbolique, sous forme complexe. Ce type d'impulsion est décrit par l'équation suivante :

$$A(0, t) = N \cdot \sqrt{P_0} \operatorname{sech}\left(-\frac{t^2}{2T_0^2}\right) \quad (\text{IV.2})$$

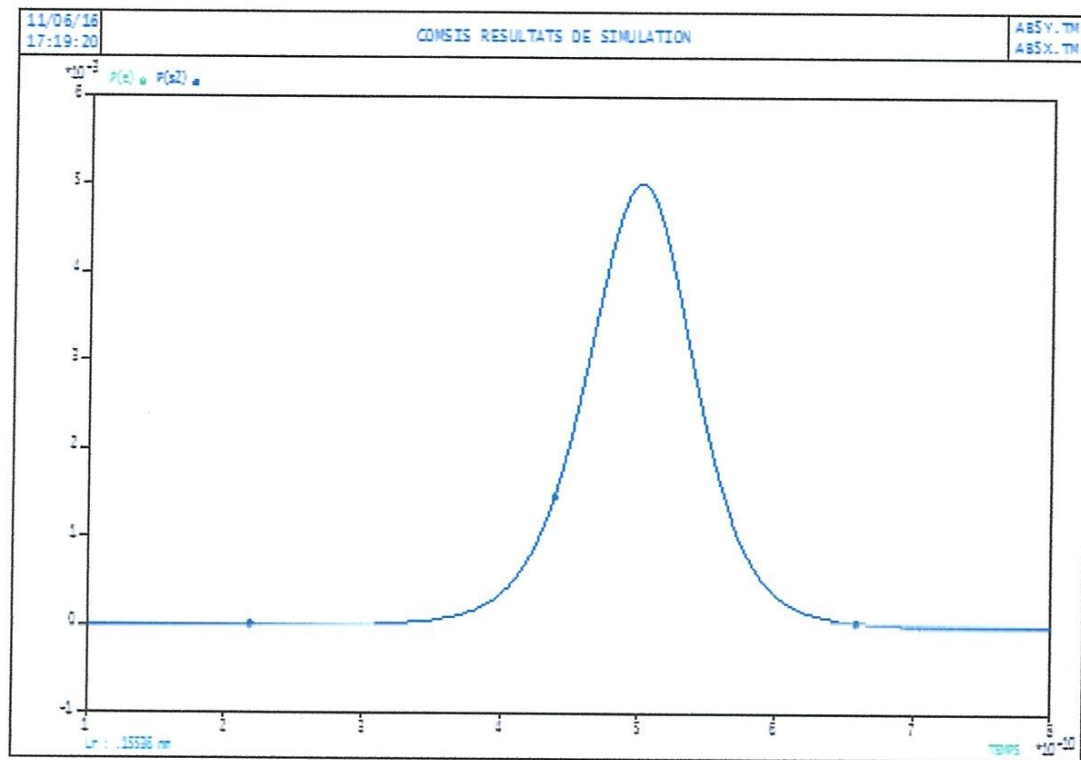
Notons ici que le paramètre N est l'ordre du soliton qui est défini par : $N = \sqrt{\frac{L_D}{L_{NL}}} = \sqrt{\frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|}}$

Où P_0 , L_D , L_{NL} sont respectivement la puissance crête de l'impulsion, la longueur de dispersion et la longueur non linéaire. Pour qu'on ait un soliton fondamental, Alors, pour $N = 1$, il faut que $L_D = L_{NL}$. Dans notre cas $L_D = 115.36$ Km, pour une impulsion de largeur $T_0 = 20$ ps, en conséquence, la puissance crête nécessaire pour l'existence d'un soliton fondamental est $P_0 = 5$ mW.

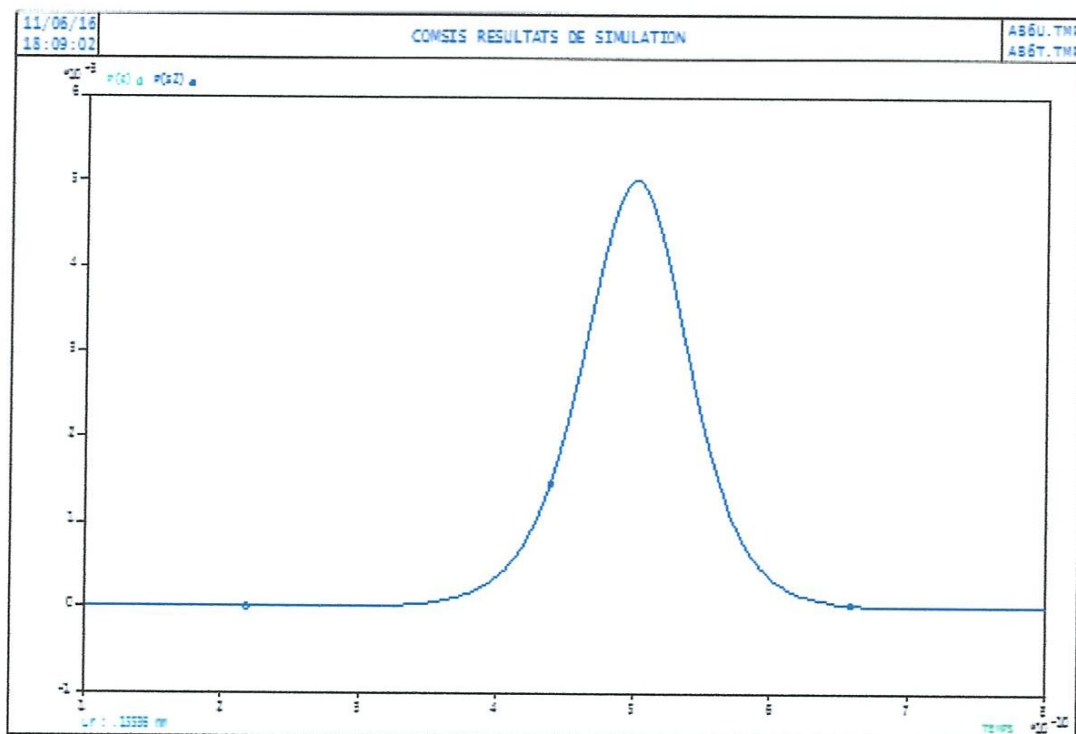
La visualisation temporelle des puissances des sorties suivantes : nous donne la figure (IV.4).

On remarque d'après la figure IV.4 (a et b) que l'impulsion soliton se propage dans la fibre optique sans changer sa forme, elle ne subit aucune déformation lors de sa propagation.

Donc par conclusion on peut dire que dans le cas de la dispersion et la non linéarité sont exactement compensés, l'impulsion garde sa forme temporelle initiale.



(a)



(b)

Figure IV.4 : présentation temporelle d'une impulsion soliton avant (a) et après (b) propagation dans la fibre optique

III.1.3 Propagation d'un train d'impulsions soliton dans une fibre optique

On supposant dans cette partie, qu'on un train d'impulsions soliton se propage dans une fibre optique, l'effet de l'ordre de soliton dans ce cas est critère important qu'il fallait le prendre en considération, on va donc montrer les deux cas, le fondamental, et l'ordre supérieur.

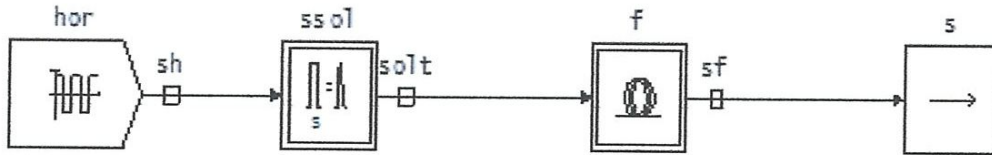


Figure IV.5 : Schéma bloc de la liaison optique à base d'un train d'impulsions soliton

Les résultats de la simulation sont représentés par la figure suivante :

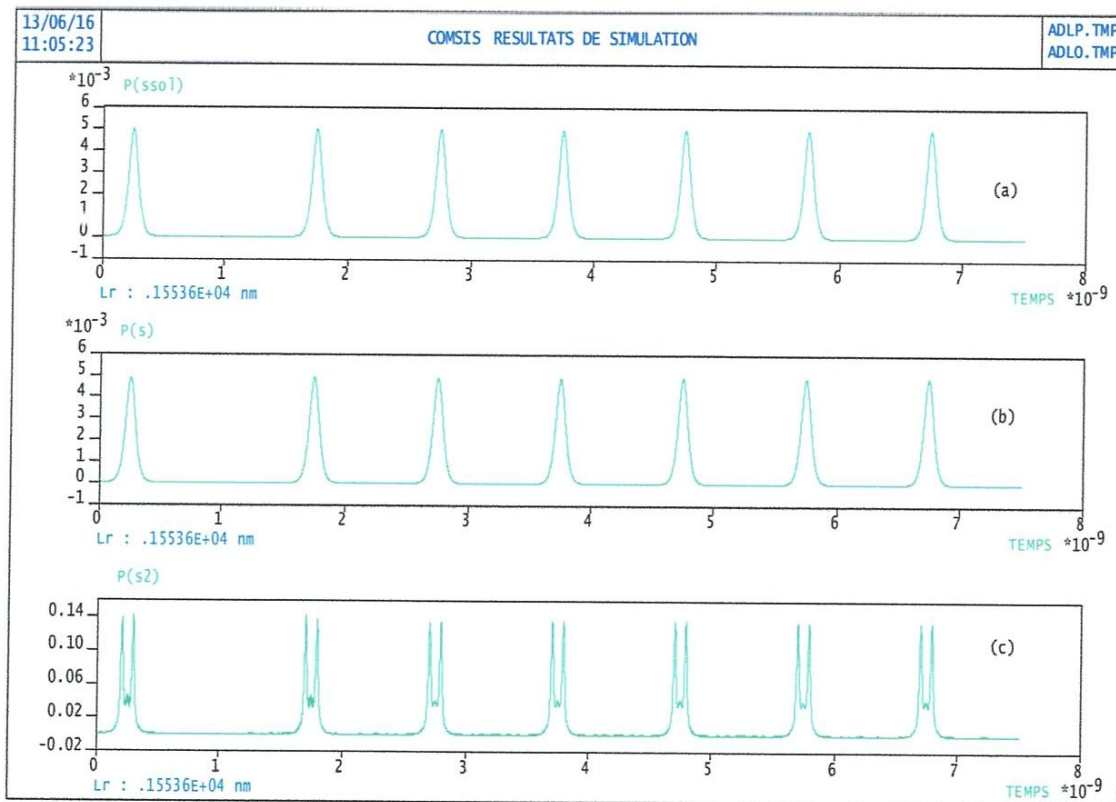


Figure IV.6 : évolution du profil de puissance d'un train d'impulsion soliton avec la distance de propagation $L_D = 115.36$ Km, a : train de soliton initial, b : train de soliton fondamental, et c : train de soliton d'ordre 3

La figure IV.6 représente le profil de puissance d'un train d'impulsion soliton initial et celle d'un train de soliton fondamental et d'ordre supérieur ($N = 3$) après la propagation dans une fibre monomode.

L'impulsion de soliton fondamentale ($N = 1$ pour $P_0 = 5$ mW) se propage parfaitement dans la fibre optique, elle a gardé les caractéristiques du soliton (figure IV.6. b) par contre l'impulsion soliton d'ordre supérieure (dans notre cas $N=3$ pour une puissance $P_0 = 15$ mW), va se propager de manière cyclique, l'impulsion soliton s'éclate se forme des pics périodiquement avec augmentation de sa puissance crête (figure IV.6. c), ensuite se retournant à sa forme initiale après une distance $L = L_D/N$ ($L = 38.45$ Km) .

Donc, dans la technique du soliton, l'impulsion doit être suffisamment forte pour maintenir l'effet Kerr, mais est également assez faible pour éviter la génération de soliton d'ordre supérieur.

En ce qui suit, on prend en considération que le soliton fondamental.

III.1.4 Transmission par soliton dans un système monocanal

Dans cette partie, nous allons simuler une liaison monocanal de transmission optique pour vérifier la possibilité d'utiliser le soliton comme porteur d'information.

Pour les systèmes de transmission qui utilisent les soliton, il est naturel que la succession de 0 et de 1 soit codée par absence ou présence de soliton au sein d'un bit. Pour accomplir ceci, format RZ à être utilisés quand les solitons sont utilisés comme porteur d'information.

Le rôle de l'émetteur consiste à délivrer à la fibre un signal d'impulsion soliton périodique et modulé, sur lequel sont inscrites les données électriques binaires.

Ce modèle permet de générer un train de soliton, modulé par une séquence binaire pseudo-aléatoire représentant l'information à transmettre.

Le modulateur Mach Zehnder permet de moduler directement le courant électrique représentant la séquence binaire de données en le transformant en une suite d'impulsion soliton optique.

La partie transmission de la chaîne s'agit d'une fibre optique monomode. Il permet d'introduire de façon optionnelle les effets non-linéaires Kerr et l'effet linéaire dispersif.

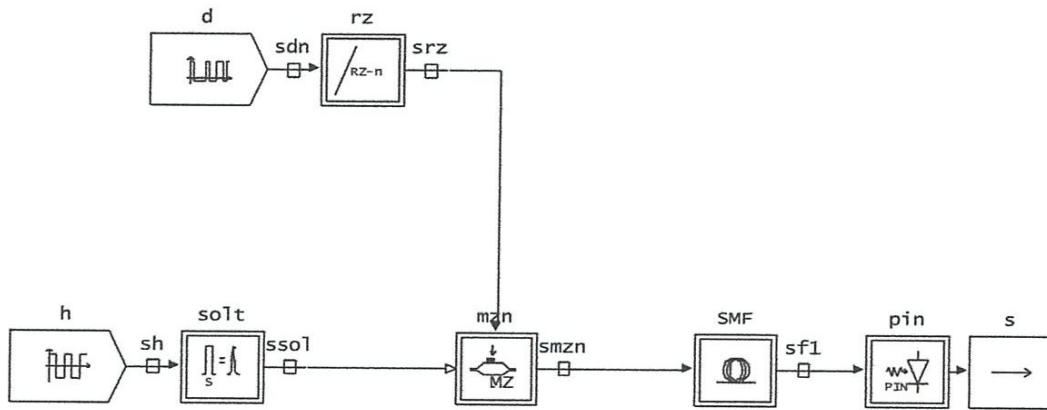


Figure IV.7 : Schéma bloc d'une liaison monocanal utilisant le soliton comme porteur de l'information

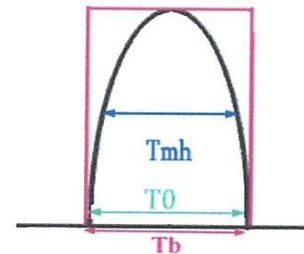
À cause des non-linéarités de la fibre, il est possible que des interférences inter-symboles se produisent. Pour les éliminer, nous pouvons choisir une durée d'impulsion relativement faible devant l'intervalle séparant deux solitons successifs.

Dans un premier temps, on propose que $T_0 = T_b$ comme dans la figure ci contre, ou :

T_0 : largeur totale d'impulsion, et T_b : largeur de Temps bit.

Alors, $T_0 = T_b = 1\text{ns}$ comme montrer par le schéma ci contre

Et comme on a plusieurs impulsion codés des bites « 1 » chaque une et attaché a l'autre on aura les problèmes de chevauchement entre les impulsions comme montrer dans la figure (IV.9.a).



Ensuite, on démunie la largeur totale de l'impulsion, On a :

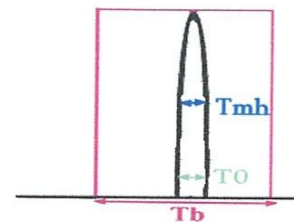
$$T_b = 1\text{ns}$$

$$T_0 = T_b / 10 = 0.1\text{ns}$$

$$T_{mh} = T_0 / 1.763 = (0.1 / 1.763) = 0.56\text{ ps}$$

Alors : $T_0 > T_b$, comme montrer par le schéma ci contre

Donc si on a plusieurs impulsions on n'aura pas le problème de chevauchement (figure IV.9.b).



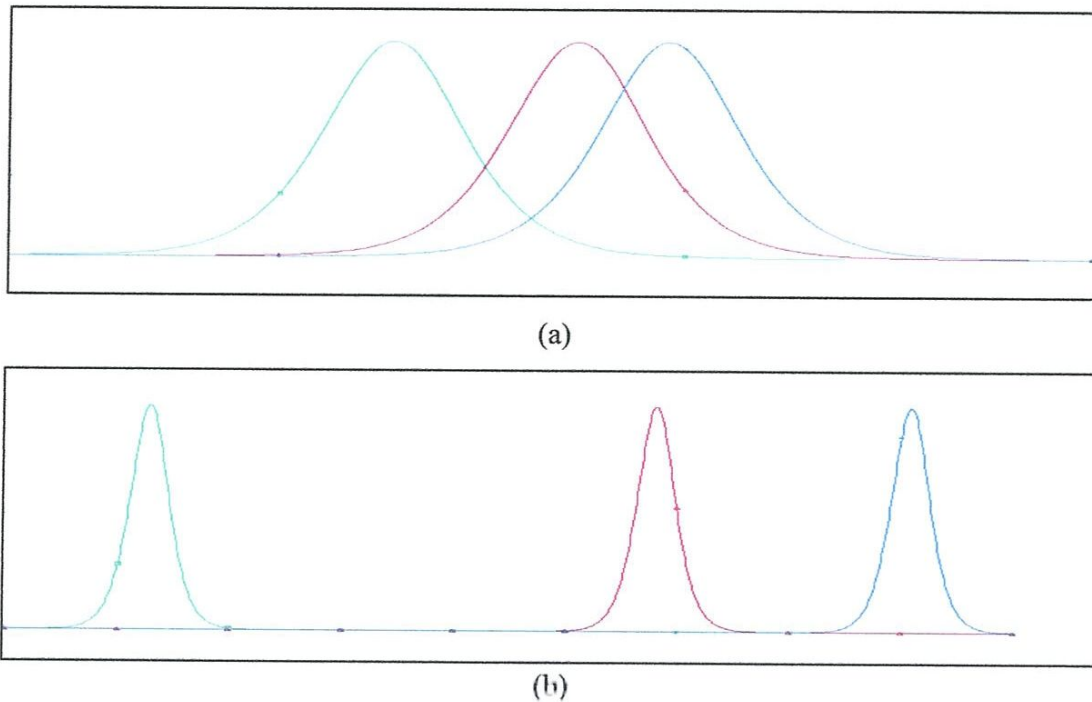


Figure IV.8 : effet de la largeur de l'impulsion soliton

Avec les paramètres des composants détaillés ci-dessus nous allons simuler cette liaison avec un débit de $D=1000$ Mbit/s pour vérifier la possibilité d'utiliser le soliton comme porteur d'information.

Les résultats de la simulation sont montrés par la figure IV.9.

La séquence binaire à transmettre (figure IV.9. a), dans notre cas « 11001010111 » est modulé par le train de solitons (figure IV.9. b), le signal résultant est représenté l'information ou la présence d'un soliton ne donne le « 1 » binaire et l'absence de celui-ci le « 0 » binaire, le signal modulé est envoyé à travers la fibre optique de longueur $L = 115.36$ Km, et reçu par une photodiode.

De la figure IV.9, on remarque très bien que le signal reçu (figure IV.9. d) a la même forme que le signal envoyé (figure IV.9. c), mais on remarque aussi que ce dernier a subi une atténuation qui est due à la fibre optique.

Comme conclusion, on peut dire que la théorie d'utiliser le soliton comme porteur d'information est vérifiée, et pour corriger le problème de l'atténuation nous ajoutons par la suite un amplificateur optique EDFA.

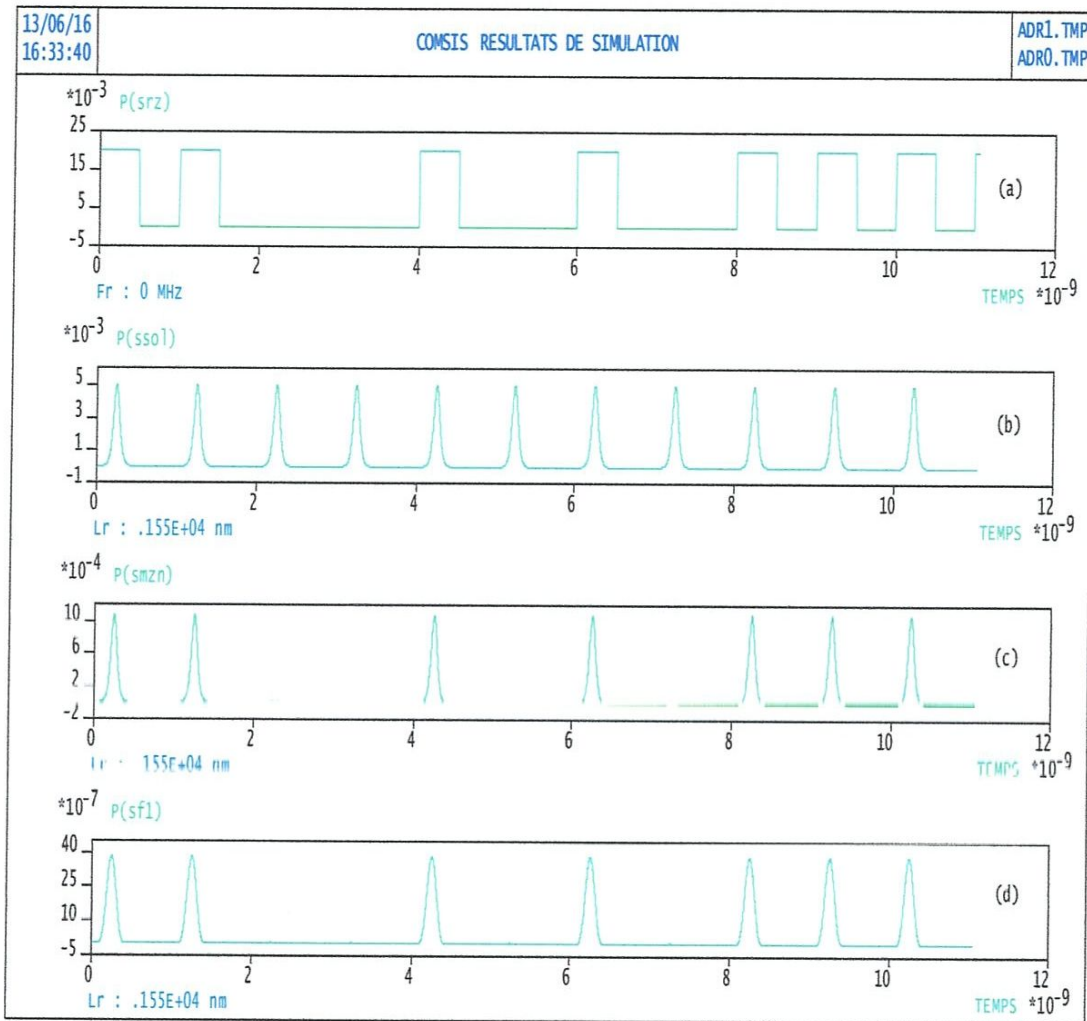


Figure IV.9 : Visualisation temporelle des puissances des sorties de différents blocs de la liaison, a : la séquence binaire, b : train de solitons (la porteuse optique), c : train de solitons modulé à l'entrée de la fibre, et d : train de solitons modulé à la sortie de la fibre.

III.2 Liaison multicanaux

Dans cette partie, on va vérifier les caractéristiques spectrales de soliton et la validité de l'applicabilité de celui-ci pour la transmission multiplexée en longueur d'onde.

On commence par la transmission de 4 canaux (4 solitons) de différents plongeurs d'onde dans la même fibre optique.

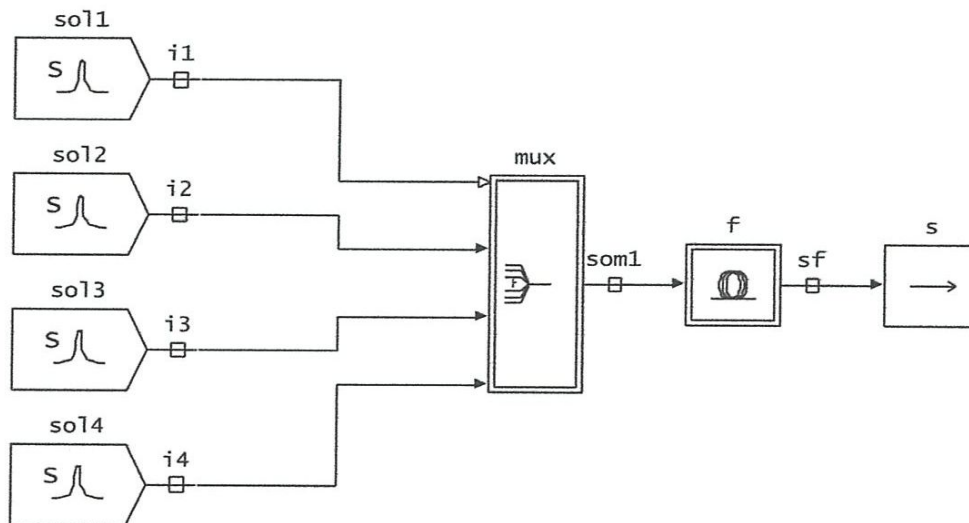
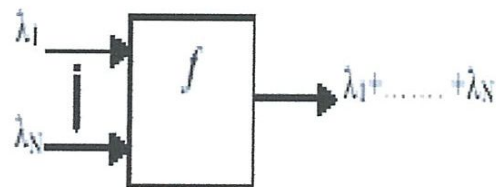


Figure IV.10 : Transmission de quatre solitons de différents plongeurs d'onde

Le composant clés dans cette liaison et le multiplexeur optique schématisé comme suit :



f : la fonction de transfert du multiplexeur.

Ce modèle permet de simuler un multiplexeur, effectuant la somme des signaux présents sur ses entrées.

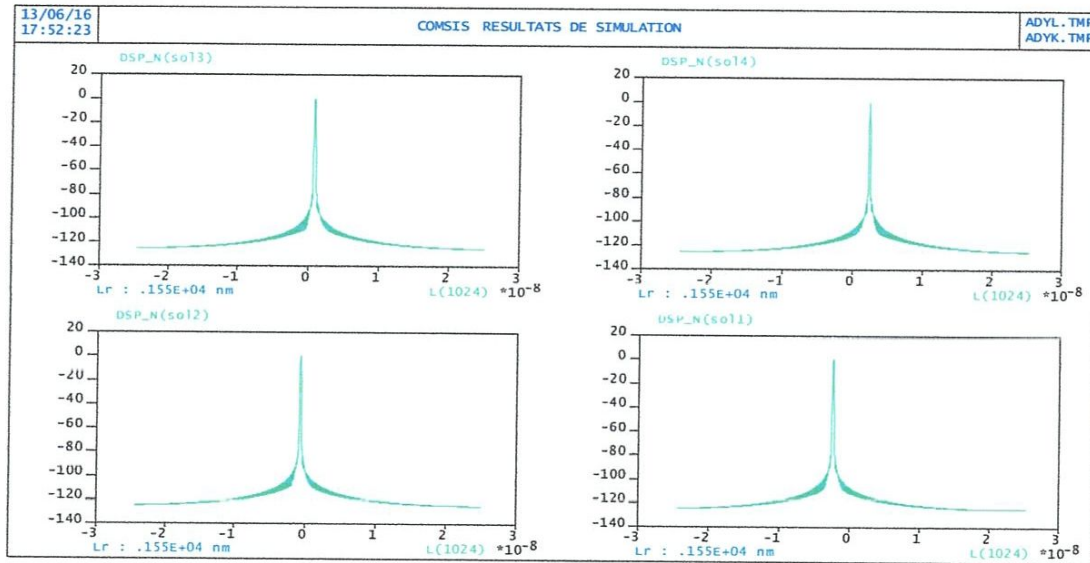
Le calcul de la sortie S du multiplexeur à partir de ses entrées s'opère de la manière suivante :

$$S(t) = \sum_{k=1}^N E_k(t)$$

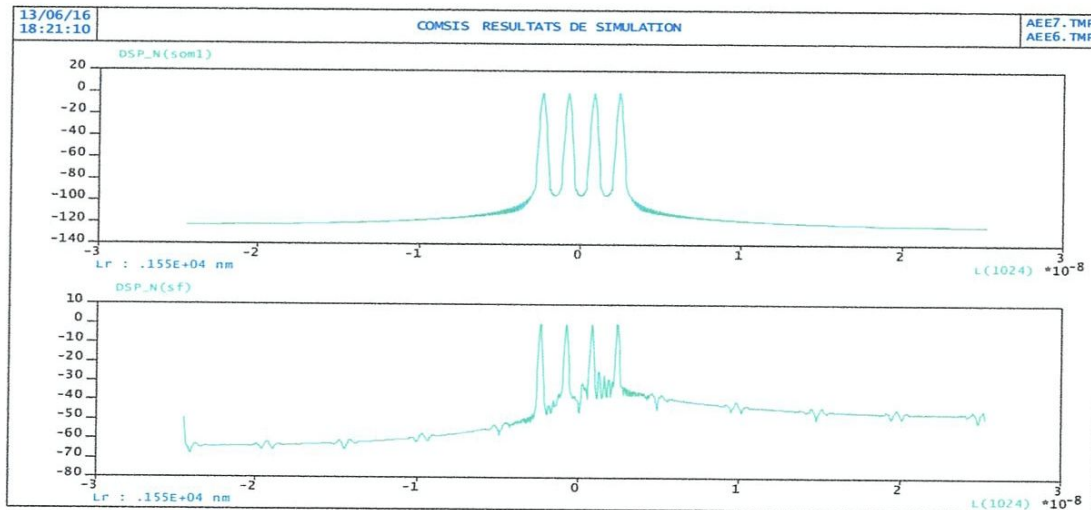
Où N est le nombre d'entrées du multiplexeur, dans notre cas $N = 4$ (4 soliton).

Les autres paramètres caractéristiques du multiplexeur optique sont : la bande passante, l'espacement entre canaux, et la longueur d'onde centrale, dans notre cas sont : 20 GHz, 200 GHz (1.6 nm), et 15550 nm respectivement.

Les quatre solitons utilisés pour cette liaison ont les longueurs d'onde suivantes: $\lambda_1=1549.4$ nm, $\lambda_2=1551.6$ nm, $\lambda_3=1553.2$ nm, et $\lambda_4=1554.8$ nm.



(a)



(b)

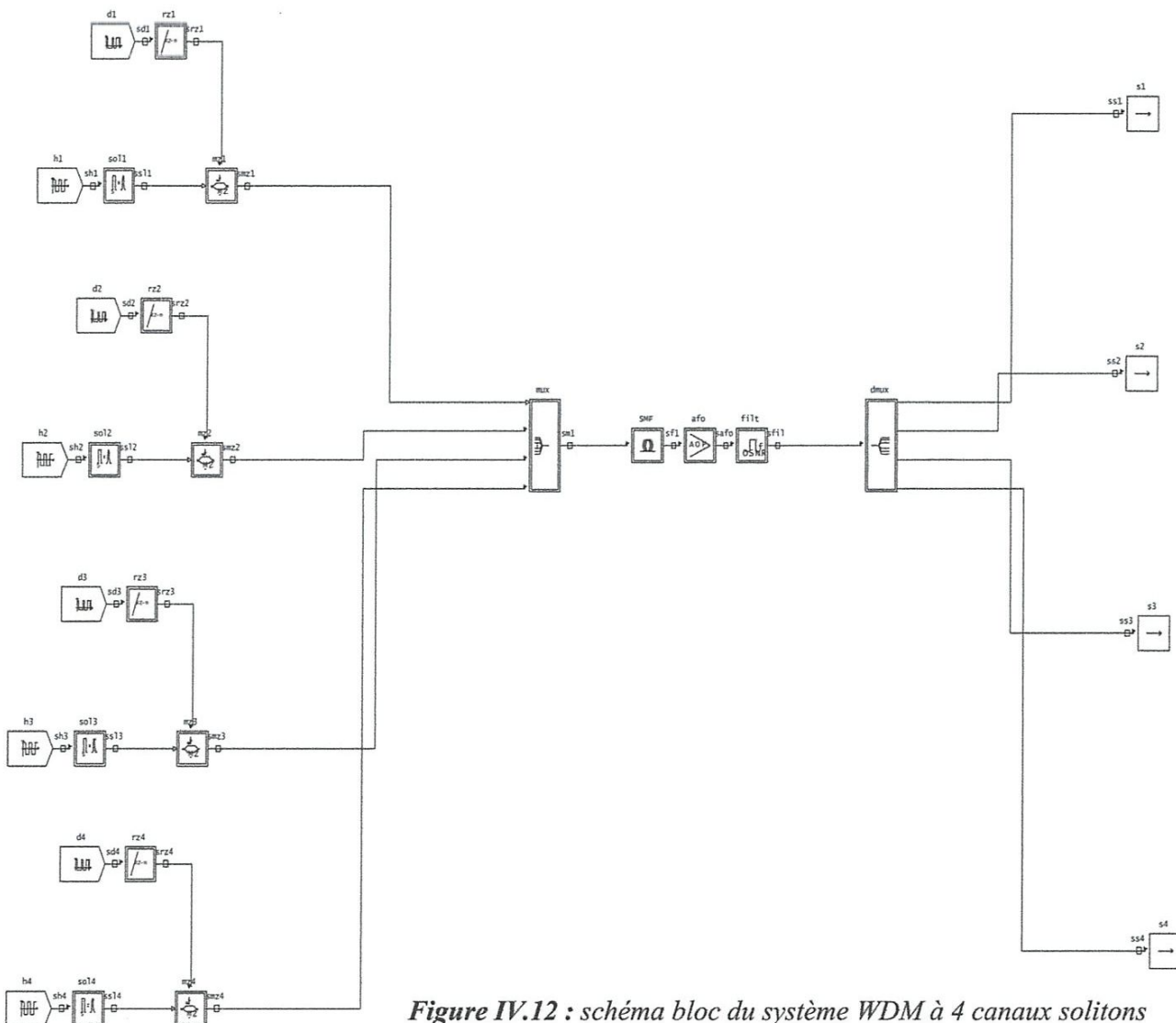
Figure IV.11 : Présentation spectrale de 4 soliton, a : les 4 solitons initiaux, b : les 4 solitons multiplexés en haut, et les 4 solitons multiplexés et propagés dans la fibre en bas

La figure IV.11 représente le profil spectral de 4 solitons initiaux et celle de 4 solitons multiplexés par un multiplexeur WDM, et après la propagation dans une fibre optique.

Comme dans le domaine temporel, le spectre de soliton fondamentale (figure IV.11. a) se propage parfaitement dans la fibre optique, elle a gardé les caractéristiques du soliton (figure IV.11. b) après une distance $L=57$ Km).

De la figure (figure IV.11. b), on observe aussi qu'il y'a des fluctuations du spectre de multiplexe après la propagation dans la fibre due aux interactions entre les solitons, et pour corriger le problème de bruit de l'interaction nous ajoutons par la suite un filtre optique en ligne.

Nous présenterons maintenant une simulation complète du système WDM utilisant les solitons comme porteurs d'information, sans oublier d'inclure l'amplificateur et le filtre optiques en ligne, comme montre par la figure suivante :

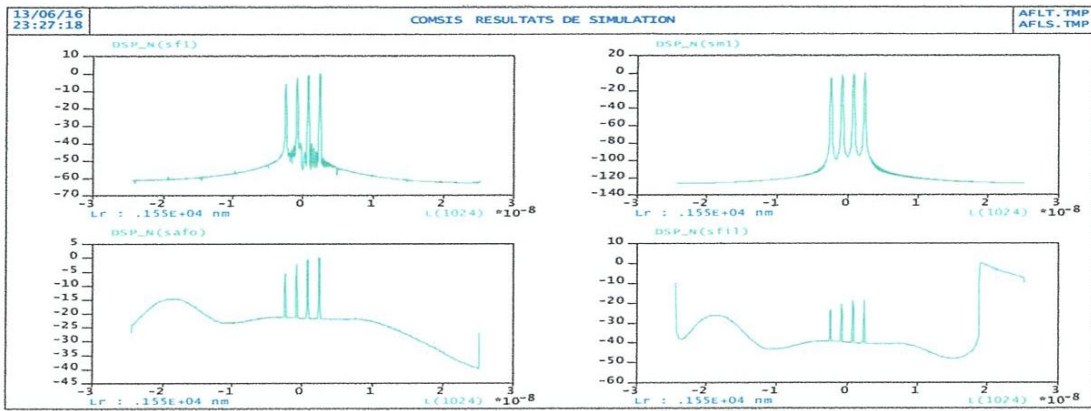


Les longueurs d'onde de 4 solitons sont comprises entre 1549,4 nm et 1556,8 nm, avec un espacement de 1.6 nm (200 GHz). Les signaux porteurs sont donc modulés par les séquences binaires aléatoires des données des utilisateurs de 1 Gbit/. Le signal résultant est dans de format de type RZ. Les données codées de tous les utilisateurs sont multiplexés par le multiplexeur optique et ensuite transmise à travers une fibre optique monomode, suivie d'amplificateur optique qui est EDFA (Erbium-fibre dopée Amplificateurs) de gain $G = 30$ dB, et d'un filtre optique de largeur de bande de 20 GHz. Le signal de multiplexage arrive enfin au niveau du démultiplexeur de même caractéristiques que le multiplexeur.

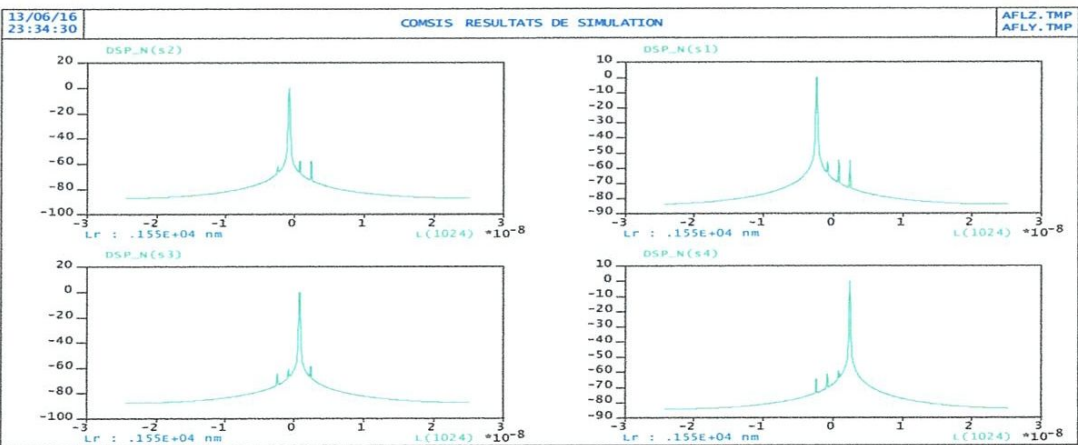
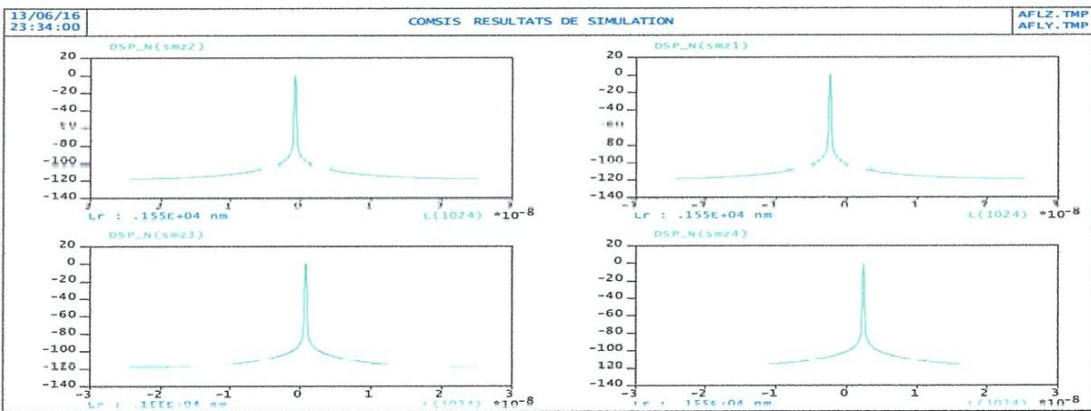
Les résultats de la simulation sont présentés par la figure IV.13 :

Si on compare le multiplexe reçu avec et sans les composants insérés en ligne on constate l'intérêt d'un tel montage (figure IV. 13. a). D'après les résultats obtenus on constate que l'ajout de l'EDFA et le filtre améliorent les performances de système.

On remarque ainsi qu'avec les solitons, les canaux initiaux sont bien recupéré à la sortie (figure IV.13. b). Donc, ce type d'impulsion est très bien adapté à la technique WDM et permet une efficacité spectrale importante (rapport débit, bande passante optique de modulation), ce qui permet une optimisation des coûts.



(a)



(b)

Figure IV.13 : résultats de simulation du système WDM à 4 canaux soliton,

a : les 4 canaux solitons multiplexés à chaque bloc de la liaison,

b : les 4 canaux solitons à l'émission et à la réception

IV. Conclusion

Notre simulation sur le logiciel COMSIS, nous a permis d'apprendre l'utilisation de ce logiciel pour simuler certains systèmes de télécommunications optiques, et de bien confirmer notre étude sur la *Transmission par solitons dans les systèmes WDM*

Il est donc nécessaire de résoudre le problème des limitations (dispersion, atténuation et l'effet Kerr –SPM-XPM-FWM-). Pour cela il paraît plus simple de prendre des paramètres exacte pour que $L_{NL} = L_L$ pour avoir l'effet soliton, on a vu aussi la modulation et la conversion du signal électrique a un signale optique se forme des impulsions grâce a le modulateur MZ et pour la compensation de l'atténuation on a utilisé des amplificateurs optiques EDFA, et pour améliorer les performances du système, un filtre optique de ligne était inséré dans la liaison.

Le plus importons dans cette simulation c'est l'avantage de WDM accompagné par les solitons pour augmente la capacité de transmission par fibre optique.

CONCLUSION GENERALE

La technique des solitons optiques apparaît donc aujourd'hui comme extrêmement prometteuse pour la transmission des débits numériques très élevés, avec des performances potentielles qui sont hors de portée des systèmes conventionnels dits 'linéaires'.

Le travail mené au cours de ce mémoire a porté sur l'étude de la propagation des impulsions solitoniques dans les systèmes canaux.

Nous avons abordé dans une première partie de ce manuscrit le tour : des techniques de transmission WDM, nous avons vu que malgré l'avantage major présenté par cette technique pour augmenter la capacité de transmission, elle souffre des limites sérieuses comme les effets non linéaires ou les effets Kerr optique (SPM, XPM, et FWM), ainsi la dispersion chromatique (GVD) qui est la limite principale dans tous les systèmes optiques que ce soit monocanal ou multi canaux.

Par la suite on a expliqué comment exploiter les effets non linéaires jusqu'à ce que nous trouvons l'équilibre parfait entre (SPM et GVD : $SPM+GVD=0$) pour produire une onde soliton qui se propage sans déformation c-à-d conserve sa forme et sa vitesse lors de la propagation dans une fibre optique, et après on a montré comment les solitons peuvent utilisés comme porteur d'information dans les systèmes WDM, contourner les problèmes rencontrés lors de celles-ci lors de la propagation par le même canal et par les canaux adjacent. Il est important toutefois de rappeler que, sans l'avènement des techniques de contrôle, et en particulier du filtrage, les systèmes à solitons n'auraient pas présenté dans la plupart des cas les avantages qu'ils présentent aujourd'hui. Les hypothèses théoriques sont approuvées numériquement.

Enfin, on peut dire que les solitons trouveront certainement leur place dans les systèmes optiques si les hauts débits seront nécessaires à cause de son adaptation avec la régénération optique dans ces systèmes.

LISTE DES BIBLIOGRAPHIES

- [1] VERNEUIL. J. L « Simulation de system par fibre optique à 40Gbit/s», thèse de doctorat, université de Limoges, France, (2003).
- [2] Gambling W.A., «The rise and rise of Optical fibers», IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 6, n°6, p1084-1093, (2000).
- [3] GEROME F., « Conception et caractérisation de fibres compensatrices de dispersion chromatique pour application aux liaisons optiques WDM » thèse de doctorat. L'UNIVERSITE LIMOGES, (2005).
- [4] BOUMZZOUGH M. E., « Routage optique dans les liaisons à haut débit WDM-DWDM », Projet de fin d'étude (IGE : 23) ITO, (2003).
- [5] DJIBRINE M. S.,et BOUGHELLAM M. D., MBELKACEM M., « Étude sur l'amplification en ligne des Systèmes de communication optique », 2002-2003
- [6] ROSENCHER E. et VINTER B., « Optoélectronique Masson », (1998).
- [7] OUERTANI M., « Fibre optique 3 », thèse Doctorat, Département Architecture des systèmes et des réseaux ISI, (2008-2009).

- [8] MAURY J., « Étude et caractérisation d'une fibre optique et compensatrice de dispersion chromatique », Thèse doctorat, (2003).
- [9] BENZIANE A.H. et Benaissa C. B., «Etude de la dispersion chromatique et modale dans une fibre optique », Projet du fin d'étude, Institut des télécommunications d'Oran Abdelhafid Boussouf, (2005).
- [10] AGRAWAL G. P., « Non linear fiber optics », troisièmement édition, Presse Académique, (2001).
- [11] DEPRRETZ A., « Physique Electronique Solitons en Optique Non Linéaire », Thèse Docteur en Sciences Physiques Option, (2012).
- [12] RUSSEL J.S., « Report on wave », Rapport de quatorzième Réunion de l'Association britannique pour Avancement de Science (Londres)" (1844).
- [13] Cours Réseaux optiques, Master 1 Système de Télécommunications « LIAISON LONGUE DISTANCE MULTIPLEXEE Multiplexage en longue d'onde (Wavelength Division Multiplexing ; WDM), (2015/2016).
- [14] DRAZIN P. G., et JOHNSON R. S., « Solitons: une Introduction », Presse académique, Université de Cambridge, (1989).
- [15] AGRAWAL G. P., « Fiber-Optic Communications Systems », Troisièmement édition, (2002).
- [16] Mollenauer L.F., Gordon J.P., et Islam M. N., « Soliton propagation in long fibers with periodically compensated loss », IEEE d'Électronique Quantique, vol.22, n0.1, p.157, (1986).

- [17] HASEGAWA A. et Y .KODAMA, « Guiding-center soliton in optical fibers », *Optics Letters*, vol. 15, n0. 24p, 1443, (1990).
- [18] SAYMARD E., « Soliton robustness in optical fibers », *Société Optique d'America B*, vol.10, non.9, p.1585, (1993).
- [19] Georges T., Favre F., et Guen D. L., « Theoretical and experimental study of soliton transmission in dispersion managed links », *Transactions IEICE sur Électronique*, vol.E81, non.2, p.226, (1998).
- [20] Agrawal G. P.,« *Nonlinear Fiber Optic, Third ed* », Universitaire, Chapitres (2, 4, 5), New York, (2001).
- [21] « Optical soliton perturbation in a non-Kerr law media », *Optiques & Technologie 40 Laser* (2008) 647662 directe de la science. 134, (2007).
- [22] ROY S. et BHADRA S. K., «Solving Soliton Perturbation Problems, Introducing Rayleighs Dissipation Function », *Technologie de la vague Légère*, VOL 26, (2008).
- [23] CHATEAU M.D. , « Première approche des solitons», *Rapport de stage , de l'Université de Bourgogne*, (2010).
- [24] BIN P. D., « Filtrage opto-microonde par synthèse optique de réponse impulsionnelle », *Thèse de doctorat, l'université de France-Comte*, (1989).
- [25] PROVOST L., MOREAU C., MELIN G., REJEAUNIER X., GASCA L., SILLARD P., ET SANSONETTI P., « Dispersion-managed fiber with low chromatic dispersion », *Inclinaison, OFC*, (2003).
- [26] AGRAWAL, G. P.,« *Nonlinear Fiber Optics* », *Presse académique, Quatrième édition, USA* (2007).

- [27] LEFRANÇOIS M., «Etude de technologies avancées pour l'optimisation des systèmes de transmission optique multiplexés en longueur d'onde au débit de 40 Gbit/s », Thèse de doctorat, Université Paris-Sud, (2007).
- [28] FINOT C., « Similaritons dans les amplificateurs Raman à fibre optique », thèse de doctorat, Université de Bourgogne, (2005).
- [29] Mamyshev P. V., « All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect », Conférence européenne sur communication optique, (ECOC) 98, (IEEE, 1998), pp. 475-476, (1998).
- [30] AGRAWAL G .P. , « *Nonlinear fiber optics* », San Francisco, (2001).
- [31] MAYACHE H., « Les Soliton Optique », Thème Magistère, Université BADJI MOKHTAR , Annaba, (2008).
- [32] BINGZHEN X. ET WENZHENG W., «Traveling-wave method for solving the modified nonlinear Schrödinger equation describing soliton propagation along optical fibers », *Phys. Accélérez*, E. 51 (1995), p.1493.
- [33] IWATSUKI, K., TAKADA A., ET SARUWATARI M., «Observation of optical soliton propagation using 3 GHz gain-switched 1.3 μ m laser diodes », "Electron. Lett., Vol. 24, 1572, (1988).
- [34]<http://www.techniques-ingenieur.fr/book/e1985/solitons-dans-les-fibres-optiques.html>.
- [35] HAMAIDE J. P., ET CHESNOY J., LOURTIOZ J. M., « Soliton optique et télécommunication transocéanique (Optique et imagerie) », d'Ingénieur d'Etat en Télécommunications, (2007).
- [36] GORDON J. P., « Interaction forces among solitons in optical fibers»", *optics letters*, vol. 8, pp 596-598, November 1983.

- [37] KOUADRI D. ET DJEBBAR M. K., «La transmission par soliton dans une liaison optique à haut débit », projet de fin d'etude, Institut des télécommunication, oran , (2010).
- [38] COEN S.,WARDLED D. A., et HARVEYJ. D., «Observation of Non-Phase-Matched Parametric Amplication in Resonant Nonlinear Optics », Phys. Rev. Lett., 89 (2002), p. 273901.
- [39] AGRAWAL P. G., «Nonlinear Fiber Optics», 4^{ème} edition, Press academic, San Diego, 2001.
- [40] KADRI M. A.et SOLTANI M. A. « Transmission par solitons », Projet de fin d'études Pour l'obtention du Diplôme d'Ingénieur d'Etat en Télécommunicatlons (2009/2010).
- [41] AGRAWAL P. G., « Effect of intrapulse stimulated Raman scattering on soliton-effect pulse compression in optical fibers ». Opt. Lett., 15(1990), p. 224.
- [42] FAIÇAL A., “Etude de la dynamique de propagation non linéaire des solitons optiques modélisés par l'équation de Schrödinger non linéaire ”, These Doctorat, Université Badji Mokhtar –Annaba- (2010).
- [43] PEREZ VALENZUELA C. E. « Formats de modulation pour les télécommunications optiques » Thèse pour obtenir le grade de Docteur, institue bretagne, (2006).
- [44] JOINDOT I. AND JOINDOT M., « Les télécommunications par fibres optiques», Paris : DUNOD et CNET-ENST, (1996).
- [45] ZAKHAROV V. E., SHABAT A. B., « Exact theory of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self-phase modulation of waves in nonlinear media », Sov. Phys. JETP 34, ,1972, p 62-69.

- [46] Hanna M., « Systeme de communication par modulation de phase differentielle de solitons », these de doctorat, Université de Franche-Comte, (2010).
- [47] EMPLIT. P., HAMAIDE J.P., REYNAUD F., FROEHLI C., BARTHELEMY A., « Picosecond steps and dark pulses through nonlinear single-mode fibers», Opt. Commun. 62, 1987, p 374-376.
- [48] KOUADRI D., CHERIAT A., «Transmission par soliton dans une liaison optique à haut débit, Thèse de fin d'étude», l'institut de télécommunication Oran, (2003/2004).

RESUME

Ce mémoire présente l'application des impulsions solitons dans les systèmes de communication optique multiplexé en longueur d'onde (WDM).

La WDM peut augmenter considérablement la capacité de transmission. Mais l'une des questions clés est de savoir comment réduire l'élargissement de l'impulsion et l'interaction entre les canaux due aux effets non linéaires. Le soliton optique venu pour répondre à cette question, cette impulsion peut garder sa forme au cours de la propagation, il repose sur un équilibre parfait entre la dispersion chromatique du deuxième ordre et la non linéarité Kerr, principaux effets physiques intervenant dans la propagation des impulsions optiques dans les fibres optiques. Dans la technique du soliton, l'impulsion est suffisamment forte pour maintenir l'effet Kerr, mais est également assez faible pour éviter la génération de soliton d'ordre supérieur.

Ce mémoire porte sur les aspects suivants:

- La compensation de la dispersion : Dans ce système, la dispersion chromatique est soigneusement compensée pour chaque canal.
- L'amplification : Régénérer les impulsions au moyen des amplificateurs EDFA, Ce dernier est un amplificateur plus efficace et donc plus adapté au système WDM à soliton mais il y a des contraintes sur l'espacement et le bruit.
- Collision et interaction des solitons et la diaphonie entre les canaux: Cela devient un problème sérieux avec l'augmentation du nombre de canaux dans un système non linéaire. Une technique telle que le filtrage, est appliquée.

La phase finale de ce travail est consistée à la simulation de l'impact de soliton optique sur les systèmes WDM, nous avons confirmé numériquement les hypothèses théoriques sur les principes de conception de la transmission WDM par soliton.

Mots clés : solitons, multiplexage en longueur d'onde (WDM), les effets non linéaires, la dispersion d'ordre 2.

ABSTRACT

This report presents the application of soliton pulses in optical communication WDM, WDM can greatly increase the transmission capacity. But one of the key issue is how to reduce the pulse broadening and the interaction among the channels due to the nonlinear effects. The optical soliton came to answer this question, this pulse can keep its shape during propagation, and it is based on a perfect balance between the second order dispersion and the nonlinear Kerr, main physical effects occurring during the pulse propagation in optical fibers. In the soliton techniques, the pulse is sufficiently strong to maintain the Kerr effect but is also low enough to avoid the generation of the higher order soliton.

This report concerns the following aspects:

- The dispersion management: In this system the chromatic dispersion is carefully compensated for every channel.
- Pulse amplification or regeneration: To regenerate the pulses by means of conventionally used EDFA. The latter is more efficient amplification and thus more suitable to the DWDM soliton system though there are some constraints on the spacing and the gain noise.
- Collision of solitons and the cross-talk among the channels: It becomes a serious problem with the increase in the number of channels in a non-linear system. Technique such as filter is applied.

The final phase of this work consisted in the simulation of the impact of optical soliton on WDM systems, we numerically confirmed the theoretical hypotheses on principles design of soliton transmission in WDM systems.

Key-words: solitons, wavelength division multiplexing (WDM), nonlinear effects, second order chromatic dispersion.