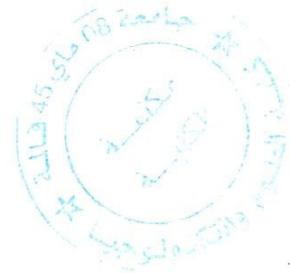


11/021.824

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**

---

**Simulation Numérique De La Propagation Des Impulsions**  
**Dans Une Fibre Optique Non- Linéaire Et Dispersive**

---

Présenté par :  
**NEHINEH samira**

**ET**  
**BOUGHIDA Hichem**

Sous la direction de :

**Mr. KASSA BAGHDOUCHE. lazher**

Mai 2014



# Remerciement

*Nous remercions Dieu le tout puissant de nous avoir donné la force afin d'accomplir ce modeste travail.*

*Nous tenons à exprimer mes profonde gratitude à toutes celles et ceux qui m'ont apporté leur soutien, leur amitié Ou leur expérience tout au long de ce travail de mémoire.*

*Nous tenons à remercier notre encadreur Monsieur. Kassa baghdouch lazher pour son aide précieux, sa remarque et ses conseils durant la préparation de ce mémoire.*

*En second lieu, nous voudrions adresser nos vifs remerciements à tous nos Professeurs de spécialité de télécommunication qui ont contribué à notre formation*

*D'une très grande utilité.*

*A tout les amis et les collègues de la fin de cycle, qu'ils*

*nous poussent toujours a faire le mieux.*

*A toute la famille, pour toutes*

*les choses belles.*





# Dédicace

*Nous dédions notre travail a nos parents, nos frères, nos sœurs, toute la  
famille, nos amis, nos camarades,  
nos collègues de fin de cycle,  
et tous ceux qui ont contribué de prêt ou de loin à  
l'élaboration de cet modeste mémoire sans pour autant oublier nos  
enseignants et notre encadreur qui  
méritent un dédicace spécial pour leurs efforts qui nous ont consacres afin de  
réussir ce travail.*



**SAMIRA & HICHEM**



# *Sommaire*

# Simulation Numérique de la Propagation des Impulsions dans une Fibre Optique Non-linéaire et dispersive

**Introduction générale .....1**

## **CHAPITRE I : GENERALITE SUR LES FIBRES OPTIQUES**

**I.1. Introduction.....3**

**I.2.Définition de la fibre optique.....4**

**I.3.Les avantages procurés par la fibre optique.....5**

**I.4. Les différents types de fibres optiques..... 5**

**I.4.1. Les Fibres optiques multi-mode..... 5**

**I.4.1.1. Fibre multi mode à saut d'indice .....5**

**I.4.1.2. Fibre multi mode à gradient d'indice..... 6**

**I.4.2. Les Fibres optiques monomode..... 7**

**I.5. Propagation de la lumière dans la fibre optique.....7**

**I.6. L'ouverture numérique..... 9**

**I.7. Les effets linéaires..... 9**

**I.7.1.Atténuation dans la fibre optique.....9**

**I.7.1.1.les causes de L'atténuation dans les fibres monomodales ..... 10**

**I.7.2. La dispersion chromatique.....11**

**I.7.2.1. Le paramètre de dispersion chromatique.....12**

**I.7.3. Dispersion de polarisation (PMD, Polarisation Mode Dispersion)..... 13**

**I.8. Les effets non-linéaires dans les fibres optiques..... 14**

**I.8.1.L'effet Kerr optique.....14**

**I.8.1.1.L'auto modulation de phase (SPM, Self Phase Modulation)..... 14**

**I.8.1.2. La modulation de phase croisée (XPM, Cross Phase Modulation).....15**

**I.8.1.3. Mélange à quatre ondes (FWM, Four Wave Mixing)..... 15**

## Sommaire

---

I.8.2. L'effet Brillouin.....	16
I.8.3. L'effet Raman.....	16
I.9. Conclusion.....	17

### **CHAPITRE II : La méthode split-step Fourier de base**

II.1.Introduction.....	18
II.2. Solitons optique.....	19
II.2.1. Petit rappel historique sur les solitons optiques .....	19
II.2.2. Formation des solitons optiques.....	19
II.3. Les effets solitoniques.....	21
II.3.1. La gigue temporelle de GORDON-HAUS.....	22
II.3.2. La fission soliton.....	23
II.3.3. L'auto-décalage en fréquence des solitons.....	23
II.4. Equation de Maxwell.....	24
II.5. Equation de Schrödinger non linéaire généralisée.....	25
II.6. Méthode de Split- Step Fourier.....	27
II.7.Les principales limitations de la méthode S.S.F.....	30
II.7.1. La résolution et la fenêtre temporelle du signal.....	30
II.7.2. La non-commutativité des opérateurs.....	31
II.7.3. La dépendance en $z$ de l'opérateur non-linéaire.....	31
II.7.4. La distribution spatiale des tronçons.....	37
II.7.4.1. La méthode SSF à rotation de phase.....	38
II.7.4.2. La méthode SSF à erreur locale.....	39
II.8.Conclusion.....	40

### **CHAPITRE III : Résultats numériques de simulation**

III.1. Introduction.....	41
III.2. Influence des effets linéaire et non-linéaire sur la propagation des impulsions lumineuses.....	41
III.2.1. Influence de paramètre de l'atténuation $\alpha=0$ .....	41
III.2.2. Influence de paramètre de l'atténuation $\alpha=0.14$ .....	42

## Sommaire

---

<b>III.2.2.</b> Influence de paramètre de dispersion $\beta_2$ .....	<b>43</b>
<b>III.2.3.</b> influence des effets Dispersives et non-linéaire.....	<b>44</b>
<b>III.2.3.1.</b> l'origine de la non linéarité.....	<b>44</b>
<b>III.4.</b> Conclusion.....	<b>44</b>
<b>Conclusion générale.....</b>	<b>45</b>
<b>Bibliographie.....</b>	<b>46</b>

## Introduction générale

Le développement des moyens de télécommunications a toujours été un souci majeur pour l'homme.

En effet, l'évolution sociale et économique de notre société est intrinsèquement liée à l'amélioration des dispositifs permettant d'échanger des informations.

L'idée de se servir de la lumière dans les communications remonte aux feux de bois utilisés par les Grecs et les Perses ainsi qu'aux torches enflammées utilisées par les Romains.

En 1958 et avec l'invention du laser, l'idée d'utiliser l'optique surgisse de nouveau.

Le système le plus prometteur à l'heure actuelle est indiscutablement le transport de l'information par la lumière se propageant très vite dans un guide d'onde : la fibre optique en silice.

Cependant, la transmission par fibre optique a été considérablement freinée par des problèmes majeurs et en particulier l'effet de dispersion des signaux optiques au cours de leur propagation.

L'introduction d'un nouveau concept Soliton, découvert pour la première fois par l'Écossais John Scott Russella été une solution prometteuse pour l'optimisation des performances et l'élimination des pertes de propagation.

En physique, on appelle soliton ou onde solitaire une perturbation localisée se propageant sans se déformer et ne perdant rien de ses caractéristiques ni par amortissement, ni par effet de choc éventuel avec une perturbation de même nature.

Dans notre travail, nous nous sommes intéressés plus particulièrement au problème majeur qui a lieu dans les fibres optiques lors de la propagation d'un signal, c'est le phénomène de dispersion.

Pour cela, nous sommes amenés à faire une étude de la propagation dans un milieu dispersif dans ces deux cas linéaire et non linéaire. Cette étude, nous a conduits à une équation différentielle partielle non linéaire connue en optique sous le nom Schrödinger non linéaire équation, qui nécessite une résolution numérique.

Ce mémoire est configuré de la manière suivante :

Un premier chapitre dédié au "Rappels". Nous décrivons brièvement la fibre optique et ces avantages ainsi que ces différents types.

Aussi nous allons voir le principe de propagation de la lumière dans la fibre optique ainsi que les différents effets linéaires et non linéaires

Ensuite, le deuxième chapitre s'attachera à l'étude des solitons optiques qui jouent un très grand rôle dans le transport de l'information et aussi à l'équation non linéaire de Schrödinger qui est formulé grâce aux équations de Maxwell ensuite nous étudierons la méthode SSFM pour résoudre cette équation.

Finalement, le dernier chapitre est consacré à la simulation numérique de la propagation des solitons dans une fibre monomode, en utilisant la méthode numérique Split- Step Fourier.

Enfin, une conclusion termine notre travail.

# CHAPITRE I

## *Généralités Sur Les Fibres Optique*

## Chapitre I : Généralités sur les fibres optiques

### I.1.Introduction

Nous introduisons dans ce chapitre des notions physiques essentielles à l'étude de la propagation non linéaire d'ondes dans les fibres optiques.

Tout d'abord en commençant par connaître les différents types de fibre optique et le principe de fonctionnement de chaque une d'entre elle.

Ensuite on va s'intéressé particulièrement à l'une de ces fibres c'est la fibre monomode et le principe de propagation de la lumière dans cette fibre.

Enfin en vas voire l'influence des paramètres linéaire et non linéaire sur la propagation du signal dans cette fibre.

## I.2. Définition de la fibre optique

Une fibre optique est un fil transparent très fin qui a la propriété de conduire la lumière et sert dans les transmissions de données.

Cylindrique, elle est composée d'un cœur d'indice de réfraction  $n_1$  de diamètre  $a$ , entourée d'une gaine d'indice  $n_2$ , le tout enveloppé d'un revêtement de plastique (figure I.1).

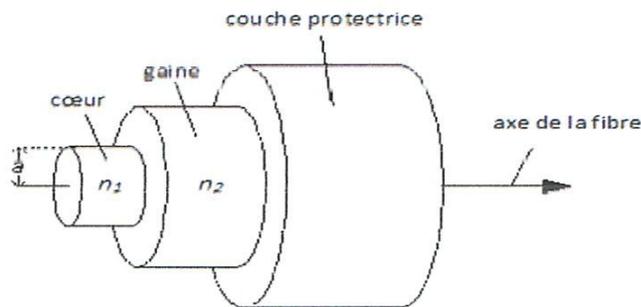


Fig. I.1 : Schéma d'une fibre optique.

Le principe de guidage de la lumière dans une fibre optique est basé sur une suite de réflexions totales des rayons lumineux à l'interface cœur-gaine, condition qui sera respectée si  $n_1$  est plus grand que  $n_2$ .

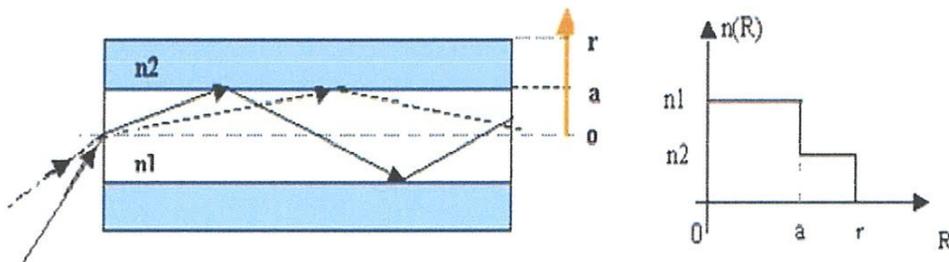


Fig. I.2 : Principe de guidage de la lumière dans une fibre optique [9].

Pour composer une fibre, il est nécessaire d'avoir des matériaux avec la plus faible atténuation possible et de bonnes propriétés mécaniques. Il existe donc [1]:

1. Les verres qui possèdent de bonnes propriétés mécaniques, mais de trop grandes atténuations (de 40 à 50 dB par km). Ainsi, elles sont utilisées plutôt sur de courtes distances.

2. Les liquides ont des atténuations très faibles. On peut rencontrer des fibres à cœur liquide constituées par des liquides tels que l'hexachlorobutadiène ou encore le tétrachloroéthylène.

3. Le plastique dont les avantages sont le prix et la facilité de pose.

Les fibres en plastique sont utilisées surtout dans les réseaux locaux et dans le matériel grand public (matériels de médecine, gyroscope,....etc.).

4. La silice, qui présente une absorption extrêmement faible pour les longueurs d'onde courantes, mais ses propriétés mécaniques sont médiocres. C'est avec cette sorte de fibre que l'on obtient les meilleurs résultats.

### **I.3. Les avantages procurés par la fibre optique**

**I.3.1. Performances de transmission :** Très faible atténuation, très grande bande passante, possibilités de multiplexage (en longueur d'ondes).

**I.3.2. Avantages de mise en œuvre :** Très petite taille, grande souplesse, faible poids.

**I.3.3. Sécurité électrique :** Isolation totale entre terminaux, utilisation possible en ambiance explosive ou sous de forte tension.

**I.3.4. Sécurité électromagnétique :** Insensible aux parasites et elle n'en crée pas, inviolabilité presque totale.

**I.3.5. Avantage économique :** Moindre coût, en comparaison avec d'autres supports comme le câble coaxial et la paire torsadée [1].

### **I.4. Les différents types de fibres optiques**

On distingue deux types de fibres optiques : les fibres multi modes et les fibres monomodes

#### **I.4.1. Les Fibres optiques multi-mode**

Les fibres multi-modes, ont un cœur de diamètre plus important que les fibres monomodes. Le gros diamètre du cœur de la fibre empêche la bonne direction du rayon lumineux ce qui cause la réflexion du rayon lumineux sous plusieurs angles d'incidences. Cette fibre fut l'une des premières réalisations. Cette dernière classe de fibres a donné naissance à deux familles distinctes [1].

##### **I.4.1.1. Fibre multi mode à saut d'indice**

Une fibre optique multi-mode est une fibre dont le cœur où se propage la lumière a un diamètre grand devant la longueur d'onde comme on peut le voir sur la (figure I.3).

La propagation se fait par réflexions successives. On peut donc les étudier de façon simplifiée mais correcte, utilisant l'optique géométrique.

Il est facile d'imaginer que chaque faisceau entre dans la fibre multi-mode avec un angle différent, suivra un trajet différent. Chacun de ces trajets est appelé mode de propagation.

Il est important de noter qu'à chaque trajet est associé un temps de propagation. C'est cette multitude de temps de propagation qui limite la bande passante de la fibre optique.

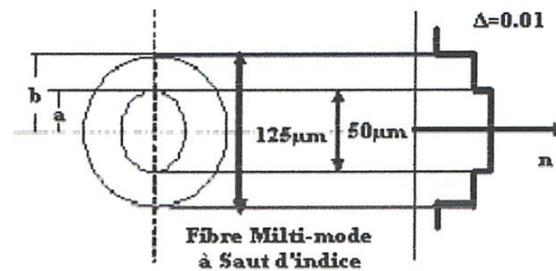


Fig. I.3 : Profil d'indice pour une fibre multi-mode à saut d'indice.

#### I.4.1.2. Fibre multi mode à gradient d'indice

Dans ce type de fibres, comme on peut le voir sur la (figure I.3), l'indice de réfraction du cœur n'est pas constant. Il décroît de façon régulière de la valeur maximale  $n_c$  au centre, à la valeur  $n_g$ , à l'interface cœur-gaine.

Ce type de fibre a un débit plus important et donc une largeur de bande plus importante. L'étalement des impulsions est nettement plus faible.

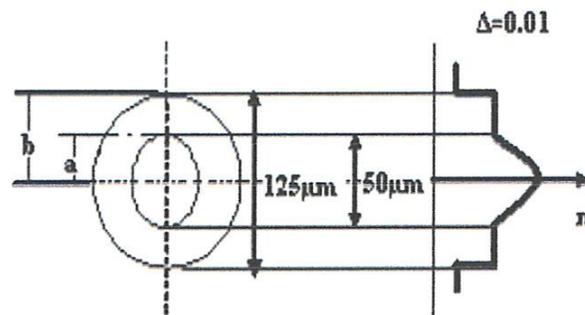


Fig. I.4 : Profil d'indice pour une fibre multi-mode à gradient d'indice.

### I.4.2. Les Fibres optiques monomode

Dans Les fibres monomode le rayon du cœur est comparable à la longueur d'onde. Donc, il n'est pas possible de décrire les fibres optiques monomodes par l'optique géométrique mais par l'optique ondulatoire qui nécessite l'introduction des équations de Maxwell.

C'est ce type de fibre que l'on utilise pour des transmissions de données rapides et sur de grandes distances [1].

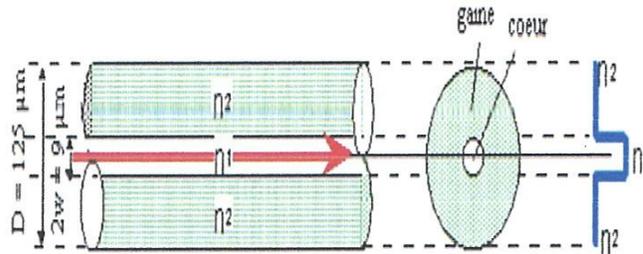


Fig. I.5 : Topologie d'une fibre optique monomode.

L'avantage de ces fibres, c'est qu'elles permettent d'utiliser des systèmes de capacité plus importante.

### I.5. Propagation de la lumière dans la fibre optique

Les fibres optiques sont réalisées à base de silice [ $\text{SiO}_2$ ], d'autres éléments peuvent y être ajoutés afin de modifier leurs propriétés optiques. Ce milieu matériel présente une réponse lorsqu'il est traversé par une onde lumineuse. Sa polarisation est modifiée par l'excitation d'une onde électromagnétique. On peut décomposer cette polarisation en deux composantes principales. La première dépend linéairement du champ électrique de l'onde, on parle alors d'effets linéaires. La seconde dépend du champ électrique au cube et décrit les effets non linéaires. L'amplification paramétrique exploite la réponse non linéaire d'une fibre optique soumise à une onde de forte intensité.

La vitesse de la lumière, qui est dans le vide égale à  $3 \cdot 10^8$  (m/s) varie sensiblement selon les différentes densités des matériaux qu'elle traverse.

Pour caractériser la densité des matériaux, on définit le paramètre « indice de réfraction absolu » exprimé par le rapport de la vitesse de la lumière dans le vide, et la vitesse de la lumière dans le milieu considéré ( $v$ ). L'indice de réfraction absolu est donné par :

$$n = \frac{c}{v} \quad (\text{I.1})$$

Lorsque le rayon lumineux frappe la surface de séparation de deux milieux différents se divise en deux rayons (figure. I.6) [1].

. **Un rayon réfléchi** : qui se propage encore dans le premier milieu.

. **Un rayon réfracté** : qui se propage dans le second milieu.

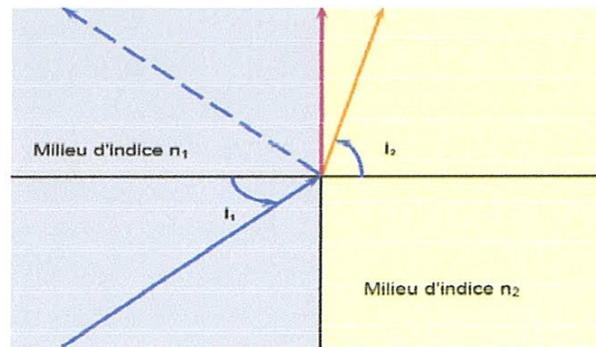


Fig. I.6 : Principe de guidage optique [8].

Le principe du guidage est basé sur l'approximation de l'optique géométrique où le guidage d'un rayon lumineux est obtenu par réflexion totale. On obtient ce guidage en installant un cœur de verre (indice de réfraction  $n_1$  entouré d'une gaine de protection (indice de réfraction  $n_2$  )  $n_1$  étant choisi légèrement supérieur à  $n_2$ .

Si un rayon lumineux passe sous des angles d'incidence croissants, d'un milieu plus dense dans un milieu moins dense, il arrive pour un angle d'incidence  $i_l$  que l'angle de réfraction soit  $i_2 = 90^\circ$ . Dans ce cas, le rayon lumineux se propage en parallèle à l'interface des deux milieux. L'angle d'incidence est appelé angle limite.

Cet angle doit toujours être supérieur à :  $\text{arc sin} (n_2 / n_1)$  [8].

$$i_l > \text{arc sin} (n_2 / n_1) \quad (\text{I.2})$$

Pour une valeur inférieure de l'angle d'incidence, il y a réfraction dans la gaine optique, le rayon quitte le milieu de guidage.

## I.6. L'ouverture numérique

L'ouverture numérique est une mesure définissant l'angle maximal d'injection d'un signal dans une fibre optique. Au-delà la fibre ne peut collecter la lumière.

L'angle limite d'acceptation de la lumière par le guide exprime la faculté de capter la lumière d'une source à sa section frontale. Elle est directement liée à l'ouverture du cône d'acceptance des rayons lumineux critiques conduisant encore juste à une réflexion total, comme le montre la figure suivante .

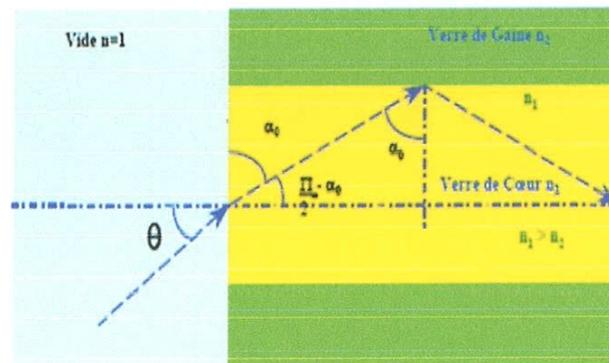


Fig. I.7 : Ouverture numérique d'une fibre optique [8].

Pour les fibres monomodes il est préférable d'utiliser une source laser, l'ouverture numérique est alors maximale sur l'axe de la fibre s'annule à la périphérie du cœur [1].

Si l'entrée de la fibre se fait par l'air ( $n_0=1$ ), l'ouverture numérique est donnée par :

$$ON = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} < 1 \quad (I.3)$$

## I.7. Les effets linéaires

### I.7.1. Atténuation dans la fibre optique

La puissance lumineuse est tout de même sensiblement diminuée au cours de la propagation dans une fibre. Cette perte de puissance est essentiellement due à l'absorption et aux diffusions Rayleigh, par les impuretés et par les micro-défauts de structure du matériau. Toutes ces pertes sont dépendantes de la longueur d'onde de la lumière se propageant dans la fibre. Elles sont caractérisées par le coefficient d'atténuation  $\alpha$ , déterminée à partir de la

puissance d'entrée  $P_E$  et de la puissance de sortie  $P_S$  de la lumière se propageant dans une fibre de longueur  $L$ . Le coefficient  $\alpha$  caractérise l'affaiblissement du signal au cours de la propagation et s'exprime généralement en dB/ km [2].

$$P(z) = P_{in} e^{-\alpha z} \quad (1.4)$$

$$\alpha = -\frac{10}{L} \log \left| \frac{P_S}{P_E} \right| \quad (1.5)$$

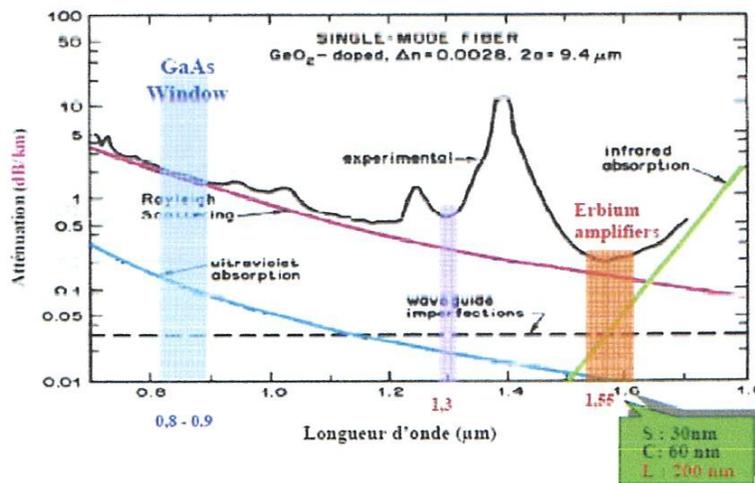


Fig. I.8 : Atténuation dans une fibre optique.

### 1.7.1.1. L'atténuation dans les fibres monomodales est due à plusieurs effets

1- L'absorption intrinsèque du matériau constitutif provoque une augmentation très rapide des pertes aux basses longueurs d'onde ( $\lambda = 1,8 \mu\text{m}$ ).

En plus la présence d'impuretés peut créer diverses bandes d'absorptions, la plus forte d'entre elles, correspond à la résonance de l'ion  $\text{OH}^-$  à  $\lambda = 1,39 \mu\text{m}$ .

2- La combinaison de l'effet Rayleigh et de l'absorption intrinsèque multi phonons, conduit à un minimum théorique d'atténuation de 0,14 dB/km à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ .

Les irrégularités involontaires de structure provoquent des pertes par diffusion.

3- L'effet Rayleigh, dû aux fluctuations de composition dans le verre (d'origine thermodynamique), est Inévitable. Il provoque une montée en  $\lambda^{-4}$  de l'atténuation aux courtes longueurs d'ondes.

4- Autre effet beaucoup plus sensible aux grandes longueurs d'ondes : lorsque la fibre est courbée, une partie de l'énergie lumineuse est réfractée, donc échappe au guidage et se perd dans la gaine. Ce phénomène s'appelle « perte par courbure ».

5- Autre phénomène, qui intervient cette fois-ci, lors de la fabrication même de la fibre, le phénomène appelé « perte par micro-courbure ».

Lorsque celle-ci est soumise à des contraintes mécaniques (allongement, écrasement, torsion...), celles-ci provoquent des microdéformations du cœur, entraînant ainsi des pertes de lumière.

A peu près indépendantes de la longueur d'ondes, ces pertes augmentent très vite lorsque le diamètre de la fibre diminue (9  $\mu\text{m}$  pour une fibre monomode).



Fig. I.9 : effet de l'atténuation.

### I.7.2. La dispersion chromatique

Dans une fibre monomode, la dispersion chromatique est un paramètre important puisqu'elle traduit la différence de vitesse de groupe entre différentes longueurs d'onde.

Elle résulte de la variation de l'indice de réfraction  $n(\omega)$  vu par l'onde en fonction de sa fréquence.

La dispersion chromatique (ou GVD pour Group Véllocité Dispersion) introduit différents retards de propagation pour différentes composantes spectrales du signal, une impulsion peut donc s'élargir.

La GVD a deux origines dans la fibre :

La dispersion due aux caractéristiques géométriques du guide d'onde et la dispersion due au matériau.

Pour déterminer la valeur de la dispersion, la constante de propagation  $\beta$  est développée en série de Taylor d'autour de la pulsation centrale  $\omega_0$  de l'onde [2].

$$\mathbf{K}(\omega)=\beta(\omega)=\mathbf{n}(\omega)\frac{\omega}{c}=\beta_0+(\omega-\omega_0)\beta_1+\frac{1}{2}(\omega-\omega_0)^2\beta_2+\frac{1}{6}(\omega-\omega_0)^3\beta_3 \quad (\text{I.6})$$

Avec  $\beta_0 = n(\omega)\frac{\omega}{c}$  est la constante de propagation où  $n(\omega)$  est l'indice de réfraction à  $\omega$ .

$\beta_1$  est l'inverse de la vitesse de groupe de l'onde

Le coefficient d'ordre 2,  $\beta_2$  caractérise la dispersion de la vitesse de groupe.

$\beta_3$  est le coefficient de dispersion d'ordres supérieurs 3, non négligeable lorsque le coefficient de dispersion  $\beta_2$  devient petit.



Fig. I.10 : Effet de la dispersion chromatique.

### I.7.2.1. Le paramètre de dispersion chromatique

Le paramètre de dispersion  $D(\lambda)$  d'un milieu est proportionnel à la longueur d'onde et à l'accélération du changement de l'indice de réfraction lorsque la longueur d'onde varie dans ce milieu, il est exprimé en picosecondes par kilomètres et par nanomètres de largeur spectrale de l'impulsion

$$\mathbf{D}(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2} = \frac{-2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (\text{I.7})$$

$$\beta_2 = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (\text{I.8})$$

### I.7.3. Dispersion de polarisation (PMD, Polarisation Mode Dispersion)

En principe, la polarisation dans une fibre parfaitement circulaire ne devrait pas évoluer le long de la fibre.

Un petit tronçon de fibre apparaît généralement comme une lame biréfringente avec un mode dit rapide et un mode dit lent qui à des polarisations rectilignes orthogonales.

De plus, dans une fibre réelle, cette biréfringence et la direction des axes propres varient constamment et de manière incontrôlée, la polarisation devient alors rapidement imprévisible.

Ce phénomène est dû à la non-symétrie de la révolution du profil d'indice dans le cœur de la fibre, non symétrie intrinsèque à la fabrication de la fibre et/ou extrinsèque lors de la pose de la fibre.

Les origines intrinsèques peuvent être une symétrie géométrique circulaire imparfaite de la fibre (non-homogénéité de l'indice).

Les causes extrinsèques peuvent être dues à un écrasement, un étirement, une torsion ou une courbure de la fibre.

Ceci induit un effet photo-élastique, d'où une biréfringence et une polarisation variable. Quand on envoie un signal sur une fibre biréfringente, sans se soucier de sa polarisation, on excite les deux modes à la fois.

Chacun d'entre eux a sa propre vitesse de propagation.

Ce décalage des temps de propagation de groupe a pour effet le dédoublement du signal à la sortie de la fibre, et donc un brouillage de l'information.

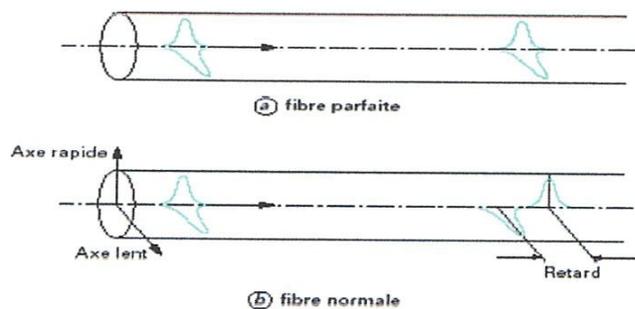


Fig. I.11 : Illustration des effets de la dispersion modale de polarisation PMD.

La valeur moyenne du retard n'est donc pas suffisante pour le décrire totalement, il faut donc ajouter des données statistiques.

La mesure principale est le temps de groupe différentiel (DGD Différentiel Group Delay), entre les deux composantes correspondant aux états principaux de la propagation.

$$\text{DGD} = \text{biréfringence linéique} * (\text{longueur de couplage} * \text{longueur de la fibre})^{1/2}$$

## **I.8. Les effets non-linéaires dans les fibres optiques**

Nous allons brièvement décrire les effets non-linéaires [1] pouvant se manifester dans les fibres optiques à savoir : l'effet Kerr, le mélange à quatre ondes, l'effet Raman et l'effet Brillouin.

### **I.8.1.L'effet Kerr optique**

Un type d'effet non-linéaire très important dans les fibres optiques est l'effet Kerr. Celui-ci apparaît lorsque l'intensité du signal devient si importante qu'elle peut modifier significativement l'indice de réfraction  $n$  de la fibre [1].

$$\mathbf{n} = \mathbf{n}_0 + \mathbf{n}_2 |E|^2 = \mathbf{n}_0 + \mathbf{n}_2 I \quad (\text{I.9})$$

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

Cette dépendance de l'indice de réfraction à l'intensité du signal est à l'origine de certains Effets non-linéaires intéressants comme l'auto modulation de phase (SPM) et la modulation de phase Croisée (XPM) et du mélange à quatre ondes.

#### **I.8.1.1.L'auto modulation de phase (SPM, Self Phase Modulation)**

L'automodulation de phase est la modification de la phase du signal sous l'effet de sa propre puissance. Par exemple, lorsqu'une impulsion lumineuse se propage, les variations dans son profil d'intensité induisent une variation de sa phase et donc de la fréquence de sa porteuse optique. L'automodulation de phase provoque donc un élargissement spectral des impulsions de forte intensité.

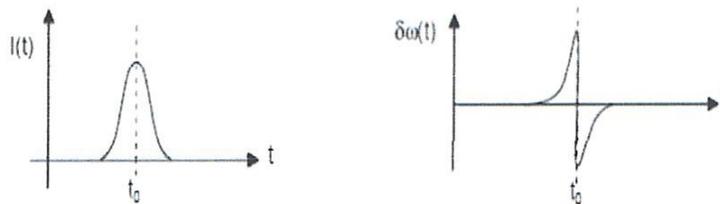
La variation temporelle de l'indice de réfraction crée de l'auto-modulation de phase. En effet, durant sa propagation, dans le cadre de l'approximation de l'enveloppe lentement variable et d'une réponse instantanée du milieu, l'impulsion acquiert une phase non Linéaire [1].

$$\phi_{NL} = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 L I(t) \quad (\text{I.10})$$

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

$$\omega(t) = \omega_0 - \delta\omega(t) \quad (\text{I.11})$$

$$\delta\omega(t) = - \frac{d}{dt} \phi_{NL}(t) \quad (\text{I.12})$$



**Fig. I.12 :** Dépendance temporelle de l'intensité et variation de la fréquence instantanée associée

La (figure.I.12) représente l'exemple d'un profil temporel d'intensité de type gaussienne et la variation  $\delta\omega(t)$  associée dans le cas  $n_2 > 0$ .

Le front avant de l'impulsion, pour lequel  $\delta\omega(t) > 0$  est translate vers les hautes longueurs d'onde, tandis que le front arrière est décalé vers les basses longueurs d'onde [1].

### I.8.1.2. La modulation de phase croisée (XPM, Cross Phase Modulation)

La modulation de phase croisée est un phénomène très similaire à l'automodulation de phase. Elle s'observe lorsque deux signaux distincts, de longueurs d'onde différentes, se propagent simultanément dans la fibre. La puissance d'un signal modifie l'indice de réfraction et donc les propriétés optiques du milieu dans lequel se propage également le second signal. Ainsi si un signal est modulé en intensité, l'indice de réfraction de la fibre se trouve également modulé ainsi que la phase du second signal.

dépasse un certain seuil, appelé  $P_{SB}$ . Elle se manifeste par la génération d'ondes optiques décalées en fréquence par rapport à l'onde incidente d'une quantité déterminée par le milieu de propagation [1].

Dans les fibres optiques, la diffusion Brillouin stimulée n'a lieu que dans la direction opposée à celle de l'onde incidente, et le décalage de l'onde générée est défini par [1] :

$$\Delta\nu_B = \frac{2\pi v_A}{\lambda_p} \quad (1.13)$$

### I.8.3. L'effet Raman

La diffusion Raman stimulée (ou SRS pour Stimulated Raman Scattering) est un processus à trois ondes couplées dans lequel l'onde de pompe génère une onde décalée en fréquence et une onde d'excitation vibrationnelle dans le milieu.

Ce phénomène apparaît lorsque la puissance optique dépasse un certain seuil appelé  $P_{fR}$ .

A la différence de la diffusion Brillouin, la diffusion Raman stimulée a lieu dans les deux directions de propagation de la fibre.

Le décalage en fréquence  $\Delta\nu_R$  par diffusion Raman est beaucoup plus grand que dans le cas de la diffusion Brillouin [1].

## I.9. Conclusion

Ce chapitre est consacré à une étude détaillée sur les fibres optiques. Selon la dimension du cœur et la différence d'indices relativement à la longueur d'onde on a deux types de fibres optiques, monomode et multi-mode.

Alors que, selon le profil d'indice de réfraction on a une fibre à saut d'indice et une fibre à gradient d'indice.

Différents effets conduisent à une distorsion de l'impulsion qui se propage à l'intérieur d'une fibre optique.

L'effet de la dispersion de la vitesse de groupe est dû à deux effets. Le premier est la dispersion du matériau, dite aussi dispersion chromatique, qui résulte de la variation de

l'indice de réfraction du matériau en fonction de la longueur d'onde de l'onde lumineuse et le deuxième est la dispersion du guidage qui correspond à la variation d l'indice effectif d'un mode particulier en fonction de la longueur d'onde optique même si l'indice du matériau était constant

Les effets non linéaires qui se produisent dans les fibres optiques, tels que la diffusion Raman stimulée, la diffusion Brillouin stimulée qui sont tout à fait similaires, la principale différence réside dans les états de vibrations excités. Pour l'effet Raman, l'énergie des états de vibrations correspond à des phonons optiques, de fréquence 12 THz, alors que pour l'effet Brillouin, il correspond à des phonons acoustiques, de fréquence 11 GHz. Ces deux effets proviennent d'une interaction entre le champ optique et les mouvements des atomes de silice. Ils ont donc des temps de réponse plus longs que l'effet Kerr.

# CHAPITRE II

## *La méthode split-step fourier de base*

## Chapitre II : La méthode split-step Fourier de base

### II.1.Introduction

Dans une fibre optique, lorsque l'effet de la dispersion des vitesses de groupe compense exactement l'effet Kerr, on a comme résultat la formation des solitons optiques.

C'est bien connu que ces solitons optiques, qui ont été prédits théoriquement par A. HASEGAWA et F. TAPPERT [3], et ont été observés expérimentalement par L. MOLLENAUER, sont devenus un bon candidat pour les systèmes de communications par fibre optique à longue distance et ultrarapide.

La cause est que ces impulsions ont une propriété unique qui est le fait qu'ils peuvent se propager sur de longues distances sans changement de forme.

Cependant, la propagation des solitons dans les fibres optiques biréfringentes a montré l'importance croissante à cause de leurs propriétés dynamiques intéressantes et leurs applications potentielles pour les technologies futures toutes-optiques.

Dans le cas du régime de dispersion anormale, le soliton qui se forme est connu sous le nom du soliton claire (*Bright Soliton*).

Il existe d'autres types des solitons dépendant aux propriétés dispersive et non linéaire de la fibre optique tels que les solitons sombres (Dark Solitons), les solitons managés en dispersion, les solitons bistables, et les solitons vectoriels.

Ensuite, on va présenter l'équation de Schrödinger non linéaire à base de l'équation de Maxwell.

Enfin, nous utiliserons la méthode de Split Step Fourier pour résoudre cette équation.

## II.2. Solitons optique

### II.2.1. les solitons optiques

Le terme « soliton » est abusivement utilisée en optique pour décrire une impulsion (soliton temporel) ou un faisceau (soliton spatial) localisée et se propageant sans déformation de son profil.

Dans beaucoup de cas, il ne s'agit en effet que d'une onde solitaire.

En effet, seul les solitons préservent l'énergie, quantité de mouvement et profil nonseulement au cour de leur propagation mais encore lors d'une interaction mutuelle, contrairement aux ondes solitaires.

Historiquement, les solitons correspondants a la partie discrète du spectre de diffusion de l'équation d'évolution considérée et donc n'existent que pour les problèmes intégrables.

En optique, la propriété d'intégrabilité n'est valide que pour les solitons Kerr scalaires décrits dans le cadre de l'équation de Schrödinger non linéaire unidimensionnelle [9].

Quant aux ondes solitaires, elles existent pour une classe beaucoup plus vaste d'équations d'onde non linéaires, ce qui leur confère des propriétés dynamiques particulières.

Ceci dit, il est plus que courant en particulier pour la communauté opticienne, de qualifier de soliton tout paquet d'ondes localisé présentant, au moins en l'absence de perturbation, la propriété d'invariance d'enveloppe transverse à la cour de la propagation.

### II.2.2. Formation des solitons optiques

Une impulsion lumineuse est un paquet d'ondes électromagnétiques de spectre fini. Puisque toute fibre optique est un milieu dispersif, chaque composante spectrale se propage avec une vitesse de groupe différente, et par conséquence, l'énergie de l'impulsion s'étend avec le temps le long de sa propagation.

Lorsque la dispersion chromatique est négative ( $D < 0$ ), on parle du régime de dispersion normal. Dans ce cas, les grandes longueurs d'onde (fréquences rouges) se propagent plus rapidement que les courtes longueurs d'onde (fréquences bleues).

Au contraire, en régime de dispersion dit anormal, la dispersion chromatique est positive ( $D > 0$ ). Les grandes longueurs d'onde se propagent plus lentement que les longueurs d'onde plus courtes.

Dans les deux cas, l'impulsion subit un élargissement temporel de son enveloppe.

Le zéro de la dispersion chromatique d'une fibre monomode (SMF pour « Single Mode Fiber ») est autour de 1312 nm.

Pour les longueurs d'onde inférieures à cette valeur, la dispersion est positive (régime normal). Elle est négative (régime anormal) pour les longueurs d'onde plus grandes.

Ces fibres ont une dispersion d'approximativement  $20 \text{ ps}^2/\text{km}$  à la longueur d'onde près de 1550 nm.

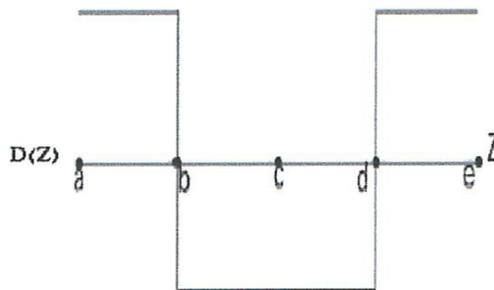
En l'absence des effets non linéaires, la déformation de l'impulsion optique est causée essentiellement par la dispersion chromatique et elle peut être éliminée par la technique de la compensation de la dispersion.

Cette technique peut être décrite de la manière suivante (figure. II.1).

L'impulsion qui commence au point  $a$ , peut retrouver complètement sa forme originale au point  $e$ .

Cela peut être réalisée si la dispersion dans la région anormal ( $D$  pour  $a < Z < b$  et  $d \leq Z < e$ ) est l'opposée de celui dans la région de dispersion normale ( $D$ , pour  $b \leq Z < d$ ), à condition que:  $\overline{ab} + \overline{de} = \overline{bd}$ .

Cependant, si le plan de dispersion n'est pas symétrique, l'impulsion au point  $Z = e$  ne peut pas se retourner à la forme originale.



**Fig. II.1 :** Plan de dispersion pour les systèmes managés en dispersion.

Donc, dans le cas linéaire (faible puissance), l'élargissement dispersif peut être éliminé par la compensation de la dispersion.

Cependant, les effets non linéaires peuvent être encore la cause fondamentale pour la détérioration du signal optique surtout dans les systèmes de transmission à longue distance.

En réalité, La réponse du milieu optique n'est pas linéaire, car, l'indice de réfraction d'une fibre optique dépend de l'intensité du champ électrique (effet Kerr).

Cette dépendance induit une variation de phase non linéaire. C'est ce qu'on appelle l'effet d'auto-modulation de phase.

Cet effet non linéaire introduit un glissement de fréquence (frequency chirp).

Dans le régime de dispersion anormale, la direction du glissement de fréquence produit par l'effet d'auto-modulation de phase, est l'opposée à celui produit par la dispersion.

Ceci indique que le glissement de fréquence induit par l'auto-modulation de phase peut compenser celui induit par la dispersion chromatique.

Ce processus mène à la formation des solitons optiques qui conserve la forme pendant la propagation.

### II.3. Les effets solitoniques

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).

Mathématiquement, le soliton peut être représenté par l'équation suivante [3]:

$$A(z = 0, \tau) = N \cdot \text{sech } h(\tau) \quad (\text{II.1})$$

$N$  est l'ordre du soliton qui est défini par [3]:

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

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 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 un).

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 :

$$P_0 = \frac{|\beta_2|}{\gamma T_0^2} \quad (\text{II.3})$$

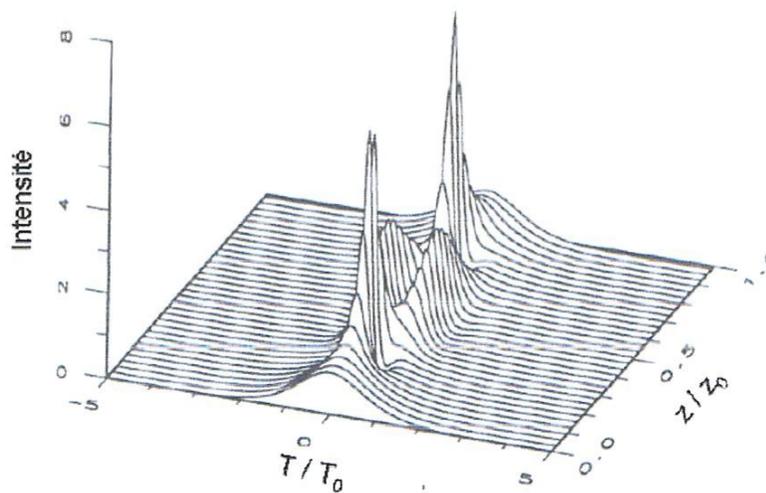
Les solitons d'ordre supérieur correspondent à  $N \geq 2$ .

Ils peuvent être décrits comme plusieurs solitons fondamentaux se propageant de manière couplée et à la même vitesse de groupe.

Lors de sa propagation à l'intérieur d'une fibre optique, les solitons fondamentaux composant le soliton d'ordre supérieur entraînent des interactions périodiques.

La (figure II.2) montre l'évolution temporelle d'un soliton d'ordre trois en fonction de la longueur de propagation.

L'évolution du soliton d'ordre trois peut présenter plusieurs pics où l'impulsion peut retrouver sa forme initiale de façon périodique.



**Fig.II.2 :** Evolution temporelle d'un soliton d'ordre trois en fonction de la longueur de propagation.

L'utilisation des solitons dans les fibres optiques peut présenter des avantages importants dans les liaisons transocéaniques à haut débit.

Cependant, il existe d'autre effet conduisant à la perte de l'information même si le soliton optique est stable.

### II.3.1. 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) [3].

Les sources principales de la variation de la position du soliton sont les interactions entre solitons adjacents, le bruit d'amplification et la dispersion modale de polarisation.

Ces effets limitent la bande passante des systèmes de transmission solitoniques.

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 (randomwalk).

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 supérieure ou égale six fois la largeur temporelle de l'impulsion.

### **II.3.2. La fission soliton**

Les solitons fondamentaux composant le soliton d'ordre supérieur voyagent ensemble et à la même vitesse de groupe.

Sous l'effet d'une perturbation (due à l'effet d'auto-raïdissement de l'impulsion, à la diffusion Raman ou aux effets de dispersion d'ordres supérieurs), les vitesses de groupe des solitons fondamentaux sont changées.

Par conséquent, on aura un processus de la fission soliton (*soliton breakup*) où le soliton d'ordre  $N$  éclate en un nombre  $N$  de solitons fondamentaux.

Dans le cas des impulsions ayant une largeur temporelle supérieure à 200 fs, le phénomène de fission soliton est dû à la diffusion Raman [3].

### **II.3.3. L'auto-décalage en fréquence des solitons**

Les solitons ayant une durée typiquement inférieure à 100 fs se propageant dans une fibre optique possèdent une largeur spectrale supérieure au décalage Raman.

Il en résulte un recouvrement entre le spectre de l'impulsion et le gain Raman qu'elle génère.

Cette situation peut mener à un transfert d'énergie des grandes longueurs d'onde vers les longueurs d'onde courtes du spectre d'une même impulsion.

Ce mécanisme appelé la diffusion Raman stimulée intra-impulsionnel.

La diffusion Raman stimulée intra-impulsionnel entraîne un décalage spectral du centre du spectre du soliton vers les grandes longueurs d'onde au cours de sa propagation dans la fibre optique.

De plus, la modification de la longueur d'onde centrale du soliton mène à un changement de la vitesse de groupe et une modification des conditions de dispersion de celui-ci.

Ce phénomène est connu sous le nom d'auto-décalage en fréquence des solitons (SSFS pour « Soliton Self-Frequency Shift »).

#### II.4 . Equation de maxwell

Les équations de propagation dans les fibres optiques sont déduites à partir des équations de MAXWELL qui régissent les variations dans le temps et dans l'espace des champs électrique et magnétique pour un guide diélectrique.

Pour les besoins de commodité, On considère que la fibre optique est un milieu linéaire (la perméabilité  $\epsilon$  et la permittivité  $\mu$  ne sont pas en fonction des champs électrique  $|\vec{E}|$  et magnétique  $|\vec{H}|$ ), isotrope ((la perméabilité  $\epsilon$ , la permittivité  $\mu$  et la conductivité  $\sigma$  en un point donné sont les même dans tous les directions :  $\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_z = \epsilon$ ,  $\mu_x = \mu_y = \mu_z = \mu$  et  $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = \sigma$ ), non- magnétique, sans charge et sans courant [10].

De plus, on néglige l'effet du vecteur de polarisation induit par l'effet de champs électrique sur le vecteur déplacement.

Pour des besoins de simplification, une hypothèse de faible guidage est également émise.

En d'autres termes, pour les milieux homogènes ou faiblement inhomogènes comme la fibre optique, la différence entre les indices des différents milieux est suffisamment faible pour que le gradient d'indice soit négligé.

Dans ces conditions, l'équation de propagation est donnée par:

$$\nabla^2 \vec{\Psi} - \epsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{\Psi}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{II.4})$$

Ou  $\vec{\Psi}$  représente le champ électrique ou le champ magnétique.

Donc les quatre équations de Maxwell pour la propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux peuvent être écrites en tant que [4] :

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} ; \quad (\text{II.5})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} ; \quad (\text{II.6})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{D} = \rho ; \quad (\text{II.7})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mathbf{0} ; \quad (\text{II.8})$$

### II.5. Equation de Schrödinger non linéaire généralisée

L'équation non-linéaire de Schrödinger est une équation qui gouverne la propagation des impulsions dans la fibre optique.

Elle est obtenue à partir des équations de Maxwell, qui gouvernent la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu.

Cette équation est valable pour des impulsions plus larges qu'une picoseconde.

Si on ne tient pas compte des effets Raman et Brillouin, la propagation d'impulsions dans une fibre optique monomode est affectée par trois phénomènes principaux :

Les pertes, la dispersion de vitesse de groupe (ou dispersion chromatique) et la non-linéarité de type Kerr.

Les influences de ces phénomènes sont décrites par l'équation non-linéaire de Schrödinger (ENLS). La forme usuelle de cette équation est la suivante [6] :

$$i \frac{\partial U(z, \tau)}{\partial z} + i \frac{\alpha}{2} U(z, \tau) - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 U(z, \tau)}{\partial \tau^2} + \gamma |U(z, \tau)|^2 U(z, \tau) = 0 \quad (\text{II.9})$$

Où  $U(z, \tau)$  est l'enveloppe lentement variable du champ électrique,  $z$  la distance de propagation,  $\alpha$  les pertes,  $\beta_2$  la dispersion chromatique,  $t$  le temps (défini dans un repère qui se propage à la même vitesse de groupe que l'impulsion) et  $\gamma$  le coefficient non-linéaire qui est décrit par l'équation :

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda_0 A_{\text{eff}}} \quad (\text{II.10})$$

Avec  $\lambda_0$  est la longueur d'onde dans le vide et  $A_{\text{eff}}$  l'aire effective de la fibre qui est définie par : [7]

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left( \iint_{-\infty}^{\infty} |T(x, y)|^2 dx dy \right)^2}{\iint_{-\infty}^{\infty} |T(x, y)|^4 dx dy} \quad (\text{II.11})$$

L'ENLS possède une autre forme où les paramètres sont normalisés et les pertes négligées. Cette forme normalisée est très utile dans le traitement de la transmission soliton [8] :

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\beta_2}{|\beta_2|} \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = 0 \quad (\text{II.12})$$

Où  $\xi$  est la distance normalisée :  $\xi = z / L_D$ ,

$L_D$  est la longueur de dispersion définie par l'équation :

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (\text{II.13})$$

Avec :  $T = t / T_0$  est le temps normalisé et  $u$  le champ électrique normalisé :

$$u = N \frac{U}{\sqrt{P_0}} \quad (\text{II.14})$$

$N$  est l'ordre soliton.

Lorsque les effets non-linéaires d'ordre supérieur et les effets dispersifs d'ordre supérieure sont plus négligés (par exemple si la durée d'impulsions est très inférieure à la picoseconde et/ou la dispersion  $\beta_2$  de la fibre est négligeable), l'équation(II.9) prend la forme généralisée suivante [6]

:

$$\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} U + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - \frac{i}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 U}{\partial \tau^3} = i \gamma [ |U|^2 U + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} (|U|^2 U) - T_R U \frac{\partial |U|^2}{\partial \tau} ] \quad (\text{II.15})$$

Où  $\beta_3$  est la dispersion du troisième ordre,  $\omega_0 = 2\pi \frac{c}{\lambda_0}$  la fréquence angulaire et  $T_R$  la constante de temps Raman.

Si l'on prend en compte le phénomène de modulation de phase croisée ou la biréfringence de la fibre, l'ENLS devient dégénérée en deux ENLS couplées [6].

Si l'on prend en compte le gain éventuel de la fibre (fibre dopée à terres rares telles que  $Er^{3+}$ ,  $Yb^{3+}$  ...), l'ENLS devient l'équation de Ginzburg-Landau [6].

Quelle que soit la forme de l'ENLS, les méthodes numériques pour la résoudre reposent presque toutes sur le même principe.

Nous ne décrivons donc ces méthodes de résolution que dans le cas de la version simplifiée de l'ENLS donnée par la relation (II.9).

Cette relation est une équation différentielle du deuxième ordre en temps et différentielle du premier ordre en distance.

Cette équation ne possède pas de solution analytique, sauf dans le cas de la transmission soliton [6], lorsque les pertes sont négligées, où la méthode dite inverse scattering method peut être utilisée.

Dans le cas général, des méthodes numériques doivent être utilisées. Parmi elles, la méthode split-step Fourier (SSF) est la plus utilisée en raison de sa simplicité et de son efficacité [6].

Par la suite, nous allons présenter cette méthode en détail.

## II.6. Méthode de Split- Step Fourier

La méthode de SSF a été appliquée à une grande variété de problème optique comprenant la propagation.

Pour le cas spécifique de la propagation d'impulsion dans les fibres optiques, la méthode de Split- Step Fourier a été appliquée la première fois en 1973.

Son utilisation est devenue répandue depuis lors en raison de son exécution rapide comparée à la plupart des arrangements de différence finie.

Bien que la méthode soit relativement franche pour mettre en application, elle exige que les tailles de pas  $z$  et  $h$  soient choisies soigneusement pour maintenir l'exactitude exigée.

La méthode SSF est employée dans de nombreux travaux de recherches [5].

Pour comprendre la philosophie derrière la méthode de Split-Step Fourier, il est utile de décrire l'équation sous la forme:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = (\hat{L} + \hat{N}) \cdot U \quad (\text{II.16})$$

Où  $\hat{L}$  est un opérateur différentiel qui explique la dispersion et l'absorption dans un milieu linéaire.

$$\hat{L} = -\frac{1}{2}(\alpha + i\beta_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2}) \quad (\text{II.17})$$

Et  $\hat{N}$  est un opérateur non linéaire qui régit l'effet de non linéarité sur la propagation d'impulsion dans la fibre. Ces opérateurs sont donnés par:

$$\hat{N} = i \cdot \gamma \cdot |U|^2 \quad (\text{II.18})$$

Supposons que la distance  $h$  de propagation soit très petite de telle sorte que l'opérateur  $\hat{N}$  puisse être considéré comme constant sur la distance  $h$ . La solution de (II.16) peut donc s'écrire :

$$U(h, \tau) \simeq \exp[h(\hat{L} + \hat{N})] U(0, \tau) \quad (\text{II.19})$$

Notons que dans le cas où l'opérateur  $\hat{N}$  est indépendant de la distance  $z$ , la relation (II.19) devient la solution exacte de (II.16).

Pour une distance de propagation plus grande, on divise la ligne de transmission en petits tronçons de taille  $h$ . Pour chaque tronçon on utilise la formule (II.19).

Pour un tronçon quelconque de  $z$  à  $z + h$ , on a :

$$U(z+h, \tau) \simeq \exp[h(\hat{L} + \hat{N})] U(z, \tau) \quad (\text{II.20})$$

L'opération de partition du milieu de propagation en tronçons élémentaires est appelée "split-step". Du fait que  $h$  soit petit, on considère que les opérateurs  $\hat{L}$  et  $\hat{N}$  commutent. Le membre de droite de l'équation (II.20) peut être décomposé comme :

$$\exp[h(\hat{L} + \hat{N})] U(z, \tau) \simeq \exp(h\hat{L}) \exp(h\hat{N}) U(z, \tau) \quad (\text{II.21})$$

L'équation (II.20) devient :

$$U(z+h, \tau) \simeq \exp(h\hat{L}) \exp(h\hat{N}) U(z, \tau) \quad (\text{II.22})$$

L'équation (II.22) peut être résolue en considérant consécutivement les deux équations suivantes :

$$V(z+h, \tau) \simeq \exp(h\hat{N}) U(z, \tau) \quad (\text{II.23})$$

$$U(z+h, \tau) \simeq \exp(h\hat{L}) V(z+h, \tau) \quad (\text{II.24})$$

L'opérateur  $\hat{N}$  est un facteur multiplicatif dans le domaine du temps. L'équation (II.23) est donc facile à résoudre. L'équation (II.24) est moins évidente à résoudre car l'opérateur  $\hat{L}$  contient un opérateur différentiel du deuxième ordre en temps. Pour résoudre cette équation on passe dans le domaine des fréquences en utilisant la transformée de Fourier. L'opérateur  $\frac{\partial^2}{\partial z^2}$  devient donc une multiplication par le terme  $(i\omega)^2$ . Après avoir traité l'opérateur  $\hat{L}$  comme une simple multiplication, on repasse dans le domaine temporel en utilisant la transformée de Fourier inverse.

Au final, la solution de l'équation (II.9) devient :

$$U(z+h, \tau) \simeq F^{-1}[\exp(-\frac{ih}{2} \beta_2 (i\omega)^2)] F[\exp(ih\gamma|U|^2)U(z, \tau)] \quad (\text{II.25})$$

Où  $F$  représente la transformée de Fourier et  $F^{-1}$  la transformée de Fourier inverse.

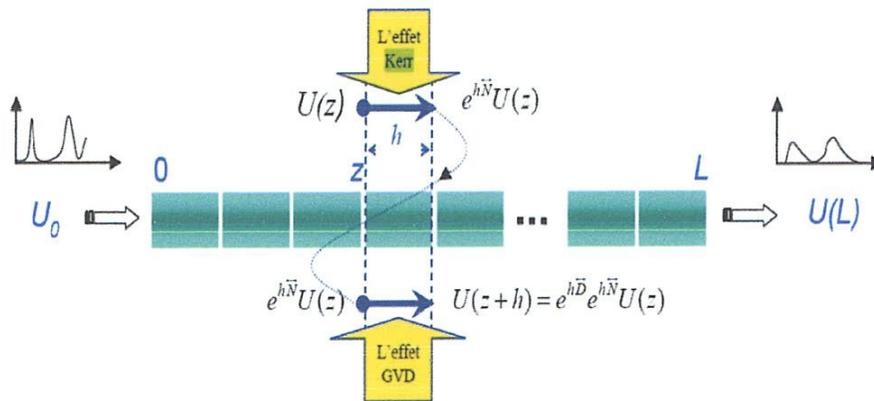


Fig. II.3 : Schématisation de la méthode SSF de base.

La combinaison du processus split-step et de la transformée de Fourier a donné naissance.

À l'appellation de split-step Fourier pour cette méthode de résolution de l'ENLS.

La (figure II.3) permet de se représenter de façon schématique la méthode SSF.

Du point de vue de l'interprétation physique de la méthode SSF, celle-ci implique que l'effet Kerr et l'effet de la dispersion s'appliquent non pas de manière simultanée sur l'impulsion, mais

l'un après l'autre. Notons que d'après la solution (II.25), L'effet Kerr est exécuté avant l'effet de dispersion.

On peut cependant échanger l'ordre de l'exécution sans influence sur le résultat.

## **II.7. Les principales limitations de la méthode S.S.F**

Nous venons de décrire la méthode SSF de base dans laquelle certaines approximations ont été utilisées.

Ces approximations influencent la précision de la résolution en provoquant un écart plus ou moins important entre la solution numérique et la solution exacte.

De plus, l'échantillonnage du signal, lié à la résolution numérique, est une source supplémentaire d'erreur.

Par la suite, nous considérons en détail les facteurs qui influencent la précision du résultat de la méthode SSF ainsi que des solutions qui ont été développées dans la littérature pour limiter les erreurs.

### **II.7.1. La résolution et la fenêtre temporelle du signal**

Dans les simulations numériques ainsi que dans l'utilisation de la méthode SSF, la détermination de la résolution en temps et en fréquence ainsi que la fenêtre temporelle et spectrale pour décrire le signal est très importante. Un bon choix des paramètres pour échantillonner le signal va réduire les erreurs de simulation. C'est le choix de ces paramètres qui permet d'obtenir les résultats numériques les moins erronés possible dans un temps de calcul acceptable.

Il est évident que plus la résolution est fine, moins les résultats sont erronés, mais plus les calculs sont longs. Il y a donc un compromis à respecter. Nous rappelons ici que ce compromis est dicté par les quelques règles de base suivantes.

– Pour le calcul de la transformée de Fourier, la méthode SSF utilise un algorithme qui s'appelle FFT (Fast Fourier Transform) [6]. Pour optimiser l'utilisation de cet algorithme, le signal doit être échantillonné uniformément par  $2^m$  échantillons.

– Selon le théorème de Nyquist [6], il faut prendre une fréquence d'échantillonnage égale à au moins deux fois la fréquence maximale du signal pour pouvoir reproduire le signal à partir de ces échantillons. La résolution en temps du signal dépend donc du signal à simuler.

– Au cours de la transmission, le signal à simuler peut être élargi sous l'influence de la dispersion. Pour que l'élargissement du signal ne déborde pas de la fenêtre du signal, la fenêtre temporelle doit être assez grande. Généralement, il est conseillé de prendre un rapport d'environ 20 à 30 entre la fenêtre temporelle et la durée à mi-hauteur du signal [6].

Si l'on respecte ces quelques règles de base, on s'assure que les erreurs de simulation ne seront pas dictées par un mauvais fenêtrage du signal.

### II.7.2. La non-commutativité des opérateurs

Dans ce paragraphe nous présentons l'erreur de simulation liée à la non-commutativité des opérateurs linéaires et non-linéaires et présentons les méthodes SSF d'ordre supérieur qui permettent de limiter cette erreur.

Au cours du passage de l'équation (II.20) à l'équation (II.22), nous avons supposé que les opérateurs  $\hat{L}$  et  $\hat{N}$  commutent. En général, ils ne sont pas commutatifs et pour la décomposition du membre de droite de l'équation (II.20), une méthode plus rigoureuse consiste à appliquer la formule de Baker-Hausdorff [6]. Pour deux opérateurs  $\hat{L}$  et  $\hat{N}$  quelconques, cette relation permet d'écrire :

$$\exp(\hat{L})\exp(\hat{N})=\exp\left\{\hat{L}+\hat{N}+\frac{1}{2!}[\hat{L},\hat{N}]+\frac{1}{3!}([\hat{L},[\hat{L},\hat{N}]+[\hat{L},\hat{N}],\hat{N}])+\dots\right\} \quad (\text{II.26})$$

Où  $[\hat{L},\hat{N}]=\hat{L}\hat{N}-\hat{N}\hat{L}$  est le commutateur de  $\hat{L}$  et  $\hat{N}$ .

On constate alors que l'équation (II.21) est une approximation au premier ordre de l'équation (II.20). La précision de cette approximation est du second ordre en  $h$ . En effet, l'erreur liée à l'approximation au premier ordre s'écrit :

$$\epsilon=\frac{1}{2!}[h\hat{L},h\hat{N}]=h^2\frac{1}{2!}[\hat{L},\hat{N}]\sim h^2 \quad (\text{II.27})$$

La méthode SSF obtenue en utilisant l'approximation au premier ordre (II.21) s'appelle la méthode SSF du premier ordre (f-SSF pour first-order SSF).

En raison de la non-commutativité des deux opérateurs, pour améliorer la précision de la méthode SSF, il faut augmenter l'ordre d'approximation dans la décomposition de la partie droite de l'équation (II.20). Plus l'ordre de l'approximation est élevée, plus la solution.

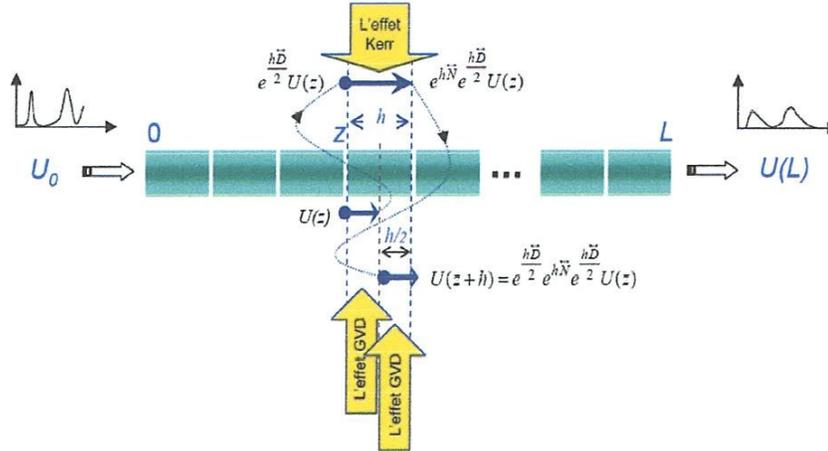


Fig. II.4: Schématisation de la méthode s-SSF.

Est précise [6]. Cependant, l'algorithme SSF sera plus complexe et son temps de calcul sera plus long. Pour cette raison, la plupart des utilisateurs se limitent à la méthode SSF du deuxième ordre (s-SSF pour second-order SSF). Elle se présente sous la forme suivante [6] :

$$U(z + h, \tau) \simeq \exp\left(\frac{h}{2} \hat{L}\right) \exp(h \hat{N}) \exp\left(\frac{h}{2} \hat{L}\right) U(z, \tau) \quad (\text{II.28})$$

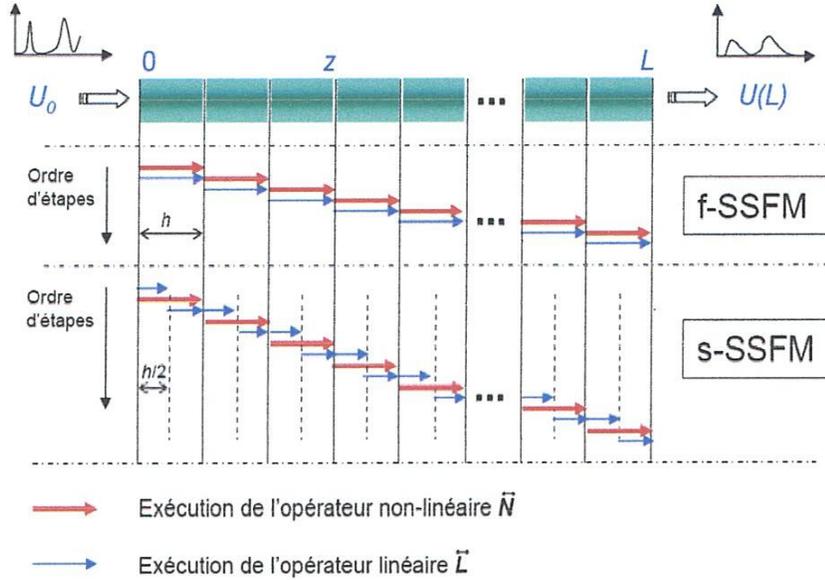
Cette solution est précise au troisième ordre en  $h$ . En effet :

$$\begin{aligned} & \exp\left(\frac{h}{2} \hat{L}\right) \exp(h \hat{N}) \exp\left(\frac{h}{2} \hat{L}\right) = \\ & = \exp\left(\frac{h}{2} \hat{L}\right) \exp\left[h \hat{N} + \frac{h}{2} \hat{L} + \frac{h^2}{4} \hat{N} \hat{L} - \frac{h^2}{4} \hat{L} \hat{N} + O(h^3)\right] \\ & = \exp\left[\frac{h}{2} \hat{L} + h \hat{N} + \frac{h}{2} \hat{L} + \frac{h^2}{4} \hat{N} \hat{L} - \frac{h^2}{4} \hat{L} \hat{N} + \frac{h^2}{4} \hat{L} \hat{N} + \frac{h^2}{4} \hat{L}^2 - \frac{h^2}{4} \hat{N} \hat{L} - \frac{h^2}{4} \hat{L}^2 + O(h^3)\right] \\ & = \exp[h \hat{N} + h \hat{L} + O(h^3)] \quad (\text{II.29}) \end{aligned}$$

Donc, pour une même taille de tronçon  $h$ , la méthode s-SSF donne un résultat plus précis que celui donné par la méthode f-SSF.

Du point de vue physique, au cours de la propagation, les impulsions simulées par la méthode s-SSF subissent l'effet linéaire et l'effet non-linéaire de façon intermittente sur chaque tronçon. L'effet non-linéaire est accumulé au milieu du tronçon tandis que l'effet linéaire est appliqué sur chaque demi-tronçon (voir figure II.4).

Pour différencier les méthodes s-SSF et f-SSF, nous présentons, sur la (figure.II.5), les différentes étapes d'exécution des opérateurs linéaire et non-linéaire pour chacune des deux méthodes.



**Fig. II.5:** Schématisation de la procédure pour les méthodes f-SSF et s-SSF.

Nous constatons que la méthode s-SSF est plus complexe à mettre en œuvre (elle nécessite un opérateur de plus sur chaque tronçon). Par contre, elle est plus efficace dans la plupart de cas.

### II.7.3. La dépendance en $z$ de l'opérateur non-linéaire

Dans ce paragraphe nous présentons l'erreur de simulation liée à la dépendance en  $z$  de l'opérateur non-linéaire et présentons les méthodes SSF symétriques qui permettent de limiter cette erreur.

Pour obtenir l'équation (II.20) à partir de l'équation (II.16), nous avons dû supposer que l'opérateur  $\hat{N}$  ne dépendait pas de la distance  $z$  sur un petit tronçon  $h$ . En réalité, l'opérateur non-linéaire dépend directement de l'intensité du signal qui varie pendant la propagation.

Cette hypothèse d'indépendance de l'opérateur  $\hat{N}$  introduit des erreurs dans les résultats de simulations. Cela veut dire que si la dépendance en  $z$  pouvait être estimée dans le calcul de l'opérateur  $\hat{N}$ , la précision de la méthode SSF pourrait être améliorée.

Afin de prendre en compte la dépendance en  $z$  de l'opérateur  $\hat{N}$  dans l'équation (II.28), on remplace le terme  $\exp(h\hat{N})$  par le terme  $[\int_z^{z+h} \hat{N}(z) dz]$ , [6] :

$$U(z + h, \tau) \approx \exp\left(\frac{h}{2} \hat{L}\right) \exp\left(\int_z^{z+h} \hat{N}(z) dz\right) \exp\left(\frac{h}{2} \hat{L}\right) U(z, \tau) \quad (\text{II.30})$$

Cette méthode est connue sous le nom de méthode SSF symétrique (S-SSF pour Symmetrized SSF) [6]. Pour calculer le terme intégral dans l'équation (II.30), la règle de quadrature des trapèzes peut être appliquée [6] :

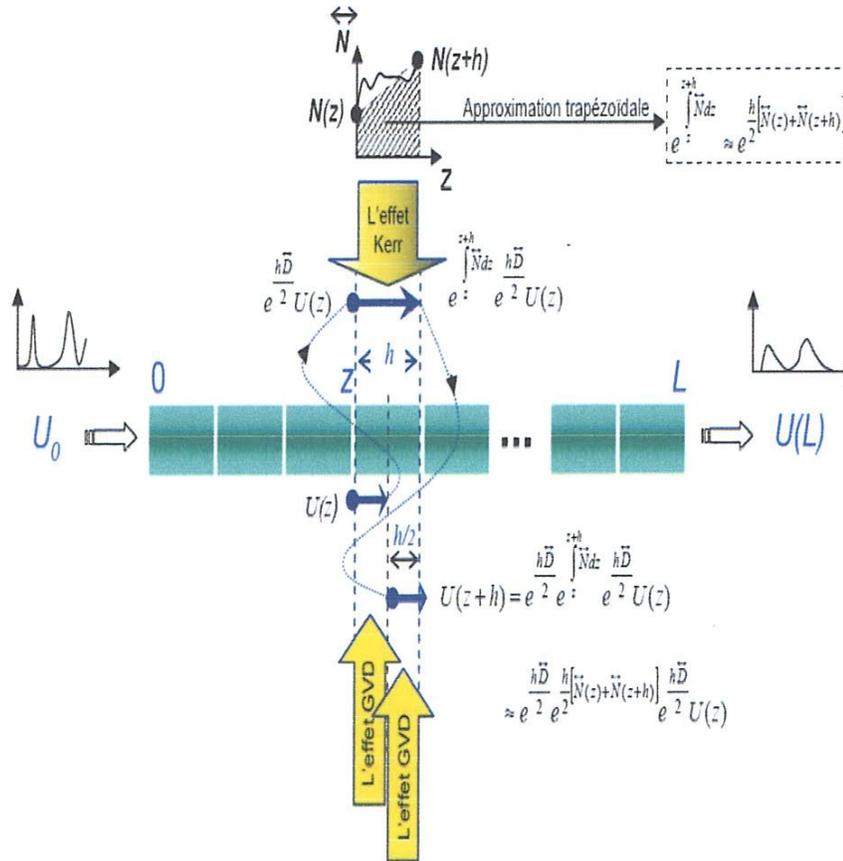


Fig. II.6: Schématisation de la méthode S-SSF trapézoïdale.

$$\int_z^{z+h} \hat{N} dz \approx \frac{h}{2} [\hat{N}(z+h) + \hat{N}(z)] \quad (\text{II.31})$$

Cette approximation utilisant une règle trapézoïdale donne une solution plus exacte que la solution donnée par l'équation (II.28). Nous appelons cette méthode la méthode S-SSF trapézoïdale :

$$U(z + h, \tau) \approx \exp\left(\frac{h}{2} \hat{L}\right) \exp\left(\frac{h}{2} [\hat{N}(z+h) + \hat{N}(z)]\right) \exp\left(\frac{h}{2} \hat{L}\right) U(z, \tau) \quad (\text{II.32})$$

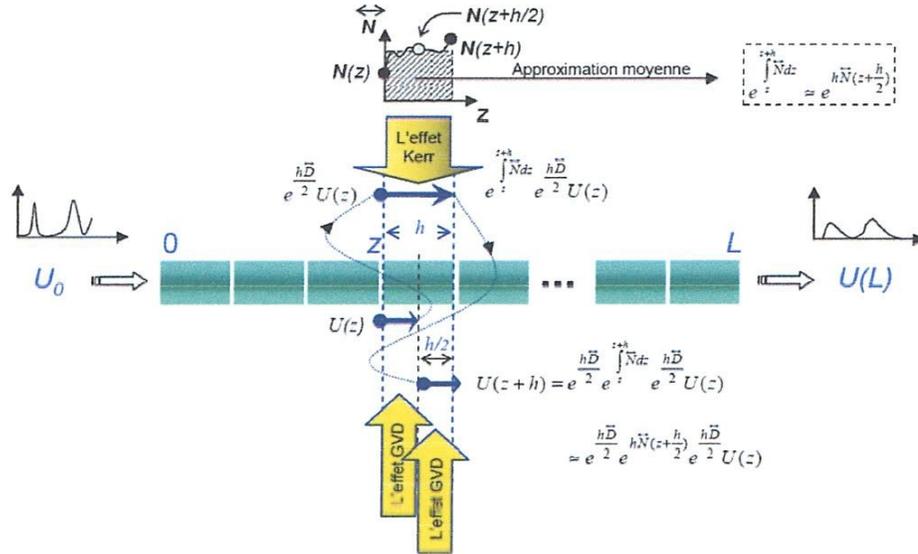


Fig. II.8: Schéma de la méthode S-SSF moyenne.

Avec les mêmes tailles de tronçon, le temps de calcul de la méthode S-SSF trapézoïdale est trois fois plus grand que celui de la méthode f-SSF. En effet, le temps de calcul des méthodes SSF dépend principalement du nombre de fonctions FFT utilisées dans l'opérateur  $\hat{L}$  à chaque tronçon. Or, pour la méthode S-SSF trapézoïdale, on utilise, à chaque tronçon, trois évaluations de l'opérateur  $\hat{L}$  contre une évaluation pour la méthode f-SSF.

Malgré cet inconvénient, la méthode S-SSF trapézoïdale est plus efficace que la méthode f-SSF parce qu'elle permet d'utiliser des tronçons de taille plus grande que ceux utilisés par la méthode f-SSF en gardant la même précision dans les résultats.

Il existe une autre technique pour évaluer le terme intégral dans l'équation (II.30).

C'est l'approximation par une valeur constante moyenne calculée au milieu du tronçon [6] :

$$U(z+h, \tau) \approx \exp\left(\frac{h}{2} \hat{L}\right) \exp\left(h \hat{N}\left(z+\frac{h}{2}\right)\right) \exp\left(\frac{h}{2} \hat{L}\right) U(z, \tau) \quad (\text{II.33})$$

Le schéma de la (figure.II.8) résume la procédure de cette méthode que nous appellerons méthode S-SSF moyenne. Pour pouvoir exécuter l'équation (II.33), il faut connaître la valeur de  $U\left(z+\frac{h}{2}\right)$ . Comme l'on ne connaît que celle de  $U(z)$ , il faut une étape supplémentaire.

C'est le calcul de  $U\left(z+\frac{h}{2}\right)$  en utilisant la méthode f-SSF :

$$U(z + \frac{h}{2}, \tau) \approx \exp(\frac{h}{2} \hat{L}) \exp(\frac{h}{2} \hat{N}) U(z, \tau) \quad (\text{II.34})$$

Cette technique d'approximation est plus précise que la méthode f-SSF mais nécessite deux fois plus de temps de calcul car elle utilise deux fois l'opérateur linéaire à chaque tronçon.

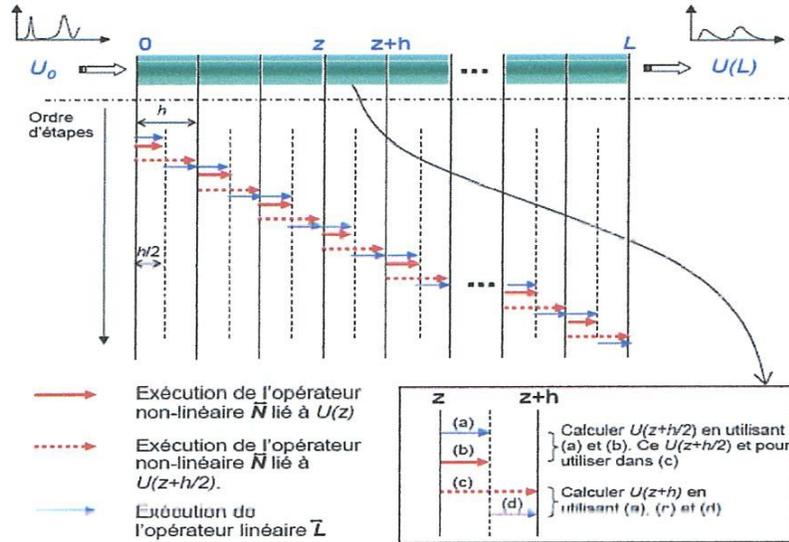


Fig. II.9: Schématisation de la procédure pour la méthode S-SSF moyenne.

La succession des étapes de calculs dans l'algorithme de la méthode S-SSF moyenne est présentée par la (figure.II.9).

Notons que l'étape qui consiste à évaluer la valeur de  $\hat{N}(z + \frac{h}{2})$  est une estimation du première ordre tandis que celle de la méthode S-SSF trapézoïdale (calcul de  $\hat{N}(z + h)$ ) est une estimation du deuxième ordre.

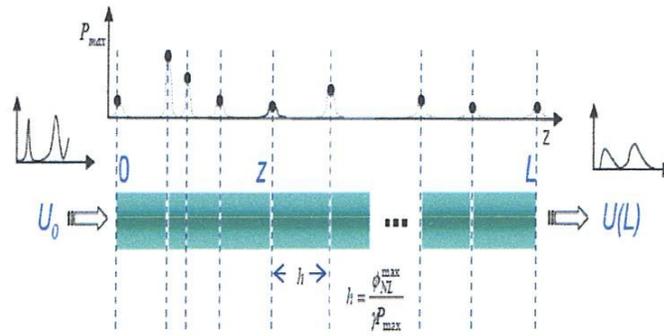
#### II.7.4. La distribution spatiale des tronçons

Dans ce paragraphe nous présentons l'erreur de simulation liée à la distribution spatiale des tronçons et présentons les méthodes SSF à pas variable qui permettent de limiter cette erreur.

La taille du tronçon joue un rôle très important pour la détermination de la précision de la solution numérique. Plus les tailles de tronçon sont petites, plus la précision de la méthode SSF est bonne. Si la taille du tronçon tend vers zéro, la solution numérique de l'équation ENLS devient la solution exacte.

D'un autre côté, plus la taille du tronçon est petite, plus le nombre de tronçons augmente.

Par conséquent, le temps de calcul augmente.



**Fig. II.10:** La méthode SSF à rotation de phase.

La (figure II.10) schématise le choix des tailles de tronçon selon la méthode à rotation de phase. Clairement, la méthode SSF à rotation de phase est adaptée à la simulation de transmission où la SPM est importante, comme par exemple, les études concernant la transmission des solitons.

#### II.7.4.2. La méthode SSF à erreur locale

Généralement, les méthodes SSF à pas variable telles que les méthodes présentées précédemment dépendent du système étudié parce que l'on doit connaître certaines propriétés du système. En 2003, Sinkin *et al.* ont proposé une méthode, appelé méthode SSF à erreur locale (LEM pour Local Error Method) qui fonctionne quelque soit le système pour lequel elle est appliquée .

Le but de la méthode LEM est de fournir une stratégie pour le choix de la taille optimale de tronçons quelque soient le type de systèmes. Cette méthode assure que les erreurs locales (erreurs dans chaque tronçon) sont limitées par une certaine valeur  $\delta_G$  (l'erreur locale donnée). Un ordre de précision supplémentaire est obtenu grâce à cette méthode alors qu'elle n'utilise que 50% de temps de calcul supplémentaire par rapport à la méthode SSF de base [6].

## II.8. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté un petit rappel sur les solitons optique.

La formation de ces derniers est le résultat d'une balance entre la dispersion de groupe et l'effet Kerr.

A cause de leur nature robuste, l'utilisation des solitons dans les fibres optiques peut présenter des avantages importants dans les liaisons transocéaniques à haut débit.

Cependant, il existe d'autre effet conduisant à la perte de l'information même si le soliton optique est stable.

Ces effets sont : la gigue temporelle de GORDON-HAUS (*Timing jitter*), la fission soliton, et l'auto-décalage en fréquence des solitons.

Par la suite nous avons présenté l'équation non-linéaire de Schrödinger gouvernant la propagation d'un signal sous l'influence d'effets linéaires et non-linéaires couplées dans le cas de la présence de la dispersion de troisième ordre dans une fibre optique.

Finalement, nous avons fait une petite description de la méthode de Split- Step Fourier qui est utilisée pour résoudre analytiquement l'équation de Schrödinger non linéaire.

# CHAPITRE III

## *Simulation*

## CHAPITRE III : Résultats numériques de simulation

### III.1. Introduction

A la suite des définitions qu'on a vues dans les chapitres précédents à propos des solitons de la NLSE et de la méthode split-step Fourier, on va voir la simulation de cette méthode sur Matlab en faisant subir à la fibre les différents paramètres linéaires et non linéaires et en déduire des conclusions sur les résultats obtenus.

### III.2. Influence des effets linéaires et non-linéaires sur la propagation des impulsions lumineuses

Dans ce titre, nous étudierons la propagation d'une impulsion lumineuse dans un milieu dispersif et linéaire, et plus tard, dans un milieu dispersif et non linéaire.

La méthode numérique présentée dans le chapitre précédent a été utilisée pour simuler l'évolution des solitons en fonction des pertes de la fibre monomode à l'aide du logiciel Matlab.

Soit une fibre optique monomode en silice pure de longueur  $L = 30\text{m}$ , où la valeur du paramètre de vitesse de groupe  $\beta_2 = -12\text{ps}^2/\text{km}$  à la longueur d'onde  $\lambda = 1.55\mu\text{m}$ .

La valeur du coefficient non linéaire utilisée est  $\gamma = 2\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$ . [6]

L'impulsion d'entrée est donnée sous la forme  $U(0, t) = N \operatorname{sech}(t)$ , avec  $N = 1$  c'est le soliton fondamental.

#### III.2.1. Influence du paramètre de l'atténuation $\alpha=0$

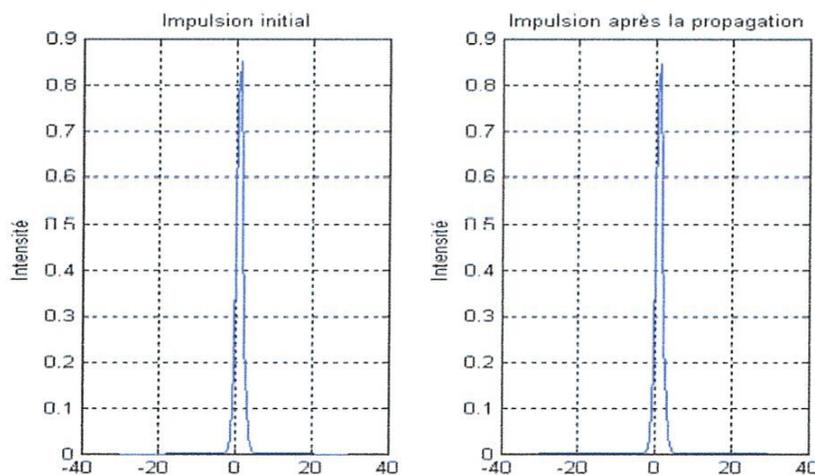


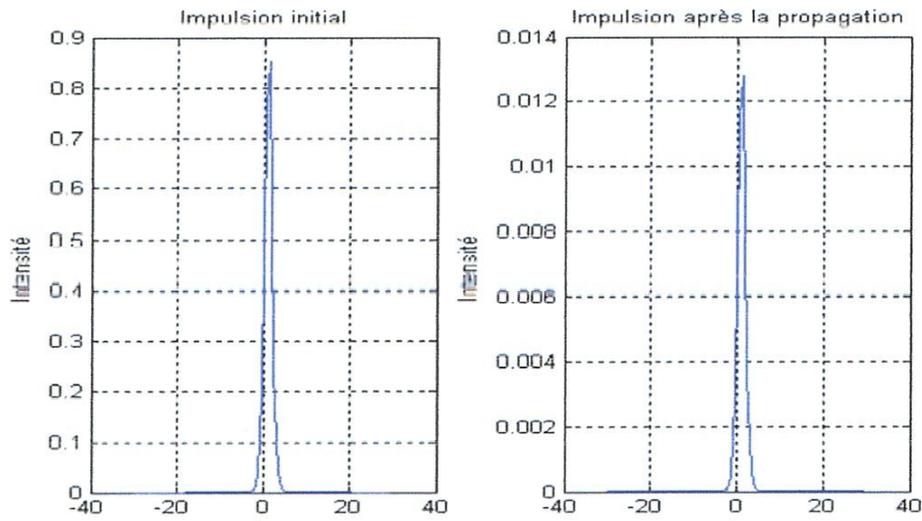
Fig.III.1: profil d'impulsion à l'entrée et à la sortie d'une fibre monomode sans perte ( $\alpha = 0$ ).

La (figure III.1) représente le profil d'impulsion initial et celle d'impulsion après la propagation dans une fibre sans perte ( $\alpha = 0$ ).

Cette figure montre que l'impulsion n'a pas changé, ceci résulte de la compensation entre les deux effets dispersif et non linéaire.

Considérant maintenant le cas où la fibre présente une perte, pour voir l'influence de l'atténuation sur la propagation du Soliton fondamental.

### III.2.1. Influence de paramètre de l'atténuation $\alpha=0.14$



**Fig.III.2.** Profil d'impulsion initial et celle d'impulsion après la propagation dans une fibre monomode avec perte.

Les deux figures montre que l'amplitude du Soliton a changer car elle a un peu diminué a la sortie de la fibre cela est due au parametre d'atténuation ( $\alpha = 0.14$ )

### III.2.2. Influence de paramètre de dispersion $\beta_2$

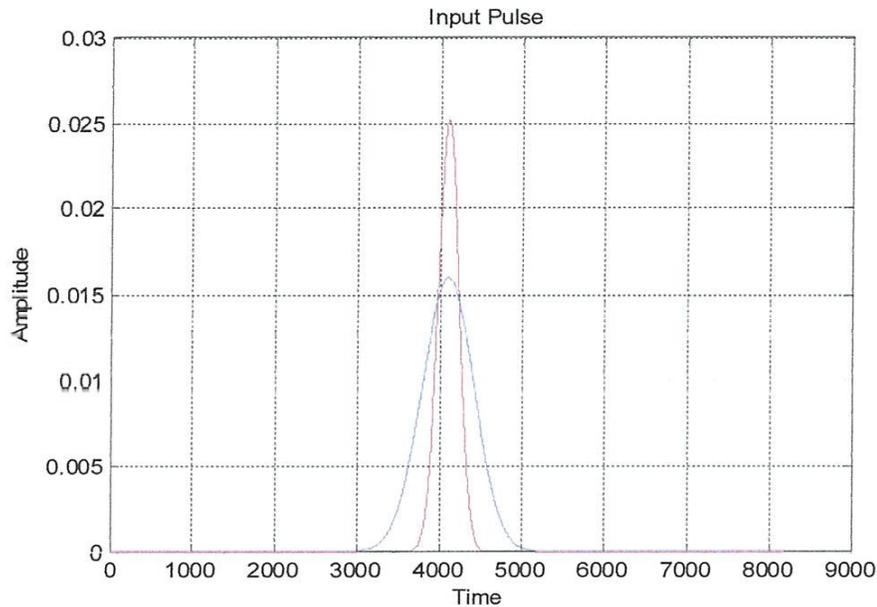


Fig.III.3.effet de la dispersion sur le signal de sortie.

Cette figure montre que dans le régime de dispersion l'impulsion subit un élargissement jusqu'à perte de l'information.

Dans le cas de dispersion nulle, l'impulsion garde sa forme initiale, comme on peut le voir sur la (figure III.4), qui montre l'évolution de l'impulsion lors de sa propagation dans la fibre.

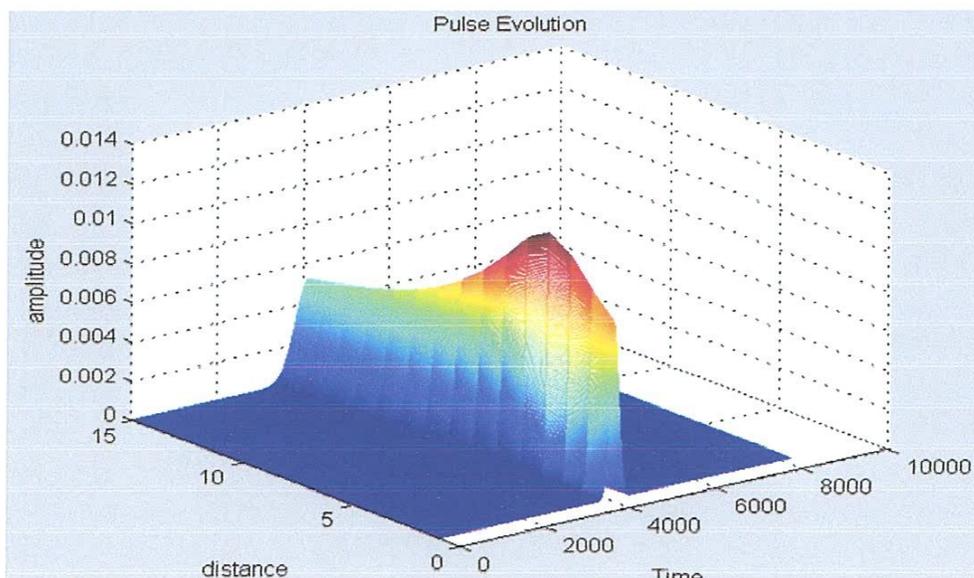


Fig.III.4. l'évolution de l'impulsion lors de sa propagation dans la fibre

### III.2.3. influence des effets Dispersives et non-linéaires :

#### III.2.3.1. l'origine de la non linéarité

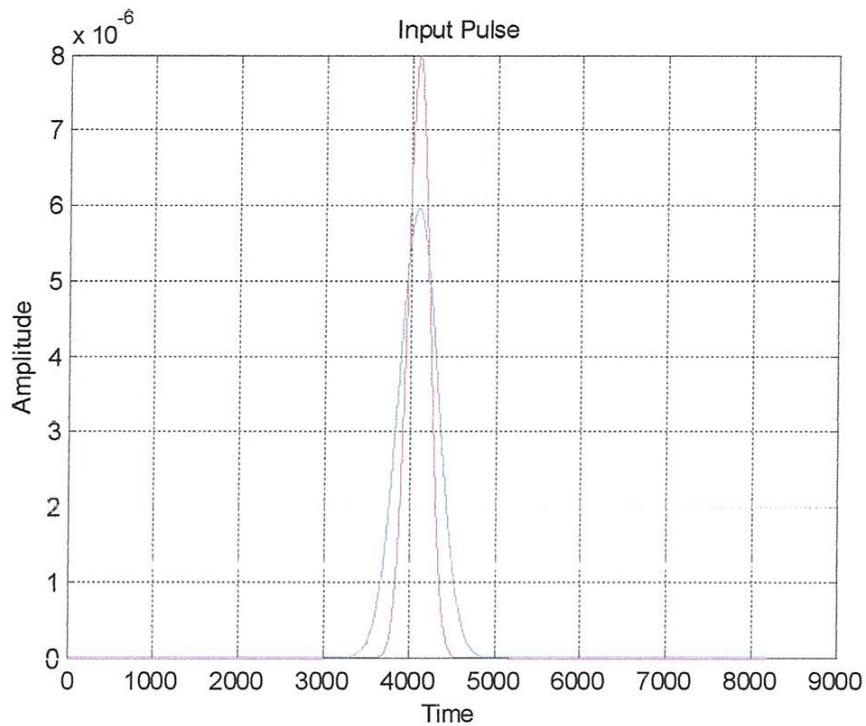
La réponse d'un milieu à la lumière qui le traverse devient non linéaire pour des champs Électromagnétiques intense. Cette réponse non linéaire est du notamment aux mouvements non harmoniques des électrons du matériau de transmission sous l'influence de l'onde qui le traverse.

Selon la structure du matériau et la forme du champ électrique, le matériau pourra donner lieu à un certain nombre d'effets non linéaire, caractérisés par des susceptibilités optiques non linéaires, et selon l'ordre de ces susceptibilités, on classe ces effets non linéaires.

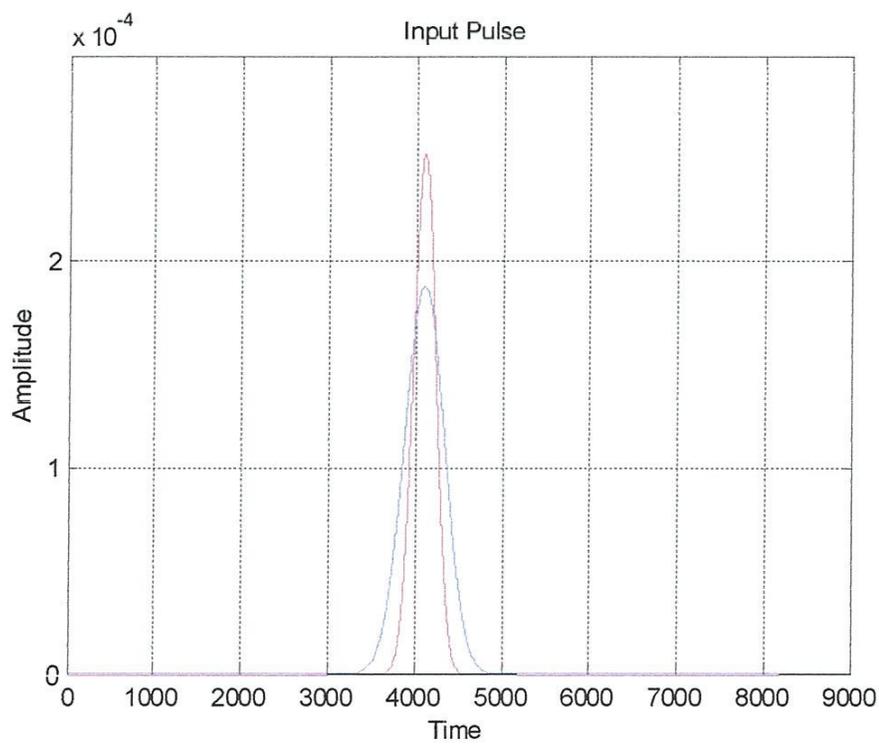
Par exemple, la susceptibilité d'ordre 2, responsable des effets NL d'ordre 2 comme les générations de seconde harmonique, de somme de fréquences, et d'oscillation paramétrique.

La susceptibilité d'ordre 3, est dans ce cas responsable des effets NL d'ordre 3, la génération de troisième harmonique, du mélange à quatre ondes, les diffusions inélastiques Raman et Brillouin, et la réfraction NL.

Maintenant on va voir l'influence de ces effets non linéaire sur la propagation du signal dans les figure suivante (III.5 - III.6 - III.7 et III.8) en variant la puissance  $P$  de  $64.10^{-12}$  a  $64.10^{-3}$ .



**Fig.III.5.** influence de l'effet dispersif-non linéaire avec  $P=64.10^{-12}$  Watt



**Fig.III.6.** influence de l'effet dispersif-non linéaire avec  $P=64.10^{-9}$  Watt

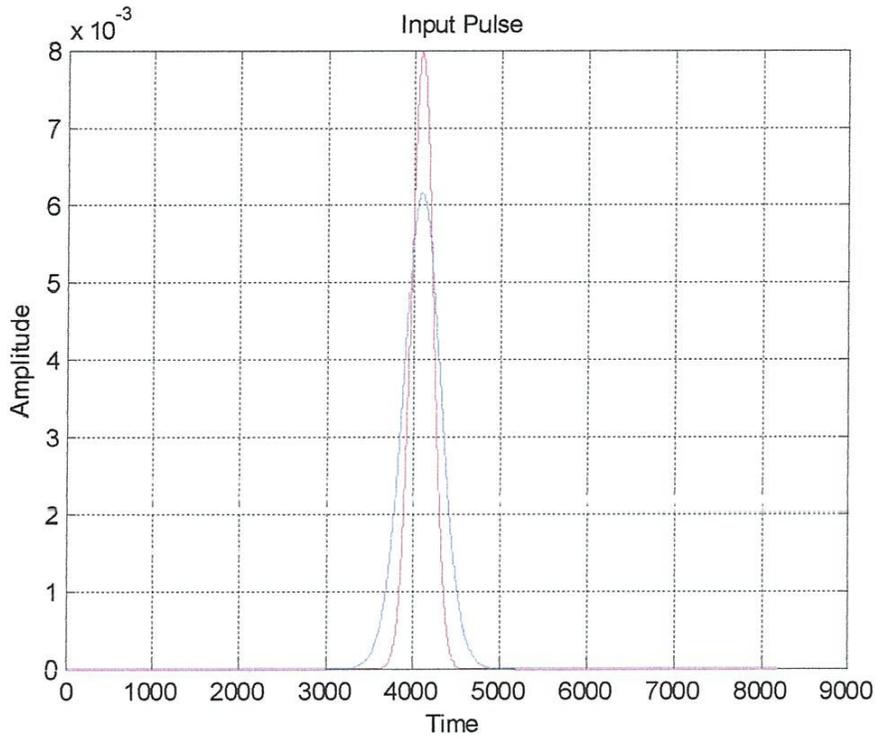


Fig.III.7. influence de l'effet dispersif-non linéaire avec  $P=64.10^{-6}$  Watt

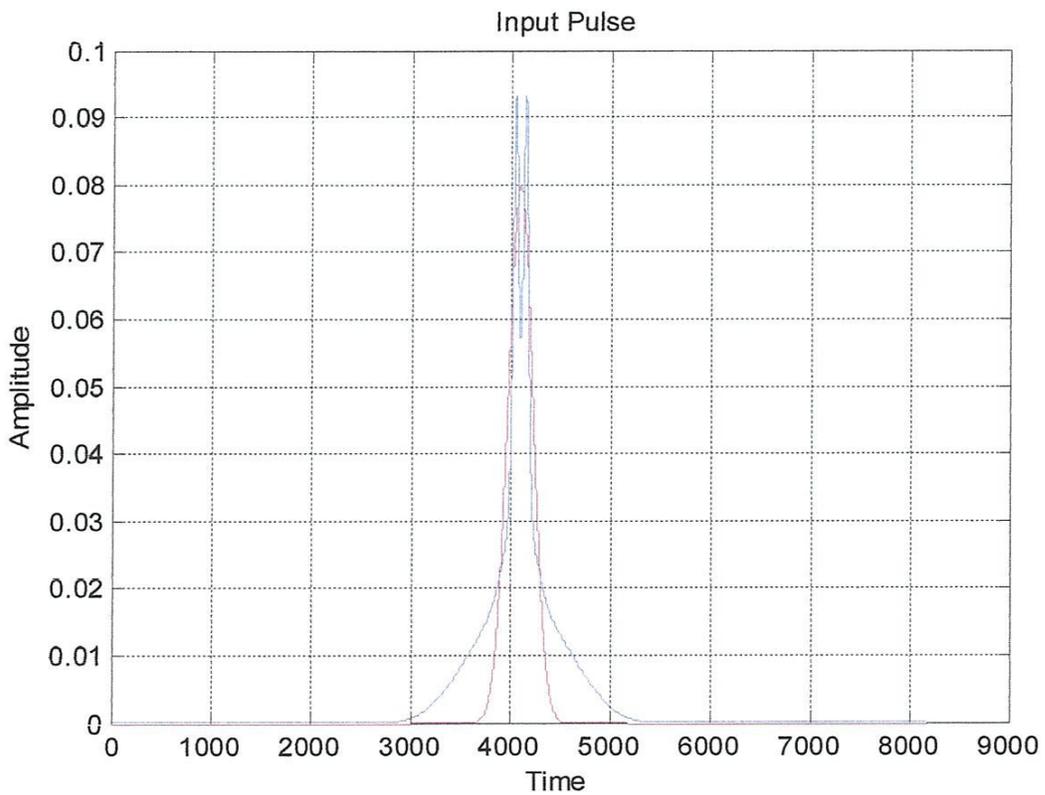
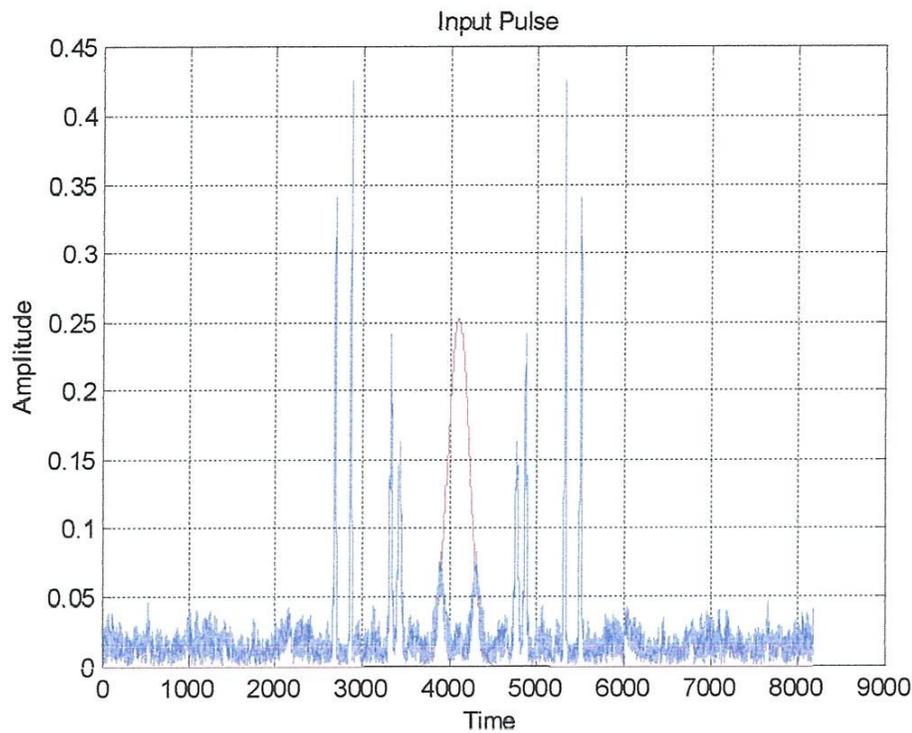


Fig.III.8. influence de l'effet dispersif-non linéaire avec  $P=64.10^{-4}$  Watt



**Fig.III.9.** influence de l'effet dispersif-non linéaire avec  $P=64.10^{-3}$  Watt

D'après ces trois dernières figures (fig.III.8-fig.III.7-fig.III.6- fig.III.5) on remarque que l'impulsion diminue à chaque fois qu'on augmente la puissance jusqu'à une certaine valeur ou on remarque une génération d'autre harmonique ceci est dû à l'influence du paramètre de non linéarité.

Ensuite on va essayer de changer la distance en laissant la puissance à  $64.10^{-12}$  Pour voir l'influence de la distance sur cette impulsion

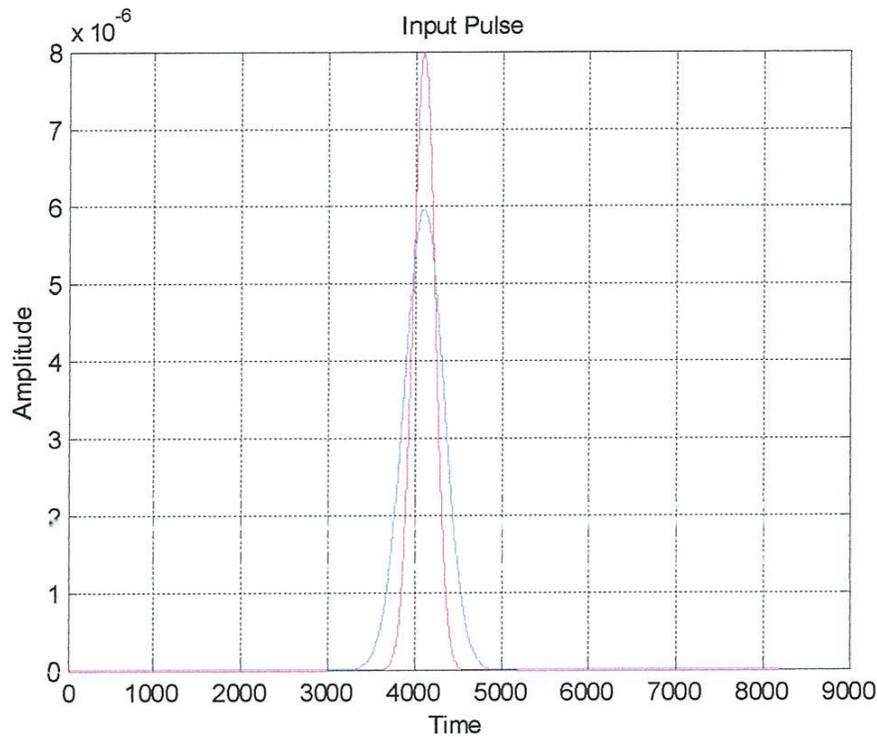


Fig.III.10. influence de l'effet dispersif-non linéaire avec  $P=64.10^{-12}$  Watt et  $L=1.5$  Km

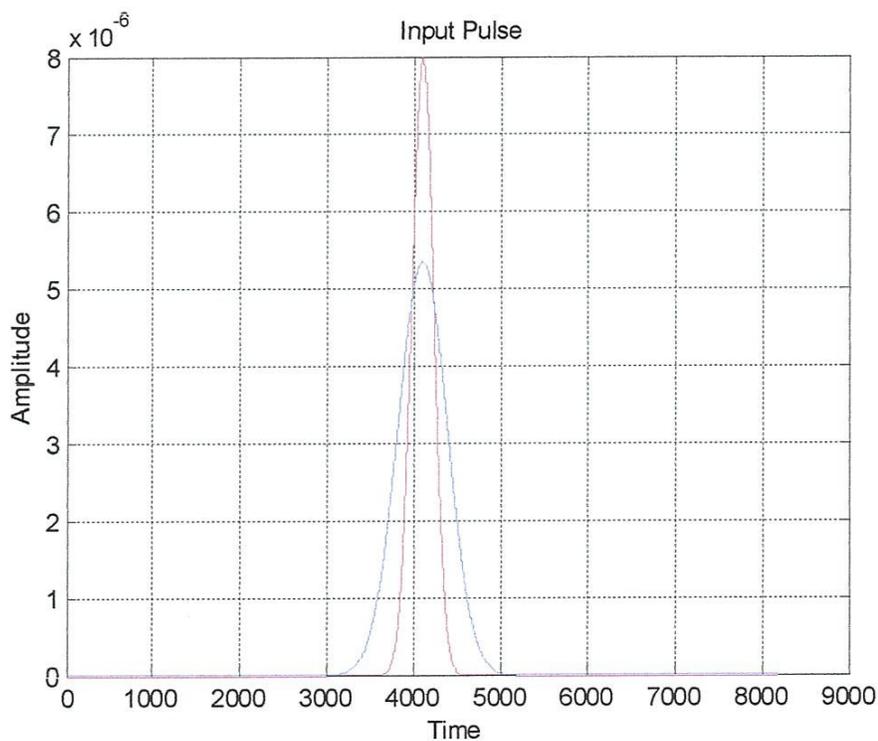
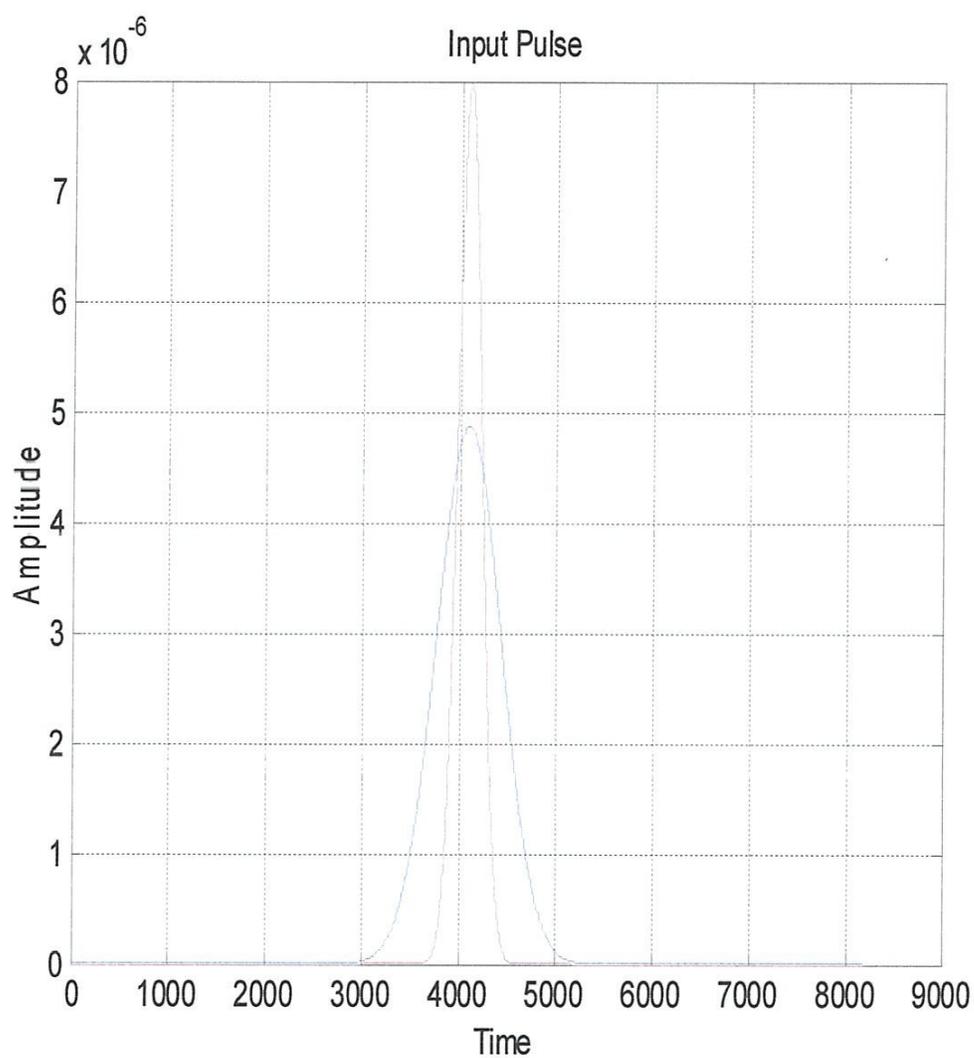
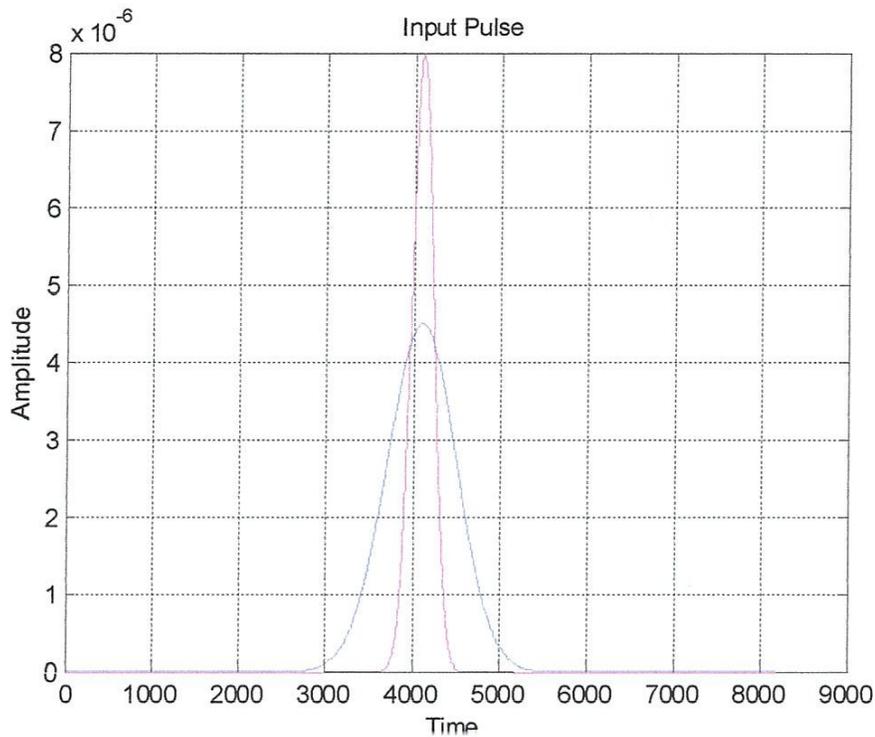


Fig.III.11. influence de l'effet dispersif-non linéaire avec  $P=64.10^{-12}$  Watt et  $L=2$  Km



**Fig.III.12.**influence de l'effet dispersif-non linéaire avec  $P=64.10^{-12}$  Watt et  $L=2.5$  Km



**Fig.III.13.** influence de l'effet dispersif-non linéaire avec  $P=64.10^{-12}$  Watt et  $L=3$  Km

D'après ces figures on remarque qu'il y'a une atténuation plus un élargissement de l'impulsion à chaque fois qu'on augmente la distance donc ces effet sont du non seulement a la dispersion et la non linéarité mais aussi à la distance.

### III.4. Conclusion

Dans ce chapitre on a pu voire l'influence des paramètres d'atténuations et de dispersions sur la propagation d'un signal à travers une fibre optique monomode et on a pu conclure que

La dispersion limite les performances de la fibre dans un système de communication optique par l'élargissement de l'impulsion.

On constate que grâce aux effets optiques non linéaires de la fibre, il est possible de modifié l'impulsion ce qui engendre des pertes de l'information. [5]

Alors l'invariance de forme de l'impulsion gaussienne résult

e du fait que le chirp de fréquence créé par la dispersion de vitesse de groupe est très exactement compensé par celui dû à l'effet Kerr.

Les pertes sont un autre facteur limitatif qui réduit la puissance que doit recevoir le détecteur

Donc la longueur de la fibre sera limitée par ces pertes.

*Conclusion*  
*Générale*

# *Liste des figures*

## Chapitr I

<b>Fig. I.1 :</b> Schéma d'une fibre optique.....	4
<b>Fig. I.2 :</b> Principe de guidage de la lumière dans une fibre optique.....	4
<b>Fig. I.3 :</b> Profile d'indice pour une fibre multi-mode à saut d'indice.....	6
<b>Fig. I.4 :</b> Profile d'indice pour une fibre multi-mode à gradient d'indice.....	6
<b>Fig. I.5 :</b> Topologie d'une fibre optique monomode.....	7
<b>Fig. I.6 :</b> Principe de guidage optique .....	8
<b>Fig. I.7 :</b> Ouverture numérique d'une fibre optique .....	9
<b>Fig. I.8 :</b> Atténuation dans une fibre optique.....	10
<b>Fig. I.9 :</b> effet de l'atténuation.....	11
<b>Fig. I.10 :</b> Effet de la dispersion chromatique.....	12
<b>Fig. I.11 :</b> Illustration des effets de la dispersion modale de polarisation PMD.....	13
<b>Fig. I.12 :</b> Dépendance temporelle de l'intensité et variation de la fréquence instantanée associée.....	15
<b>Fig. I.13:</b> Schéma de mélange a quatre ondes dans le domaine de fréquences .....	16

## Chapitre II

<b>Fig. II.1 :</b> Plan de dispersion pour les systèmes managés en dispersion.....	20
<b>Fig.II.2 :</b> Evolution temporelle d'un soliton d'ordre trois en fonction de la longueur de propagation.....	22
<b>Fig. II.3 :</b> Schématisation de la méthode SSF de base.....	29
<b>Fig. II.4:</b> Schématisation de la méthode s-SSF.....	32
<b>Fig. II.5:</b> Schématisation de la procédure pour les méthodes f-SSF et s-SSF.....	33
<b>Fig. II.6:</b> Schématisation de la méthode S-SSF trapézoïdale.....	34
<b>Fig. II.7:</b> Schématisation de la procédure pour la méthode S-SSF trapézoïdale incluant les procédures itératives à chaque tronçon.....	35
<b>Fig. II.8:</b> Schéma de la méthode S-SSF moyenne.....	36
<b>Fig. II.9:</b> Schématisation de la procédure pour la méthode S-SSF moyenne.....	37
<b>Fig. II.10:</b> La méthode SSF à rotation de phase.....	39

# *Glossaire*

## Glossaire

$n_1$  : L'indice de réfraction.

$n_g$  : L'indice de la gaine.

$n$  : L'indice de réfraction absolu.

$v$  : La vitesse de la lumière dans le milieu.

$c$  : La vitesse de la lumière dans le vide.

$i_1$  : Angle d'incidence.

$i_2$  : L'angle de réflexion.

**ON** : L'ouverture numérique.

$\alpha$  : Le coefficient d'atténuation.

**PE** : La puissance d'entrée.

**PS** : La puissance de sortie.

**L** : Longueur de la fibre.

$\lambda$  : La longueurs d'onde.

$\beta$  : Le coefficient de dispersion.

**GVD** : (Group Vélocité Dispersion).

$\beta_1$  : L'inverse de la vitesse de groupe de l'onde.

$\beta_2$  : Le coefficient d'ordre 2 (vitesse de groupe).

$\beta_3$  : Le coefficient de dispersion d'ordres supérieurs 3.

**D** ( $\lambda$ ) : Le paramètre de dispersion.

**PMD** : (Polarisation Mode Dispersion).

**DGD** : (Différentiel Group Delay).

**SPM** : (Self Phase Modulation).

**XPM** : (Cross Phase Modulation).

$\phi_{NL}$  : La phase non Linéaire.

**FWM:** (Four Wave Mixing).

**SBS:** (Stimulâtes Brillouin Squatterions).

$\Delta\nu_B$ : Le décalage de l'onde générée.

**SRS :** (Stimulated Raman Scattering).

$\gamma$ : Le coefficient non linéaire.

**SMF:** (Single Mode Fiber).

$L_D$  : La longueur de dispersion.

$L_{NL}$ : Longueur non linéaire.

**SSFS:** (Soliton Self-Frequency Shift).

$\mu$ : La permittivité.

$\epsilon$ : La perméabilité.

$\sigma$ : La conductivité.

$\vec{\Psi}$ : Représente le champ électrique ou le champ magnétique.

$\lambda_0$ : (La longueur d'onde dans le vide).

$A_{eff}$ : L'aire effective de la fibre.

$\xi$ : La distance normalisée.

$L_D$  : (La longueur de dispersion définie).

$T_R$ : (La constante de temps Raman).

**ENLS:** (Equation de Schrödinger non linéaire).

**SSF:** (Split-Step Fourier).

**FFT:** (Fast Fourier Transform).

**s-SSF:** (second-order SSF).

**f-SSF:** (first-order SSF).

**S-SSF:** (Symmetrized SSF).

**LEM:** (Local Error Method).

$\phi_{NL}^{max}$  : (Le déphasage maximal).

$P_{max}$  : (Puissance maximale).

# *Bibliographies*

[1]:

Mémoire : Djaafari Abdellah; Magistère en Physique Théorique; Thème: Etude de la propagation d'impulsion ultracourte dans les fibres optiques non-linéaire et dispersives; Université Aboubekr Belkaid de Tlemcen ; En 19mai 2011.

<http://dSPACE.univ-tlemcen.dz/bitstream/112/314/1/ETUDE-DE-LA-PROPAGATION-DIMPULSIONS-ULTRACOURTES-DANS-LES-FIBRES-OPTIQUES-NON-LINEAIRES-ET-DISPERSIVES.pdf>

[2] :

PDF: Jérôme LAURENT (2004) Communications Optiques A Très Haut Débit; Conservatoire National des Arts et Métiers de Paris; dans la spécialité électronique ; Centre de Paris Département STIC; En 03 Décembre 2004.

<http://www2.univ-mlv.fr/lpmdi/SER/Communication%20optique%20a%20tres%20haut%20debit%20Vs%203.pdf>

[3]:

Mémoire Siham AZIEZ ; Magistère en physique; Option : physique des Rayonnements; Thème : Etude théorique et numérique de la propagation des solitons dans les fibres optiques ; Université El Hadj Lakhdar - Batna- 24 /06 / 2009

<http://www.lab.univ-batna.dz/primalab/images/files/Azziez.pdf>

[4]:

These: Horatiu-Sebastian Todor; Technische Universität München; Numerical and analytical modeling of Fourier domain mode-locked lasers.

<http://www.mediatum.ub.tum.de/doc/1098835/1098835.pdf>

[5]:

Mémoire: Bouchenak Khelladi ; Novembre 2007 ;

<http://www.univ-tlemcen.dz/~benouaz/memoires/bouchenak.pdf>

[6]:

Thèse: Thanh Nam Nguyem; Thème : Etude de composants optiques a base de fibres optiques non-linéaires; Pour obtenir le grade de Docteur de l'Université de Rennes I; Université de Rennes I; École Nationale Supérieure de Sciences Appliquées et de Technologie Laboratoire FOTON École Doctorale Sciences de la Matière U.F.R. S.D.L.M.

[http://www.hal.archives-ouvertes.fr/docs/00/36/58/63/PDF/These\\_TN-Nguyen.pdf](http://www.hal.archives-ouvertes.fr/docs/00/36/58/63/PDF/These_TN-Nguyen.pdf)

[7]:

Thèse: Julien Maury; Pour obtenir le grade de Docteur; Thème: Étude et caractérisation d'une fibre optique amplificatrice et compensatrice de dispersion chromatique; Université de Limoge, Faculté des Sciences et Techniques, École Doctorale Science, Technologique et Santé Ircom Équipe d'Optique Guidée et Intégrée Le 26 novembre 2003.

<http://epublications.unilim.fr/theses/2003/maury-julien/maury-julien.pdf>

[8]:

Thème: Slimi Ouidette; Pour l'obtention du diplôme de Magistère; Thème: Microlentillage d'une fibre optique; université Ferhat Abbas – Setif, UFAS (Algérie); le 04 /01/2011.

<http://www.univ-setif.dz/MMAGISTER/images/facultes/IOMP/2011/SLIMI%20Ouidette.pdf>

[9]:

Thème: Cyril Cambournac; Pour obtenir le Grade de docteur; Thème: Instabilités spatiales en milieu de kerr: Réseaux des solitons spatiaux et brisure de symétrie des solitons multimodes dans un guide plan; Université de Franche-Comté; Le 16 mai 2003.

<http://tel.archives-ouvertes.fr/docs/00/04/75/65/PDF/tel-00008017.pdf>

[10]:

Thèse de Doctorat: Cherbi lynda; Thème: Propagation et caractérisation des fibres optiques; Ecole Nationale Polytechnique (Algérie), Département d'électronique; le 18 octobre 2007.

[http://www.lins.usthb.dz/IMG/file/THESES/THESE\\_CHERBI-BAZI.pdf](http://www.lins.usthb.dz/IMG/file/THESES/THESE_CHERBI-BAZI.pdf)

[11]:

[https://www.google.dz/search?q=l%27effet+kerr+image&ie=utf-8&oe=utf-8&rls=org.mozilla:en-US:official&client=firefox-a&channel=np&source=hp&gws\\_rd=cr&ei=Un96U6W6Baaz0QX\\_zYGQBQ](https://www.google.dz/search?q=l%27effet+kerr+image&ie=utf-8&oe=utf-8&rls=org.mozilla:en-US:official&client=firefox-a&channel=np&source=hp&gws_rd=cr&ei=Un96U6W6Baaz0QX_zYGQBQ)