

Table des Matières

Introduction Générale	5
0.1 Note historique	5
0.2 Notre Contribution	8
1 Position du Problème	11
1.1 L'optique non linéaire	11
1.1.1 Introduction	11
1.1.2 Le formalisme de l'optique non linéaire	12
1.1.3 Origine de la non-linéarité optique	14
1.2 Les processus non linéaire d'ordre trois	19
1.2.1 Principe de base	19
1.2.2 Auto modulation de phase (SPM):	20
1.2.3 Auto focalisation	21
1.2.4 Auto raidissement:	22
1.2.5 La modulation croisée(XPM):	23
1.3 Télécommunication optique:	23
1.3.1 Montage expérimental illustrant une liaison de Télécommunication Optique	25
1.3.2 Communication de données sur fibre optique:	27
1.3.3 Intérêt des télécommunications optiques:	30
1.4 Position du Problème:	32

2	La physique des solitons	35
2.1	Etude et modélisation de la propagation d'une impulsion dans un milieu dispersif et non dispersif	35
2.1.1	Dispersion	35
2.1.2	Le paramètre de dispersion D chromatique	37
2.2	Propagation des ondes dans un milieu non linéaire et dispersif	38
2.3	Effet kerr optique	39
2.4	Effet Pockels	44
2.5	Propagation des ondes dans un milieu non linéaire et non dispersif	45
2.5.1	Solution de l'équation de Schrödinger non linéaire	47
2.6	Physique des solitons	54
2.6.1	Exemple des solitons hydrodynamiques	54
2.6.2	Solitons optiques	55
2.6.3	Le soliton optique un outil pour les télécommunications	57
2.6.4	La structure interne des solitons:	61
2.7	Conclusion	62
3	Etude de la propagation des solitons dans les fibres optiques	64
3.1	Les fibres optiques: généralités	64
3.1.1	Phénomène d'atténuation dans la fibre optique	68
3.2	Dispersion dans les fibres optiques	69
3.3	Les coupleurs optiques directionnels non linéaires	74
3.3.1	Définition d'un coupleur optique directionnel	74
3.3.2	Différents types de coupleurs optiques directionnel	75
3.4	Modélisation de la propagation des solitons dans un coupleur optique directionnel	77
3.4.1	Méthode de Split- Step Fourier	81
3.4.2	Résultats de la simulation	84
3.5	Conclusion:	91

4	La transmission par solitons dans une fibre optique monomodale	93
4.1	Technique de transmission par solitons	94
4.1.1	Principe de base	94
4.1.2	Amplificateurs optiques	102
4.1.3	Contraintes des systèmes amplifiés	105
4.2	Modélisation de la propagation des solitons perturbées dans une fibre optique monomodale	107
4.2.1	Problème du Bruit Contrôlé	107
4.2.2	Résultats de la simulation	118
4.3	Conclusion Générale	128
	Bibliographie	130

INTRODUCTION GENERALE

Introduction

0.1 Note historique

Les réseaux de télécommunication dans les années 70 reposaient sur deux types de systèmes : le câble coaxial et les faisceaux hertziens. Le réseau hertzien est basé sur une infrastructure de relais (distants d'environ 50 km les uns des autres) et utilise diverses bandes de fréquences essentiellement autour de 6/7 GHz et 11 GHz. De 1975 à 1985, la recherche se concentrait sur les problèmes que pose l'augmentation de la bande passante liée au passage de l'analogique au numérique. Ainsi des développements importants ont vu le jour.

Les faisceaux hertziens permettant la transmission de 8 canaux (7 plus un canal de secours) à 140 Mbit/s, soit environ 1 Gbit/s sur un lien, ont été disponibles dès la fin des années 80[2]. Le rendement spectral, qui représente l'efficacité dans l'utilisation du spectre, atteint alors environ 4 bit/s/Hz, grâce à des schémas de modulation performants.

Les lignes de transmission utilisant le câble coaxial possédaient alors une longueur du pas de régénération beaucoup plus faible du fait de la très forte atténuation du milieu. Le système de base de ces réseaux a une capacité de 140 Mbit/s avec un espacement entre chaque répéteur de l'ordre de 2 km. Les derniers développements sur ces lignes de transmission ont permis d'obtenir une capacité de 560 Mbit/s avec le même espacement entre répéteurs. Comme à l'époque les câbles interurbains disposaient typiquement de 8 à 12 paires, la capacité d'une ligne atteignait 2 ou 3 Gbit/s. C'est vers la fin des années 80 que vont apparaître les premiers systèmes de transmission optique : une période de coexistence commence avec les autres réseaux. Ce développement commercial est l'aboutissement de plus de deux décennies de recherche de base pour obtenir des composants et dispositifs (en particulier des sources), mais aussi des fibres dont l'atténuation est compatible avec les exigences d'un réseau de télécommunication: en 1970, la compag-

nie Corning Glass Works de New York, produit la première fibre optique avec des pertes suffisamment faibles (20 dB/km) pour être utilisée dans les réseaux de télécommunication (actuellement les pertes sont de l'ordre de 0,2 dB/km).

Les réseaux de télécommunications reposent toujours sur deux systèmes: la radio et le câble qui de coaxial est devenu optique. L'avantage de la fibre optique par rapport au câble coaxial (augmentation du pas de régénération et donc diminution des répéteurs et des coûts de fabrication des lignes de transmission) va trouver un champ d'application dans le domaine des télécommunications à très longues distances (en particulier dans les lignes de transmission sous-marines): des câbles optiques furent envisagés dès lors que la fiabilité des composants optiques permet de les immerger.[1]

Le système le plus prometteur à l'heure actuelle est indiscutablement le transport de l'information, par la lumière qui se propage très vite dans un guide d'onde: La fibre optique en silice jusqu'au début des années 1980, L'invention et le développement des amplificateurs/ régénérateurs à fibre, sont alors venus révolutionner les télécommunications par fibre optique.

Cette nouvelle technologie tout optique, qui combine le principe d'émission stimulée dans l'erbium avec les propriétés guidantes de la fibre, permet en s'affranchissant des étapes de conversions optique-électronique et électronique-optique d'augmenter les débits de transmission. La fibre peut être ainsi un amplificateur optique, un commutateur optique, un convertisseur de longueur d'onde, une source à solitons, un compresseur de bruit, un filtre, une mémoire optique ...etc.

L'introduction d'un nouveau concept «Soliton», découvert pour la première fois par l'Écossais John Scott Russell à été une solution prometteuse pour l'optimisation des performances et l'élimination des pertes de propagation. En physique, on appelle soliton ou impulsion 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[6].

L'utilisation des solitons a été proposée pour améliorer la performance des transmissions

dans les réseaux optiques de télécommunications en 1973 par Akira Hasegawa du laboratoire Bell d'AT&T. D'autres travaux ont suivi, il y a lieu de noter en particulier ceux de:

En 1973 Zhakarov et Shabat, ont trouvés la solution analytique optique de l'équation de Schrödinger non linéaire à l'aide de la théorie de diffusion inverse [27].

En 1980 L.F.Mollenauer et son équipe, ont fait l'étude expérimentale de la propagation des ondes picosecondes et des solitons optiques dans les fibres optiques [28].

En 1986 Lin Mollenauer et son équipe transmettent 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 [29].

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 [30].

En 1993 C.R.Menyuk, a étudié la propagation des solitons robustesses dans les fibres optiques [31].

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 téraoctet par seconde (1 000 000 000 000 bits par seconde) [32].

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, ch. 2, 4, 5 [24].

En 2004 Hang-yu et al., ont trouvés la solution analytique quantique de l'équation de Schrödinger non linéaire à l'aide des théories quantiques [33].

En 2004 Sotiris Droulias et al., ont fait l'étude expérimentale de l'influence de la dispersion intermodale sur la propagation des solitons dans un coupleur optique directionnel non linéaire [13].

En 2005 Sofia C.V et al., ont étudié la propagation des solitons en présence de la diffusion Raman et la non linéarité du gain [34].

En 2006 V. Skarka et al., ont étudié la stabilité critique des solitons quantiques (les

solutions des équations de Ginzburg-Landau) dans deux et trois dimensions [35].

En 2007 Russell Kohla et al., ont étudié la propagation des solitons optique perturbés dans un milieu non kerr [36].

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 [21].

0.2 Notre Contribution

Dans notre travail, nous nous sommes intéressés plus particulièrement au problème majeur qui a lieu dans les fibres optiques monomodales lors de la propagation d'un signal, C'est le phénomène de dispersion et le problème de la perturbation des solitons au cours de la propagation dans une fibre optique monomodale.

Pour cela, nous avons opté à l'étude par la modélisation de la propagation dans deux milieux non linéaire dispersif et non dispersif. Cette modélisation, nous a conduit à une équation différentielle partielle non linéaire connue en optique sous le nom d'équation non-linéaire de Schrödinger, qui nécessite une résolution numérique.

Cette thèse est présentée de la manière suivante:

Un premier chapitre est consacré à l'état d'art. Nous décrivons quelques principes physiques généraux sur l'optique non linéaire et son application dans le domaine de télécommunications. Ensuite nous décrivons notre problématique..

Le deuxième chapitre est consacré à l'étude de la propagation d'une impulsion lumineuse non linéaire dans un milieu matériel. Dans un premier temps nous considérons que le milieu est non dispersif, ensuite que le milieu soit dispersif. Pour cela nous présenterons les propriétés générales de la dispersion, le modèle de l'effet Kerr optique non linéaire, et des rappels sur les solitons. Le chapitre trois a pour objectif d'étudier la propagation des solitons dans les fibres optiques. Finalement, dans le dernier chapitre nous présentons les applications de la transmission par solitons dans une fibre optique. Ensuite on

présente la simulation numérique pour résoudre le problème des solitons perturbées au cours de la propagation dans une fibre optique monomodale. Enfin, une conclusion et des perspectives terminent notre travail.

Le présent travail a fait l'objet d'une publication "Numerical simulation of nonlinear pulses propagation non linear optical directional coupler", International Journal of Physical Sciences Vol. 4 (9), pp. 505-513. Cette publication a été citée huit fois en 2011. Une autre publication est en cours de soumission en collaboration avec le Dr Souraya Goumiri-Said de King Abdullah University of Sciences and Technology.

PREMIER CHAPITRE

Position du Problème

Chapitre 1

Position du Problème

Après une introduction sur les notions de l'optique non linéaire, nous présentons dans ce chapitre différentes notions fondamentales liées aux travaux de cette thèse. Nous abordons d'abord la définition de l'impulsion et sa propagation dans un milieu matériel.

1.1 L'optique non linéaire

1.1.1 Introduction

Quand on applique un champ électrique à la matière constituée de charges positives (ions, noyaux) et de charges négatives (électrons), par la force de Lorentz, ces charges se déplacent suivant la direction du champ appliqué. Les ions positifs ayant une masse considérablement supérieure à celle des électrons, on peut considérer que seuls les électrons sont en mouvement. Dans les diélectriques ces charges ne sont pas libres, mais les liaisons possèdent une certaine élasticité, ainsi l'application d'un champ électrique crée des dipôles dans le matériau. Ces dipôles vont alors se mettre à osciller à la fréquence d'excitation. L'effet du champ magnétique sur les particules chargées est beaucoup plus faible et peut être négliger.

La relation reliant la polarisation induite dans le milieu et le champ électrique s'écrit dans l'espace des fréquences:

$$\vec{P}(\omega) = \chi(\omega) \vec{E}(\omega) \quad (1.1)$$

Où $\chi(\omega)$ représente la susceptibilité électrique linéaire du milieu.

Les lasers sont des sources de lumière cohérente, caractérisées par un très haut degré de monochromaticité, une grande directionnalité et une forte intensité. Pour illustrer cette dernière propriété, considérons le cas d'un petit laser a rubis (le premier laser a avoir été inventé par Maiman en 1960) ayant un milieu actif d'un cm^3 . En fonctionnement provoqué, un tel laser peut émettre en 10 *ns* environ 10^{18} photons de longueur d'onde $694nm$

1.1.2 Le formalisme de l'optique non linéaire

Lorsqu'un milieu matériel est mis en présence d'un champ électrique, il est susceptible de modifier ce champ en créant une polarisation. Cette réponse du matériau à l'excitation peut dépendre du champ de différentes façons.

L'optique non linéaire regroupe l'ensemble des phénomènes optiques présentant une réponse non linéaire par rapport à ce champ électrique, c'est-à-dire une réponse non proportionnelle à \vec{E} . En présence d'une onde électromagnétique (longueur d'onde de l'ordre de $1000nm$), autrement dit, de lumière, beaucoup de matériaux sont transparents.

La polarisation créé par une onde lumineuse traversant un matériau s'écrit sous la forme:

$$\vec{P} = \vec{P}^{(1)} + \vec{P}^{(2)} + \vec{P}^{(3)} + \dots + \vec{P}^{(i)}$$

Où $\vec{P}^{(i)}$ est la polarisation d'ordre i en puissances du champ électrique. Plus précisément, on peut montrer que pour i ondes de fréquences $\omega_1, \dots, \omega_i$ on note les amplitudes $\vec{E}(\omega_i)$, la polarisation s'écrit sous la forme:

$$\vec{P}^{(i)}(\omega_1 + \dots + \omega_i) = \varepsilon_0 \chi^{(i)}(\omega_1, \dots, \omega_i) \vec{E}(\omega_1) \dots \vec{E}(\omega_i)$$

où ε_0 est la permittivité électrique du vide, et $\chi^{(i)}(\omega_1, \dots, \omega_i)$ est le tenseur de susceptibilité électrique d'ordre i qui dépend du matériau utilisé. Cette dernière expression montre que l'onde créée a une fréquence différente des ondes initialement présentes.

Une interprétation des non linéarités apparaissant dans la polarisation provient de l'aspect microscopique de la matière. Chaque atome d'un matériau diélectrique est entouré d'un nuage électronique susceptible de se déformer sous l'action de \vec{E} , ce qui crée un dipôle électrique. Ce dipôle, pour une petite déformation, est proportionnel à \vec{E} , mais si la déformation est trop importante, ce n'est plus le cas. La somme de tous les dipôles est alors la polarisation introduite plus haut, d'où sa non linéarité. On peut utiliser un raisonnement analogue dans le cas des métaux et des plasmas: les électrons libres subissent, de la part du champ exciteur, une force de Lorentz dépendant de la vitesse des électrons, et donc de la polarisation. Ainsi, ces milieux peuvent également présenter des effets non linéaires.

Classification des effets non linéaires

Chaque type de matériau présente des susceptibilités électriques différentes. Ils donnent donc des effets non linéaires de différents ordres. On classe alors ces effets suivant cet ordre.

Premier ordre: seul le premier terme de la polarisation intervient

$$\vec{P}^{(1)}(\omega) = \varepsilon_0 \chi^{(1)}(\omega) \vec{E}(\omega)$$

Il s'agit de l'optique linéaire classique où la fréquence de l'onde créée est forcément égale à celle de l'onde initiale. L'effet alors observé est la réfraction des ondes.

Second ordre: la polarisation s'écrit

$$\vec{P}^{(2)}(\omega_1 + \omega_2) = \varepsilon_0 \chi^{(2)}(\omega_1, \omega_2) \vec{E}(\omega_1) \vec{E}(\omega_2)$$

On peut notamment citer les effets suivants: La génération de la fréquence somme ($\omega_1 + \omega_2$), la génération de seconde harmonique lorsque ($\omega_1 = \omega_2$) (lasers doublés en fréquence).
Troisième ordre: la polarisation s'écrit

$$\vec{P}^{(3)}(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3) = \varepsilon_0 \chi^{(3)}(\omega_1, \omega_2, \omega_3) \vec{E}(\omega_1) \vec{E}(\omega_2) \vec{E}(\omega_3)$$

On peut citer les effets suivants:

- Le mélange paramétrique à quatre ondes, dont un cas particulier est la génération du troisième harmonique (laser UV).
- Les diffusions élastiques du type Raman, Brillouin, l'effet Kerr.
- La diffusion inélastique du type Stokes, l'absorption à deux photons et l'émission à deux photons.

1.1.3 Origine de la non-linéarité optique

Un matériau peut être essentiellement considéré comme un ensemble de particules chargées (ions et électrons), soumises à un champ électrique, les charges tendent à se déplacer: les charges positives dans le sens du champ électrique, les charges négatives dans le sens opposé. Dans un matériau conducteur, les électrons peuvent se déplacer à travers le matériau aussi longtemps que le champ électrique est appliqué, donnant lieu à un courant électrique. Dans le cas d'un diélectrique qui est d'usage beaucoup plus courant en optique, les particules chargées sont liées fortement les unes aux autres, bien que leurs liens conservent une certaine élasticité. Ainsi, en présence d'un champ électrique, les charges ont un mouvement uniquement transitoire et s'éloignent légèrement de leur position d'origine. Ces petits déplacements élémentaires (charges positives d'un côté,

charges négatives de l'autre) se traduisent par l'apparition dans le matériau de moments dipolaires électriques induits. En d'autres termes, l'effet d'un champ électrique sur un diélectrique est d'induire une polarisation[6]. Une onde laser correspond à un champ électromagnétique oscillant a une fréquence de l'ordre de 10^{13} à 10^{15} Hz . Sous l'action du champ électrique d'une telle onde, les charges d'un diélectrique sont soumises à un mouvement oscillant de même fréquence, formant un ensemble de dipôles oscillants. L'effet du champ magnétique sur les particules chargées est quant à lui beaucoup plus faible, et peut être négligé.

De plus, les ions positifs ayant souvent une masse considérablement supérieure à celle des électrons, il est possible de considérer en bonne approximation que seuls les électrons sont animés d'un mouvement.

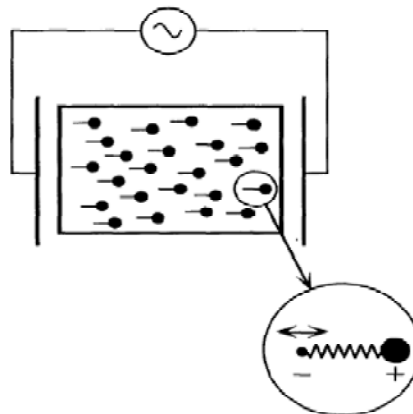


Figure 1.1: Représentation schématique du mouvement des particules chargées dans un milieu diélectrique soumis à un champ électrique oscillant de fréquence optique[6].

De façon générale, la réponse d'un électron à un champ électrique optique correspond à celle d'une particule dans un potentiel anharmonique, on peut décrire une telle situation à l'aide d'un modèle simple où l'électron de masse m et de charge $-e$ est lié au coeur ionique par l'intermédiaire d'un ressort, les dipôles étant supposés tous orientés dans la direction du champ électrique.

L'évolution de l'écart à l'équilibre x de l'électron sous l'effet du champ électrique $E(t)$ est alors régie par une équation du type:

$$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + \Gamma \frac{\partial x}{\partial t} + \omega_A^2 x + \left(\zeta^{(2)} x^2 + \zeta^{(3)} x^3 + \dots \right) = -\frac{e}{m} E(t) \quad (1.2)$$

où ω_A est la fréquence de résonance de l'électron, et $\Gamma/2$ son taux d'amortissement (lié au rayonnement dipolaire).

Le second membre de l'équation (1.2) représente la force de Coulomb exercée sur l'électron par le champ électrique, force qui induit son oscillation.

1-Négligeons dans un premier temps les termes $\left(\zeta^{(2)} x^2 + \zeta^{(3)} x^3 + \dots \right)$, et considérons la réponse harmonique à un champ laser monochromatique de la forme:

$$E(t) = E \exp(-i\omega t) + c.c \quad (1.3)$$

où ω est une fréquence optique.

$c.c$ désigne le complexe conjugué.

En portant l'expression (1.3) dans l'équation (1.2), et en cherchant pour x une solution forcée à la fréquence ω , on obtient :

$$x(t) = -\frac{eE}{m} \frac{\exp(-i\omega t)}{\omega_A^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega} + c.c \quad (1.4)$$

L'approximation quasi-résonnante conduit à:

$$|\omega - \omega_A| \ll \omega_A$$

On peut réécrire

$$x(t) = \frac{eE}{2m\omega_A} \frac{\exp(-i\omega t)}{\Delta + i\Gamma/2} + c.c \quad (1.5)$$

avec $\Delta = \omega - \omega_A$

Δ : est le désaccord à résonance entre la fréquence laser (ω) et la fréquence de résonance (ω_A).

La polarisation induite dans le milieu est alors donnée par:

$$P = -Nex \quad (1.6)$$

Où N est la densité de dipôles par unité de volume.

$$P(t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E \exp(-i\omega t) + c.c \quad (1.7)$$

ε_0 la permittivité du vide.

$\chi^{(1)}$ la susceptibilité linéaire du milieu :

$$\chi^{(1)} = \chi'^{(1)} + i\chi''^{(1)}$$

Avec:

$$\chi'^{(1)} = \frac{-Ne^2}{2\varepsilon_0 m \omega_A} \frac{\Delta}{\Delta^2 + \Gamma^2/4} \quad (1.8)$$

$$\chi''^{(1)} = \frac{Ne^2}{2\varepsilon_0 m \omega_A} \frac{\Gamma/2}{\Delta^2 + \Gamma^2/4} \quad (1.9)$$

Les dipôles électriques oscillant à la fréquence laser vont donner dans le milieu un champ de fréquence ω .

D'après l'expression de l'induction électrique $D = \varepsilon_0 E + P$, on voit en effet que la constante diélectrique du milieu vaut $(1 + \chi^{(1)})$, de sorte que l'indice de réfraction est égal à la partie réelle de $(1 + \chi^{(1)})^{\frac{1}{2}}$.

Les pertes dans le milieu sont quant à elles décrites par la partie imaginaire $\chi''^{(1)}$ de la susceptibilité, comme le montre l'expression de la densité de puissance:

$$\Pi = \overline{E(t) \frac{\partial P(t)}{\partial t}} = 2\varepsilon_0 \omega \chi''^{(1)} |E|^2 \quad (1.10)$$

qui est proportionnelle à la composante de la polarisation oscillant en quadrature avec le champ laser.

2-Lorsque les termes non harmoniques sont pris en compte, il n'existe plus de solution générale de l'équation du mouvement (1.2). Toutefois, dans la limite où ces termes sont suffisamment petits devant la composante harmonique, il est possible de résoudre l'équation (1.2) par perturbation en effectuant un développement de la solution $x(t)$ en puissances de l'amplitude du champ électrique.

Ceci conduit à une expression de la polarisation du milieu en admettant également un développement en puissance de E , du type:

$$P = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} E + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots) \quad (1.11)$$

Dans cette expression, $\chi^{(1)}$ représente la susceptibilité linéaire discutée précédemment, tandis que les quantités $\chi^{(2)}, \chi^{(3)}$ sont appelées susceptibilités non linéaires d'ordre 2 et 3 respectivement.

Il est intéressant d'évaluer l'ordre de grandeur du champ électrique nécessaire pour

que les propriétés non linéaires des atomes ou molécules se manifestent.

1.2 Les processus non linéaire d'ordre trois

1.2.1 Principe de base

Les processus optiques non linéaires sont des manifestations de la propriété de certains matériaux d'acquies sous l'effet d'un champ lumineux niveau microscopique du matériau (nature des atomes ou des molécules le constituant, structure cristalline, etc...), Sa description rigoureuse nécessite le recours a la mécanique quantique. On pourrait alors penser que l'extrême diversité des propriétés microscopiques des milieux se traduit par un inextricable foisonnement de processus optiques non linéaires. La description de tels effets est basée sur une extension de la notion de propagation linéaire du champ électromagnétique dans la matière. Elle repose sur l'usage des équations de Maxwell macroscopiques dans les quelles la polarisation est exprimée au moyen d'un développement en puissances de l'amplitude des champs présents dans le milieu (ou plus exactement des composantes de polarisation de ces champs).

De même façon que les propriétés linéaires du milieu sont décrites au moyen d'une seule quantité, la susceptibilité linéaire, les propriétés non linéaires d'un matériau sont caractérisées par un certain nombre de susceptibilités optiques non linéaires. Selon la structure de celles-ci et la forme du champ électrique le traversant, le matériau pourra donner lieu à un certain nombre d'effets non linéaires. Cette correspondance entre nature des processus et structure des susceptibilités permet ainsi une description globale et universelle des effets optiques non linéaires. Une onde se propageant dans un milieu non linéaire d'ordre trois subit des perturbations spectrales et spatiales. La présence de la susceptibilité non linéaire se traduit en effet par une modification de l'indice de réfraction qui s'écrit alors:

$$n = n_0 + n_2 I \tag{1.12}$$

n_0 est l'indice de réfraction linéaire.

n_2 l'indice non linéaire du matériau.

$$n_2^x = \frac{3}{4\varepsilon_0 c n_0^2} \chi_{xxxx}^{(3)} \quad (1.13)$$

I : l'intensité du champ

$$I = \frac{c\varepsilon_0 n_0}{2} |E|^2 \quad (1.14)$$

La dépendance de l'indice de réfraction (n) avec l'intensité $I(t, z)$ est la cause de perturbations à la fois spectrales (auto modulation de phase) et spatiales (auto focalisation) de l'onde.

1.2.2 Auto modulation de phase (SPM):

L'auto-modulation de phase est le processus non linéaire d'ordre trois le plus fondamental et son traitement dans un formalisme en ondes planes c'est un processus temporel.

La variation temporelle de l'indice de réfraction est créé de l'auto-modulation de phase. En effet, durant sa propagation, dans le cadre de l'approximation de l'enveloppe lentement variable et la réponse instantanée du milieu, l'impulsion acquiert une phase non linéaire.

$$\phi_{NL}(t) = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 L I(t) \quad (1.15)$$

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

$$\omega(t) = \omega_0 - \delta\omega(t) \quad (1.16)$$

$$\delta\omega(t) = -\frac{d}{dt}\phi_{NL}(t) \quad (1.17)$$

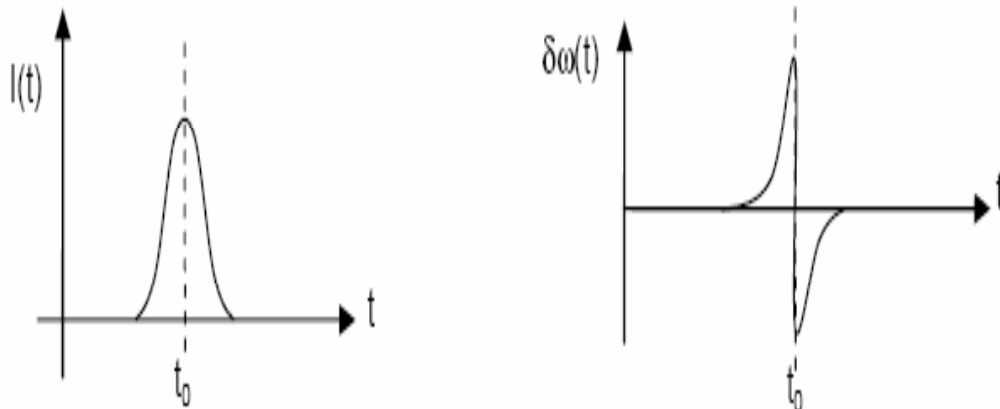


Figure 1.2: Dépendance temporelle de l'intensité et variation de la fréquence instantanée associée.

La figure (1.2) représente l'exemple d'un profil temporel d'intensité de type gaussienne et la variation $\delta\omega(t)$ associée dans le cas $n_2 \succ 0$. Le front avant de l'impulsion, pour lequel $\delta\omega(t) \succ 0$ est translaté vers les hautes longueurs d'onde, tandis que le front arrière est décalé vers les basses longueurs d'onde..

1.2.3 Auto focalisation

Une autre conséquence de l'effet Kerr est l'auto-focalisation, due à la variation de l'indice de réfraction avec l'intensité spatiale. En effet, si une onde présente une distribution transverse d'intensité non uniforme dans un matériau dont l'indice non linéaire est positif, celui-ci agit comme une lentille convergente, appelée lentille de Kerr (figure 1.3-a). Si le milieu non linéaire est long ou si l'intensité est trop importante, le faisceau focalise dans le matériau, en un point dit d'effondrement, ce qui est source de dommages (figure 1.3-b).

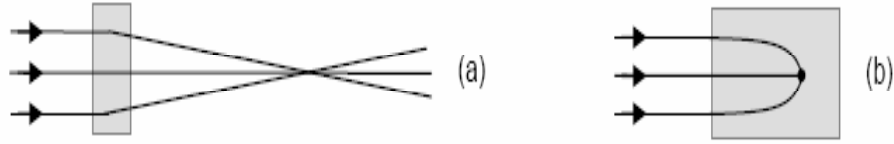


Figure 1.3 : Autofocalisation par effet Kerr.

l'auto focalisation intervient toujours si la puissance de l'impulsion supérieure à une certaine valeur, appelée puissance critique l'impulsion est indépendamment du diamètre du faisceau.

La puissance critique est caractéristique du milieu non linéaire traversé et s'écrit:

$$P_{cr} = \frac{\pi (0.61)^2 \lambda^2}{8n_0n_2} \quad (1.18)$$

Par exemple dans l'air, dont l'indice non linéaire vaut $3.2 \times 10^{-19} \text{cm}^2 \text{W}^{-1}$ la puissance critique est d'environ 3GW .

1.2.4 Auto raidissement:

L'auto raidissement est un processus de propagation qui conduit au raidissement avant ou arrière de l'impulsion dans le domaine temporel. Pour un indice non linéaire positif, le centre de l'impulsion se propage avec une vitesse plus faible que celle de ses fronts avant et arrière. Le front avant s'éloigne donc du centre, tandis que le front arrière s'en rapproche.

Mathématiquement, cet effet est pris en compte par la dérivée première de la polarisation non linéaire, L'équation de propagation est:

$$\frac{\partial A(z,t)}{\partial z} = -\frac{3k_0}{4n_0\omega_0}\chi^{(3)}\frac{\partial (|A(z,t)|^2 A(z,t))}{\partial t} - i\frac{3k_0}{8n_0}\chi^{(3)}|A(z,t)|^2 A(z,t) \quad (1.19)$$

1.2.5 La modulation croisée(XPM):

est un décalage de phase non linéaire d'un champ optique induit par la co-propagation des champs à différentes λ . La (XPM) et toujours accompagnée de la (SPM) 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.

-La propagation des ondes est un domaine de la physique s'intéressant aux déplacement des ondes électromagnétiques dans les milieux, on distingue généralement deux catégories de propagation des ondes:

1-La propagation dans l'espace libre (vide, air, milieu massif comme le verre, etc.)

2-La propagation guidée (fibre optique, guide d'onde, les coupleurs directionnels etc.)

Les phénomènes affectant la propagation des ondes sont:

La Réflexion, la Réfraction, la Diffusion, l'interférences, la Diffraction et la dispersion .

1.3 Télécommunication optique:

Plus en amont, dans les réseaux de télécommunications optiques, de nombreux noeuds de commutation(ou routeurs) parsèment le réseau et permettent l'aiguillage de l'information. Actuellement ces opérations d'adressage sont réalisées électroniquement et comprennent la suite d'événements suivants : détection du signal optique, décision électronique de l'adressage, déclenchement électronique du laser dans le port de sortie choisi, et génération d'un nouveau signal lumineux. Malgré la l'amélioration de ces techniques opto-électroniques, la bande passante de ces systèmes de traitement des données reste limitée, et constitue donc un frein aux débits utilisables[16].

Alors oui, les télécommunications optiques sont à la base d'internet, mais il ne s'agit

pas encore de systèmes tout-optiques, où le signal ne subirait pas de conversion intermédiaire dans un autre format. Une conception tout optique des transmissions permettraient d'accroître les débits, comme la révolution des amplificateurs optiques (erbium notamment) a déjà permis de franchir un palier en terme de vitesse. Les fonctions de traitement des signaux de télécommunication (amplification, régénération, conversion de longueur d'onde, multiplexage, etc. . .) sont ainsi de plus en plus fréquemment effectuées de manière tout-optique, afin de permettre une utilisation optimale des fibres. La recherche sur les solitons optiques s'inscrit dans ce contexte. Un soliton spatial apparaît lorsqu'un effet non linéaire compense exactement la diffraction naturelle, de sorte que le faisceau se propage avec un profil confiné invariant. Leurs propriétés intrinsèques de guidage auto-induit et d'interactions variées rendent les solitons spatiaux exploitables pour la réalisation de systèmes toutes optiques dynamiques de traitement parallèle de l'information, notamment dans le domaine des télécommunications pour le routage optique et les interconnexions reconfigurables. Divers mécanismes physiques peuvent provoquer la non-linéarité à l'origine de l'autofocalisation. Par ailleurs, cette configuration de base, reposant sur un faisceau unique inspire des arrangements plus évolués qui se traduisent par une grande richesse des phénomènes observés.

Avant de concevoir des systèmes utilisant les solitons spatiaux, cela passe forcément par une meilleure compréhension des mécanismes mis en jeu dans la propagation de ces structures lumineuses particulières.

Deux milieux aux propriétés non linéaires complémentaires sont: un milieu Kerr en configuration planaire offrant une réponse ultra-rapide et un milieu photoréfractif siège d'une autofocalisation stable bidimensionnelle opérationnelle à très basse puissance. Les solitons Kerr naissent de la modification de l'indice de réfraction du milieu proportionnellement à l'intensité lumineuse. Dans les milieux photoréfractifs, cette modification d'indice est induite par une photo-excitation de charges qui migrent dans le matériau et sont repiégés en périphérie, donnant ainsi naissance à une distribution inhomogène des charges. Ce champ de charge d'espace modifie en retour l'indice de réfraction par effet

électro-optique.

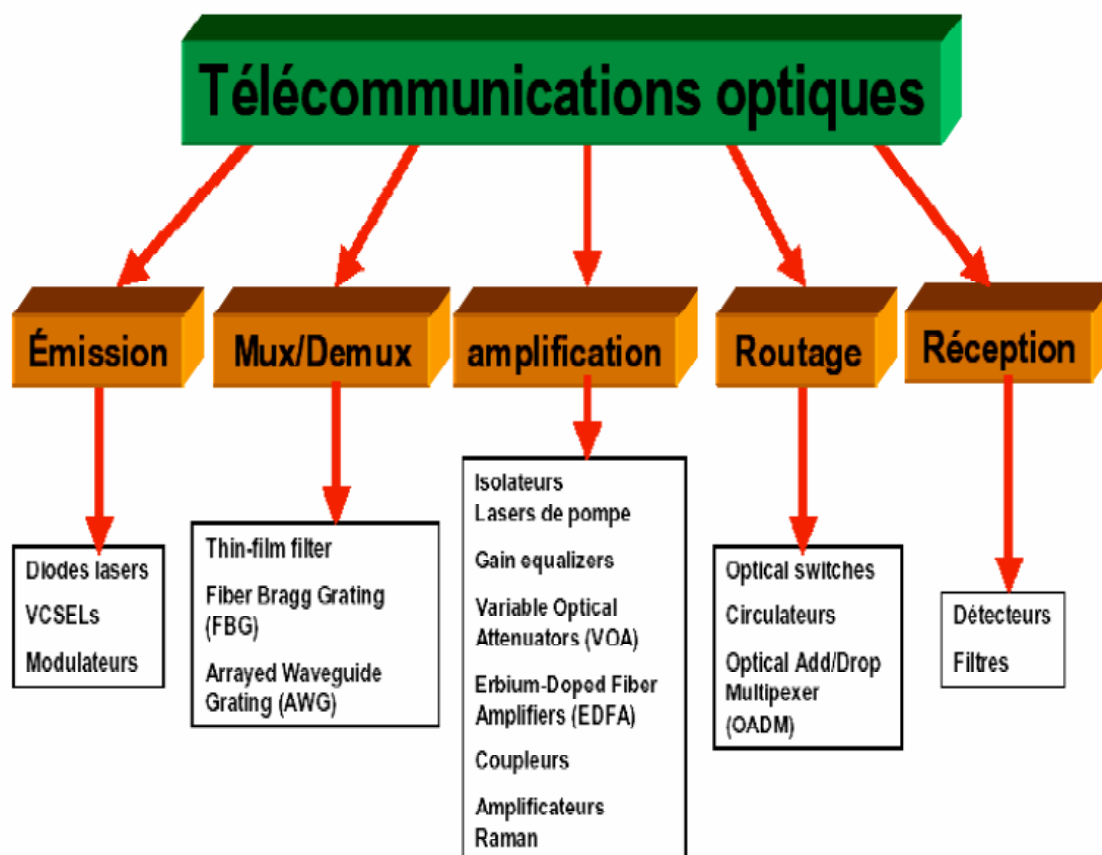


Figure 1.4: Synthèse des principaux éléments constitutifs des télécommunications optiques[20]

1.3.1 Montage expérimental illustrant une liaison de Télécommunication Optique

En à peine plus de dix années, une révolution technique s'est mise en marche : celle des télécommunications par fibres optiques. Elles représentent l'un des aspects de la «révolution optoélectronique» qui constitue le grand défi de l'électronique moderne. Le multiplexage en longueur d'onde consiste à transmettre dans un même conduit, une fibre optique, plusieurs canaux à différentes longueurs d'onde, chacun d'entre eux étant porteur

d'information. Les canaux modulés sont multiplexés à l'émission et d'émultiplexés avant détection. Le multiplexage en longueur d'onde permet de véhiculer, à fibre de ligne équivalente, un débit plus important qu'un système de transmission ne transportant qu'un seul canal. Le montage représenté sur la Figure 1.5 concerne l'inscription et le transport de signaux audio et vidéo issus d'un magnétoscope.



Figure 1.5: Montage expérimental illustrant une liaison de Télécommunication Optique[16].

La communication sur fibre optique s'appuie sur l'envoi d'un signal lumineux permettant de véhiculer des données à très haut débit sur de longues distances. Largement utilisée dans les réseaux de transport et de collecte, la fibre optique est aujourd'hui de plus en plus présente en desserte, avec le développement des réseaux FttX qui permettent d'accroître fortement les performances des accès offerts aux usagers. La fibre constitue un support pérenne, car il suffit de remplacer les équipements actifs placés à chaque extrémité des câbles pour offrir des débits 10, 100 ou 1 000 fois supérieurs.

1.3.2 Communication de données sur fibre optique:



Figure 1.6: Guidage de la lumière dans le coeur de la fibre

-Un fil de verre qui guide la lumière :



Figure 1.7: Fibres optiques
(photo sous licences Creative Common
BY-SA-Auteur Luis Parravicini)

La fibre optique est un fil de verre, dans lequel les informations sont transportées sous forme de lumière, guidée au sein d'une zone d'une dizaine de microns de diamètre, le coeur, qui offre des caractéristiques optimales pour une propagation du signal avec un niveau d'atténuation linéique aussi faible que possible. Physiquement, plus la fréquence d'un signal est élevée, plus il peut transporter d'informations par unité de temps, Les longueurs d'onde de la lumière étant beaucoup plus courtes que celles des ondes radio de la communication sans fil ou des ondes électromagnétiques utilisées sur le cuivre

(ADSL, câble...), les débits permis sont donc beaucoup plus importants. Les distances possibles entre deux équipements actifs sont également plus élevées (plusieurs dizaines de kilomètres si nécessaire), en raison de phénomènes d'atténuation moins marqués.

-Les équipements actifs: Le signal lumineux est généré et reçu par des équipements opto-électroniques dotés de diodes laser, placés à chaque extrémité de la fibre. Ce sont eux qui déterminent le débit disponible, les limites de débit que peut supporter la fibre n'ayant pas encore été atteintes (records actuels à plusieurs téraoctets - soit plusieurs millions de mégabits - par seconde). Ainsi, on peut faire passer le débit transportable sur une même fibre de 100 à 1 000 ou 10 000 Mbit/s, simplement en faisant évoluer les équipements actifs.

-Le multiplexage: Le multiplexage désigne le partage d'un même support physique entre plusieurs flux. Le multiplexage est utilisé dans tous les types de réseaux (radio, cuivre, optique). En optique, il est intéressant de faire appel au multiplexage dans la mesure où la capacité de chaque fibre est très élevée, et peut donc être partagée sans que les capacités individuelles issues du partage ne soient diminuées de façon pénalisant (ce qui n'est pas le cas du cuivre). On peut distinguer deux types de multiplexage :

1-Le multiplexage temporel (TDM, time division multiplexing) consiste à partager le " temps de parole " disponible sur une fibre entre plusieurs applications (plusieurs abonnés par exemple). Les applications émettent (ou reçoivent) les données à tour de rôle.

2-Le multiplexage en longueur d'onde (WDM, wavelength division multiplexing) consiste à injecter plusieurs signaux à des longueurs d'onde différentes sur une même fibre. Ce revient à partager une fibre en " tuyaux " étanches et indépendants, dans lesquels les données circulent simultanément, chacune sur une " couleur " différente.

-Réseaux optiques: progression et pérennité: D'abord utilisée pour les liaisons longue distance, la fibre se déploie progressivement dans les niveaux inférieurs, permettant ainsi d'accroître les débits accompagnant la montée en puissance des usages de l'internet.

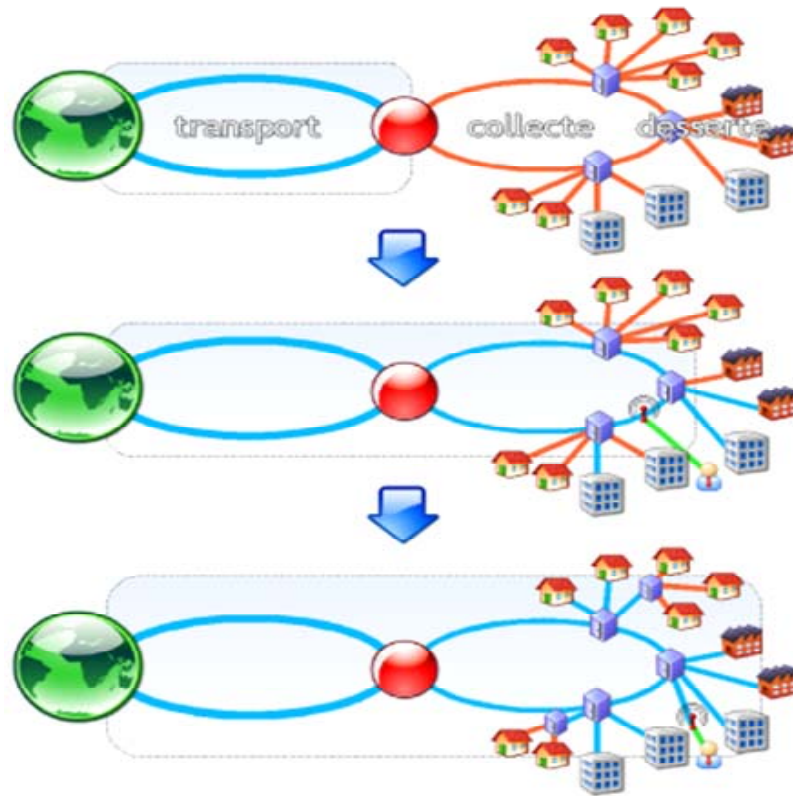


Figure 1.8: Progression de la fibre optique dans les réseaux.

La fibre de plus en plus près de l'abonné introduite dès les années 1980 dans les réseaux longues distances (liaisons nationales et internationales), la fibre optique y est aujourd'hui le support quasi-exclusif, en raison des débits et distances importantes qui caractérisent le niveau de transport. Les continents sont ainsi reliés par des câbles optiques sous-marins et les grandes métropoles connectées entre elles par des liaisons optiques longue distance. Au niveau de la collecte, la fibre a progressivement remplacé le cuivre. Elle y est aujourd'hui majoritaire ; les liaisons cuivre et radio subsistant uniquement dans les zones géographiques les moins denses.

1.3.3 Intérêt des télécommunications optiques:

Les avantages de transmettre de l'information par les fibres optiques sont multiples par rapport aux autres supports de communication :

- Très faible atténuation sur une grande plage de fréquence
- Faible coût de fabrication
- Faible encombrement
- Augmentation de la distance entre répéteurs
- Insensibilité aux perturbations électromagnétiques
- Très grande bande passante (12THz)

Les fibres optiques constituent, à l'heure actuelle, l'épine dorsale du réseau de télécommunications

Support	Paires torsadées	Coax	Ondes radio	Infrarouge	Fibres optiques
Propagation	guidée	guidée	libre/dirigée	dirigée	guidée
Matériau	cuivre	cuivre			silice, polymères
Bpass	KHz-MHz	MHz	GHz	GHz	THz
Atténuation	forte	forte avec fréquence	variable	pbobstacles	très-faible
Sensibilité perturbations EM	forte	faible	forte	forte	nulle
Confidentialité	limitée	correcte	nulle	relative	élevée
Transport d'énergie	oui	oui	non	non	expérimental
Coût interface	très faible	faible	assezfaible	moyen	élevé
Coût support	trèsfaible	elevé	nul	nul	elevé
Applications	téléphone réseaux bas et moyens débits hauts débits courtes distances	réseaux locaux haut débits, vidéo	mobiles, satellites, herztien	télécommande, communications «indoor»	hauts débits, longues distances

Caractéristiques des différents supports de transmission

Evolution de la capacité de transmission

L'augmentation de la capacité de transmission des fibres optiques a été rendu possible grâce à des avancées technologiques marquantes telle que :

-La fibre unimodale faibles pertes

-Les fibres à dispersion décalée

-Les diodes laser fonctionnant à $1.55\mu\text{m}$

-L'amplificateur à fibre

-La technique du WDM

-On a réussi à faire coïncider le minimum d'atténuation et le minimum de dispersion des fibre (grâce aux fibres à dispersion décalées) autour de $1.55\mu\text{m}$ et il se trouve que cette valeur correspond approximativement au milieu de la bande de gain de l'amplificateur à fibre dopée à l'Erbium.

1.4 Position du Problème:

Notre problème consiste à l'étude de la propagation d'une impulsion dans un milieu dispersif de vecteur d'onde $\beta(\omega)$, où l'impulsion est caractérisée au moyen de son enveloppe $A(t)$ selon:

$$E(t, z) = A(t, z) e^{j[\omega_0 t - \beta_0 z]}$$

Où ω_0 est la fréquence de la porteuse initiale et β_0 est le vecteur d'onde à cette fréquence. On suppose que notre milieu est dispersif et non linéaire du fait que dans la réalité la plupart des milieux représentent une non linéarité.

Dans ce cas la modélisation de la propagation d'une impulsion optique dans un milieu non linéaire est régi par une équation différentielle non linéaire connue sous le nom d'équation de **Schrödinger non linéaire** que l'on résout habituellement par des méthodes numériques.

$$\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(t, z)}{\partial t^2} + j \frac{\partial A(t, z)}{\partial z} + \gamma |A(t, z)|^2 A(t, z) = 0$$

Où z est la distance de propagation, t le temps "retardé" (pour tenir compte de la vitesse de propagation), $A(z, t)$ est l'enveloppe complexe du champ optique, β_2 est lié à la dispersion chromatique D et γ est le coefficient d'effet **Kerr** non linéaire.

Notre but est de:

1)-Résoudre le problème d'élargissement établi par le phénomène de la dispersion intermodale: Notre étude se fait sur la propagation de deux impulsions non linéaires couplées dans un milieu matériel, dans ce cas la modélisation de la propagation dans un milieu non linéaire est régi par un système d'équations couplées non linéaires de Schrödinger (CNLSE).

$$\begin{aligned} i \left(\frac{\partial u_1}{\partial \zeta} + K_1 \frac{\partial u_2}{\partial \tau} \right) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} + |u_1|^2 u_1 + K_0 u_2 &= 0 \\ i \left(\frac{\partial u_2}{\partial \zeta} + K_1 \frac{\partial u_1}{\partial \tau} \right) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} + |u_2|^2 u_2 + K_0 u_1 &= 0 \end{aligned}$$

La résolution de ce système fait habituellement par des méthodes numériques.

Ou ζ est la distance de propagation, τ le temps de retarde(pour tenir compte de la vitesse de propagation),

$u_1(\zeta, \tau)$ et $u_2(\zeta, \tau)$ sont les enveloppes complexe du deux champs optiques, K_0 Le coefficient de couplage linéaire, et K_1 Le coefficient de la dispersion intermodale

2)- Résoudre le problème de la perturbation des solitons au cours de la propagation dans une fibre optique monomodale.

DEUXIEME CHAPITRE

La physique des solitons

Chapitre 2

La physique des solitons

Dans ce chapitre, nous étudierons la propagation d'une impulsion lumineuse non linéaire dans un milieu dispersif et non dispersif. Nous présentons également des rappels sur les solitons et leur importance dans les télécommunications optiques.

2.1 Etude et modélisation de la propagation d'une impulsion dans un milieu dispersif et non dispersif

2.1.1 Dispersion

On sait que la vitesse de la lumière dans le vide ne dépend pas de sa longueur d'onde. Mais dans certains milieux elle peut dépendre: c'est le phénomène de dispersion. On rencontre ce phénomène pour tous types d'ondes, comme le son ou les vagues [6]. Un milieu causant une certaine dispersion est dit dispersif.

Une onde sinusoïdale est caractérisée par sa fréquence ou pulsation ω (en rad/s), et par son vecteur d'onde de norme $k = 2\pi/\lambda$ (en rad/m), où λ est la longueur d'onde.

On observe qu'il existe deux vitesses caractéristiques différentes :

La vitesse de phase : est la vitesse à laquelle la phase de l'onde se propage dans l'espace

$$v_\varphi = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{n} \quad (2.1)$$

La vitesse de groupe : qui correspond au déplacement de l'enveloppe de l'onde (sa forme)

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d(kv_\varphi)}{dk} = v_\varphi + k \frac{dv_\varphi}{dk} \quad (2.2)$$

La fonction $\omega(k)$ qui décrit l'évolution de ω en fonction de k est appelée relation de dispersion. Si elle est linéaire, il n'aura pas de différence entre ces deux vitesses .Dans ce cas le milieu est dit non dispersif .

Les paramètres de la dispersion

Mathématiquement, la dispersion apparaît dans le développement de Taylor de la constante de propagation k autour de la pulsation ω_0 centrale de l'impulsion [4]:

$$k(\omega) = \beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + (\omega - \omega_0) \beta_1 + \frac{1}{2} (\omega - \omega_0)^2 \beta_2 + \frac{1}{6} (\omega - \omega_0)^3 \beta_3 + \frac{1}{24} (\omega - \omega_0)^4 \beta_4 \quad (2.3)$$

Avec $\beta_0 = n(\omega_0) \frac{\omega_0}{c}$ est la constante de propagation où $n(\omega_0)$ est l'indice de réfraction à ω_0 .

β_1 est l'inverse de la vitesse de groupe de l'onde.

$$\beta_1 = \left[\frac{\partial \beta}{\partial \omega} \right]_{\omega=\omega_0} = \frac{1}{v_g} = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) (s.m^{-1}) \quad (2.4)$$

Le coefficient d'ordre 2, β_2 caractérise la dispersion de la vitesse de groupe:

$$\beta_2 = \left[\frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} \right]_{\omega=\omega_0} = \frac{\omega}{c} \frac{d^2 n}{d\omega^2} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (\text{ps}^2/\text{km}) \quad (2.5)$$

β_3 et β_4 sont les coefficients de dispersion d'ordres supérieurs 3 et 4, non négligeables lorsque le coefficient de dispersion β_2 devient petit.

En pratique, on préfère se référer à un paramètre de dispersion chromatique D .

2.1.2 Le paramètre de dispersion D 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.

$$D(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (\text{ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}) \quad (2.6)$$

Il représente l'élargissement temporel subi par un signal lors de sa propagation dans un milieu dispersif. S'il est négatif, le milieu est dit: posséder une dispersion normale ou positive. Lorsque un signal est transmis dans un milieu de dispersion normale, les composantes de hautes fréquences <<voyagent>>plus lentement que les composantes de basses fréquences et la signal devient <<chirpé positivement>>(voir figure 2.2.a) augmentant en fréquences avec le temps. Dans le cas contraire (figure 2.2.b) où le paramètre de dispersion est positif, le milieu possède une dispersion anormale et le signal devient <<négativement chirpé>>(i.e diminue de fréquences avec le temps). Si, enfin ce paramètre est nul, le milieu est non-dispersif et toutes les composantes fréquentielles du signal voyagent à une même vitesse à travers ce milieu [3].

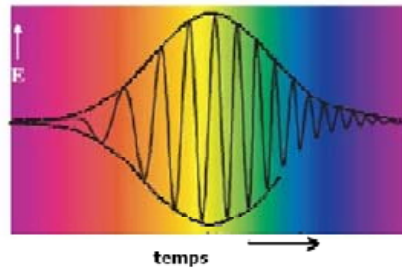


Figure 2.1.a: Impulsion à dispersion normale[3].

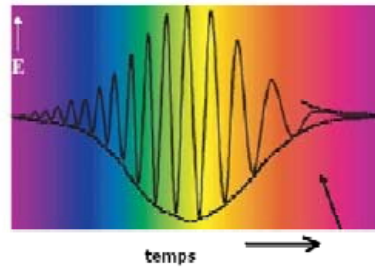


Figure 2.1.b: Impulsion à dispersion anormale[3].

2.2 Propagation des ondes dans un milieu non linéaire et dispersif

Dans un milieu dispersif, le paquet d'onde ne va pas à la même vitesse que les ondes qui le composent.

$$v_{\varphi} \neq v_g \quad (2.7)$$

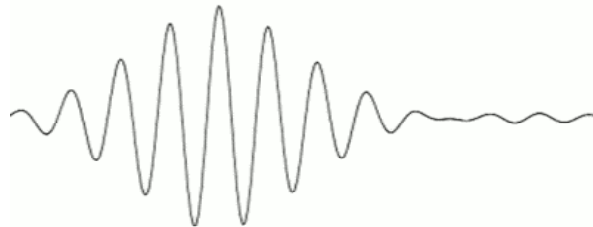


Figure 2.2: la propagation des ondes dans un milieu dispersif

Un signal physique, d'énergie finie, se décompose comme une somme de signaux harmoniques, on parle alors de «paquet d'ondes».

Ainsi on va pouvoir écrire:

$$A(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{A}(\omega) e^{i(kx - \omega(k)t)} dk \quad (2.8)$$

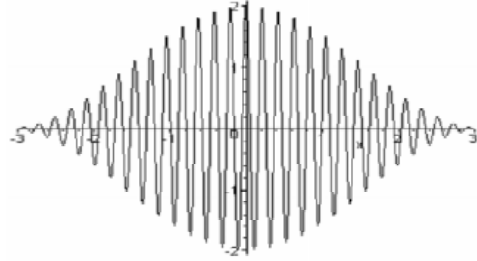


Figure 2.3 : Enveloppe d'un paquet d'ondes.

2.3 Effet kerr optique

Découvert en 1875 par le physicien écossais *John Kerr*, sous l'action d'un champ lumineux intense, l'indice de réfraction d'un milieu transparent accuse une variation considérée en première approximation comme locale et instantanée. Cette modification provient de la création de dipôles induits dans le matériau par déplacement du centre de gravité des charges électroniques négatives par rapport à celui des charges nucléaires positives[6].

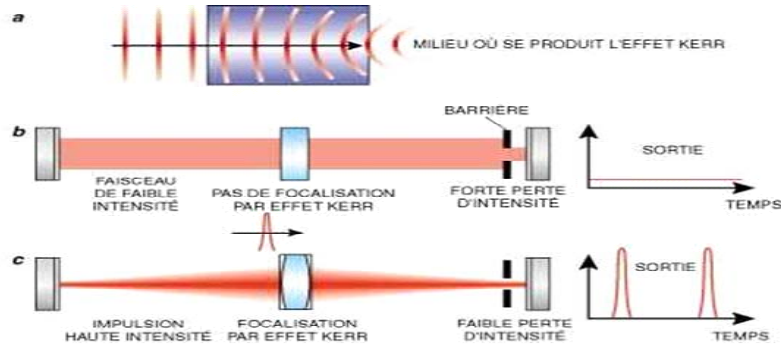


Figure 2.4 : exemple de l'effet Kerr optique[6].

L'effet Kerr optique entraîne une propagation plus lente de la lumière de forte intensité que de la lumière de faible intensité. Un milieu où se produit l'effet de Kerr agit comme une lentille convergente sur un faisceau de forte intensité (a). Une barrière munie d'un petit trou (b) élimine la partie laser continue, qui ne peut pas gagner suffisamment en intensité pour déclencher l'effet Kerr. Le milieu focalise une impulsion de forte intensité (c), de telle sorte qu'elle traverse le trou et que son amplification est alors maximale. Cet effet non linéaire se caractérise par la relation de constitution suivante:

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} + \varepsilon_2 |\vec{E}|^2 \vec{E} \quad (2.9)$$

La loi de Kerr idéale suppose une variation de l'indice de réfraction proportionnelle à l'intensité lumineuse. En optique, on préfère écrire cette relation sous la forme d'un indice de réfraction non linéaire. Pour une impulsion optique à la fréquence de la porteuse ω_0 et une enveloppe $A(t)$, la relation devient:

$$n_{NL} = n(\omega) + n_2 |A(t)|^2 \quad (2.10)$$

On a donc pour un milieu non linéaire dispersif, un indice qui s'écrit comme une somme d'une partie linéaire dispersive $n(\omega)$ et d'un terme non linéaire qui dépend de l'intensité

du champ électrique $|A(t)|^2$.

Pour un milieu non linéaire dont l'indice est donné par l'équation (2.10), on obtient la relation de dispersion suivante:

$$\beta(\omega) = \frac{\omega}{c} [n(\omega) + n_2 |A(t)|^2] \quad (2.11)$$

On caractérise ce milieu non linéaire par l'approximation de dispersion:

$$\beta(\omega, |A(t)|^2) = \beta_0 + \beta_1 (\omega - \omega_0) + \frac{\beta_2}{2} (\omega - \omega_0)^2 + \left. \frac{\partial \beta}{\partial |A(t)|^2} \right|_{\omega=\omega_0, |A(t)|^2=0} |A(t)|^2 \quad (2.12)$$

D'après l'équation (2.8), on a:

$$\left. \frac{\partial \beta}{\partial |A(t)|^2} \right|_{\omega=\omega_0, |A(t)|^2=0} = \frac{\omega_0}{c} n_2 = \beta_0 n_2 \quad (2.13)$$

Donc notre relation de dispersion devient:

$$\beta(\omega, |A(t)|^2) = \beta_0 + \beta_1 (\omega - \omega_0) + \frac{\beta_2}{2} (\omega - \omega_0)^2 + \beta_0 n_2 |A(t)|^2 \quad (2.14)$$

La relation (2.5) obéit à l'équation différentielle suivante:

$$j \frac{\partial E(\omega, z)}{\partial z} = \beta(\omega) E(\omega, z) \quad (2.15)$$

D'Après l'équation (2.14), on aura:

$$j \frac{\partial E(\omega, z)}{\partial z} = \left[\beta_0 + \beta_1 (\omega - \omega_0) + \frac{\beta_2}{2} (\omega - \omega_0)^2 + \beta_0 n_2 |A(t)|^2 \right] E(\omega, z) \quad (2.16)$$

On cherche maintenant une équation différentielle pour la forme temporelle de l'impulsion.

On prend donc la transformée de **Fourier** inverse de l'équation (2.15), c'est à dire:

$$\frac{j}{\sqrt{2\pi}} \frac{\partial}{\partial z} \int_{-\infty}^{+\infty} E(\omega, z) e^{j\omega t} d\omega = - \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\beta_0 + \beta_1 (\omega - \omega_0) + \frac{\beta_2}{2} (\omega - \omega_0)^2 + \beta_0 n_2 |A(t)|^2 \right] E(\omega, z) e^{j\omega t} d\omega \quad (2.17)$$

On se rappelle que:

$$E(t, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} E(\omega, z) e^{j\omega t} d\omega$$

$$\frac{\partial E(t, z)}{\partial t} = - \frac{j}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \omega E(\omega, z) e^{j\omega t} d\omega$$

$$\frac{\partial^2 E(t, z)}{\partial t^2} = - \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \omega^2 E(\omega, z) e^{j\omega t} d\omega$$

On trouve alors que l'équation (2.15) peut être écrite comme:

$$j \frac{\partial E(t, z)}{\partial z} = \left[\beta_0 - \beta_1 \omega_0 + \frac{\beta_2}{2} \omega_0^2 + \beta_0 n_2 |A(t)|^2 \right] E(t, z) + j (\beta_2 \omega_0 - \beta_1) \frac{\partial E(t, z)}{\partial t} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 E(t, z)}{\partial t^2} \quad (2.18)$$

l'enveloppe de l'impulsion est reliée à $E(t, z)$ par la relation suivante

$$E(t, z) = A(t, z) e^{j[\omega_0 t - \beta_0 z]}$$

en utilisant cette relation dans l'équation (2.18), on trouve l'expression de l'équation

différentielle pour l'enveloppe:

$$\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(t, z)}{\partial t^2} + j \left[\frac{\partial A(t, z)}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A(t, z)}{\partial t} \right] + \beta_0 n_2 |A(t, z)|^2 A(t, z) = 0 \quad (2.19)$$

Après un changement de variable: $\tau = t - \frac{z}{v_g}$ et $v_g = \frac{1}{\beta_1}$

On pose: $\gamma = \beta_0 n_2$.

Cette équation différentielle devient:

$$\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(t, z)}{\partial \tau^2} + j \frac{\partial A(t, z)}{\partial z} + \gamma |A(t, z)|^2 A(t, z) = 0 \quad (2.20)$$

En optique non linéaire, cette équation non linéaire est connue sous le nom d'équation de Schrödinger non linéaire NLSE.

La propagation d'une impulsion optique dans un milieu dispersif et non linéaire est modélisée par cette équation différentielle non linéaire que l'on résout habituellement par des méthodes numériques.

Cette équation de Schrödinger non linéaire prend en compte:

β_2 : la dispersion chromatique d'ordre deux.

γ : le coefficient non linéaire de Kerr.

$|A(t, z)|^2 A(t, z)$: le terme d'automodulation de phase induite par l'effet Kerr.

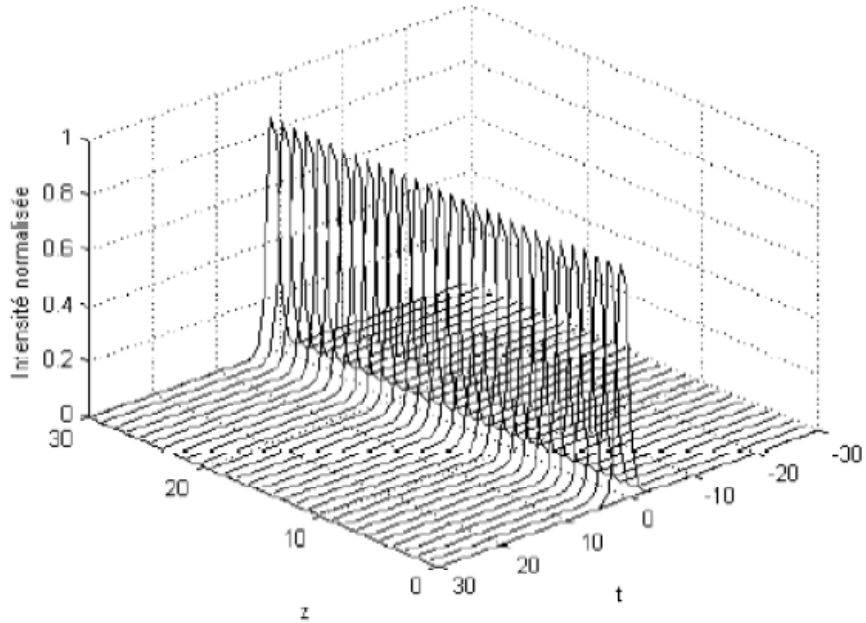


Figure 2.5: Propagation d'une impulsion non linéaire Solitaire
dans le verre de la silice SiO_2

Le cas où: $\beta_2 < 0$ et $D > 0$ Dispersion anormale.

Nous remarquons d'après la figure 2.5 que l'impulsion solitaire se déplace dans ce milieu dispersif sans être déformée, elle ne subit aucune distorsion lors de sa propagation. Donc l'onde solitaire possède la merveilleuse propriété de se propager dans un milieu dispersif sans changer sa forme. L'onde solitaire est la solution de l'équation de Schrödinger non linéaire NLSE.

2.4 Effet Pockels

Il est l'apparition d'une biréfringence dans un milieu crée par un champ électrique statique ou variable. La biréfringence qui apparaît est proportionnelle au champ électrique, contrairement à l'effet Kerr où elle est proportionnelle au carré du champ. L'effet Pockels apparaît uniquement dans les cristaux sans symétrie par rapport à un axe, comme

le niobiate de lithium ou l'arséniure de gallium. L'effet Pockels est utilisé pour faire des cellules Pockels. Ce sont des lames à retard contrôlées grâce au champ électrique appliqué au cristal. Ce contrôle permet de réaliser une modulation de l'intensité lumineuse traversant la cellule avec un temps caractéristique de l'ordre de la nanoseconde. Ces cellules Pockels, à cause de leur constante diélectrique élevée, se comportent comme un condensateur.

2.5 Propagation des ondes dans un milieu non linéaire et non dispersif

Dans un milieu non dispersif, la vitesse du paquet d'ondes est la même que les ondes sinusoïdales qui le composent.

$$v_\varphi = v_g \tag{2.21}$$

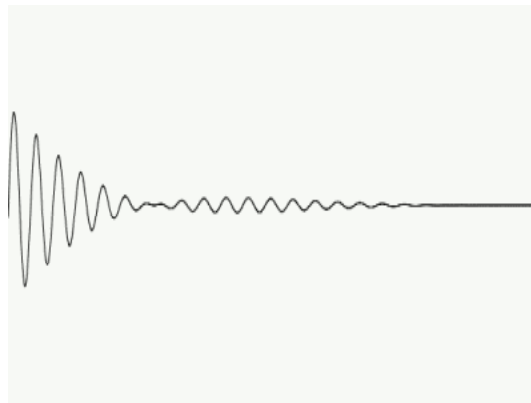


Figure 2.6: la propagation des ondes dans un milieu non dispersif

Dans un milieu non linéaire et non dispersif l'équation de propagation est la suivante:

$$j \frac{\partial A(t, z)}{\partial z} + \gamma |A(t)|^2 A(t, z) = 0 \quad (2.22)$$

Donc à partir de l'équation 2.22 on peut tracer l'évolution de l'enveloppe $A(z, t)$ pour diverses valeurs de z le cas où: $\beta_2 = 0$ et $D = 0$ dispersion nulle.

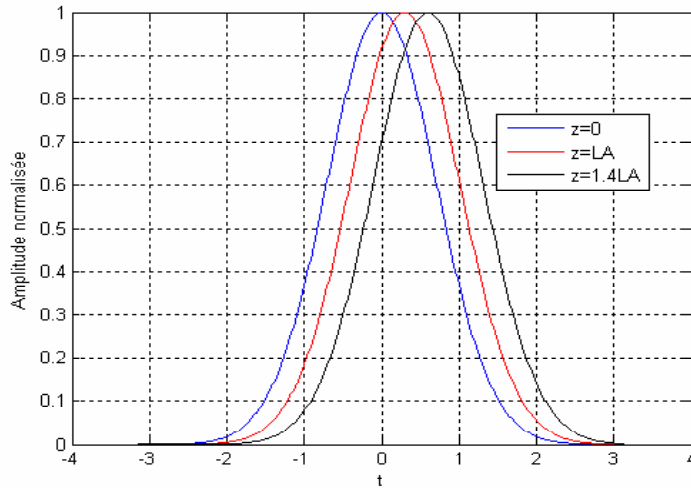


Figure 2.7: Propagation d'une impulsion non linéaire dans le verre de la silice SiO_2

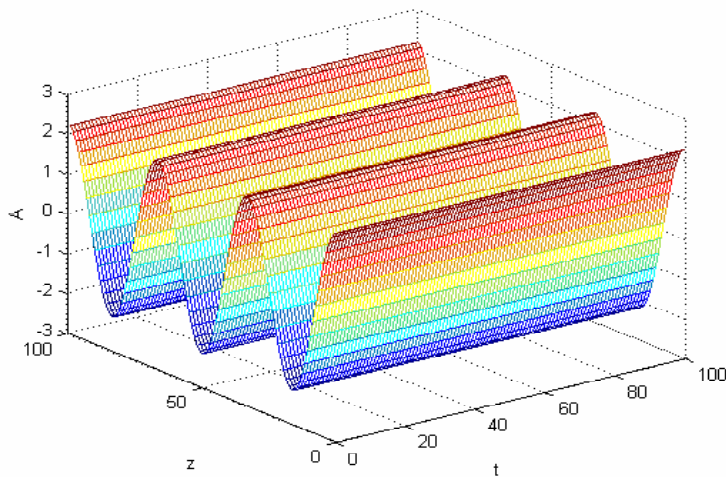


Figure 2.8: Propagation d'une impulsion non linéaire dans le verre de la silice SiO_2

La figure 2.7, montre que plus la distance de propagation de l'impulsion augmente

plus l'impulsion se déplace sans changement du spectre, c'est à dire sans élargissement et cela est plus claire sur la vue tridimensionnelle (figure 2.8).

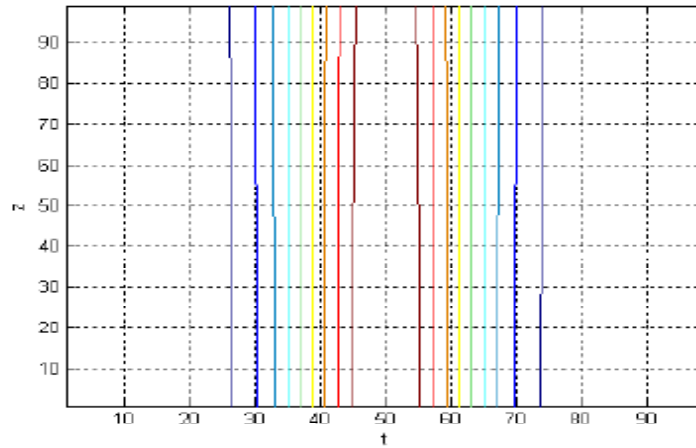


Figure 2.9: le contour de l'impulsion non linéaire dans dans le verre de la silice SiO_2 .
Le cas où: $\beta_2 = 0$ et $D = 0$ Dispersion nulle

Donc par conclusion on peut dire que dans le cas de la dispersion nulle, l'impulsion garde sa forme initiale.

2.5.1 Solution de l'équation de Schrödinger non linéaire

Soit l'enveloppe du type onde solitaire:

$$A(\tau, z) = e^{j\Gamma z} F(\tau) \quad (2.23)$$

on a:

$$\gamma = \frac{\omega_0}{c} n_2 = \beta_0 n_2$$

l'équation(2.20) devient donc:

$$\frac{\beta_2}{2} e^{j\Gamma z} \frac{\partial^2 F}{\partial \tau^2} + j^2 \Gamma e^{j\Gamma z} F + \frac{\omega_0}{c} n_2 |F|^2 e^{j\Gamma z} F = 0 \quad (2.24)$$

L'équation différentielle pour F devient alors:

$$\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 F}{\partial \tau^2} - \Gamma F + \frac{\omega_0}{c} n_2 |F|^2 F = 0 \quad (2.25)$$

Cette équation peut avoir comme solution une sécante hyperbolique:

$$F(\tau) = A_1 \operatorname{sech}(\alpha\tau)$$

Où:

Où le paramètre α est relié à la largeur totale à mi-hauteur de l'impulsion T (en intensité) par la relation suivante:

$$T^2 = \frac{2 \ln 2}{\alpha}$$

$$\Gamma = \frac{\beta_2 \alpha^2}{2} \text{ et } |A_1|^2 = -\frac{\beta_2 \alpha^2}{\frac{\omega_0}{c} n_2}$$

Ceci n'est possible que si β_2 et n_2 sont de signe opposé.

Par exemple, pour le verre n_2 est positif, cette solution ne sera possible que dans la région anormale ($\beta_2 < 0$).

Cette onde solitaire est en effet un Soliton optique suite à certaines propriétés mathématiques.

Pour faciliter l'analyse, il est d'usage d'introduire une notation normalisée; pour cela on définit un temps τ normalisé donné par:

$$t = \alpha\tau = \frac{\tau}{T}$$

Ainsi une distance de propagation normalisée Z :

$$Z = \frac{\beta_2 z}{T^2}$$

Où T représente la largeur type de l'impulsion.

Et enfin, on normalise l'enveloppe de l'impulsion A avec l'amplitude A_1 de la solution soliton.

$$V(t, Z) = \frac{A(\tau, z)}{A_1}$$

En introduisant ces nouvelles paramètres normalisés dans l'équation (2.21), on obtient l'équation différentielle de l'enveloppe normalisée:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial^2 V(t, Z)}{\partial t^2} + j \frac{\partial V(t, Z)}{\partial Z} + |V(t, Z)|^2 V(t, Z) = 0 \quad (2.26)$$

La solution fondamentale de cette dernière équation est la suivante:

$$V(t, Z) = e^{j \frac{Z}{2}} \operatorname{sech}(t)$$

[27] les solitons de premier ordre peuvent s'écrire de manière générale en fonction de quatre paramètres: $\eta(z)$, $q(z)$, $\phi(z)$, $\delta(z)$ représentent l'amplitude, la position temporelle, la phase et la fréquence, respectivement, varient avec la distance de propagation est donnée par la relation suivante:

$$V(t, z) = \eta(z) \operatorname{sech}[\eta(z)(\tau - q(z))] \times \exp[j\{\phi(z) - \delta(z)(\tau - q(z))\}] \quad (2.27)$$

les différents paramètres du soliton sont liés entre eux par les relations suivantes:

$$\frac{\partial \eta(z)}{\partial z} = -\delta$$

$$\frac{\partial \phi(z)}{\partial z} = \frac{\eta^2 - \delta^2}{2}$$

la première relation représente physiquement la vitesse de décalage de l'impulsion, celle-ci étant égale au décalage fréquentiel par rapport à la pulsation centrale de normalisation: elle illustre simplement la dispersion de vitesse de groupe.

la deuxième relation nous indique que l'évolution de la phase induite par la SPM et la dispersion est linéaire en fonction de la distance de propagation.

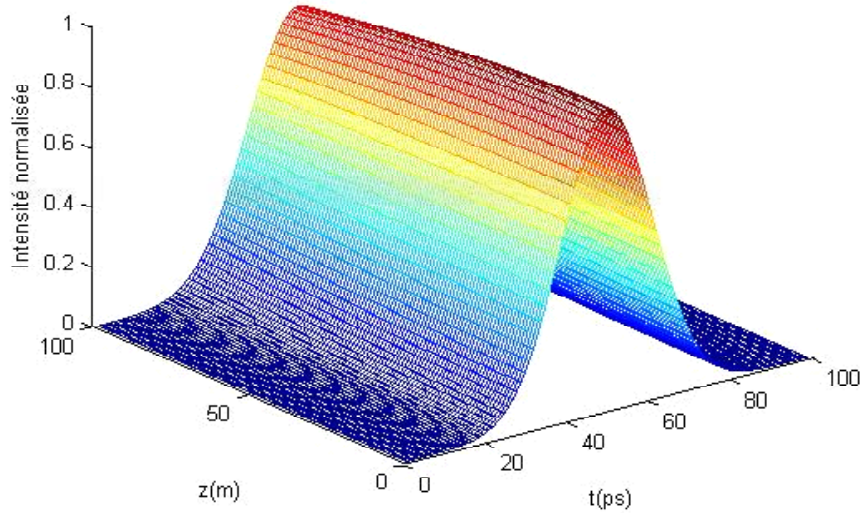


Figure 2.10: Propagation d’une impulsion non linéaire Solitaire dans le verre de la silice SiO_2

Le cas où: $\beta_2 < 0$ et $D > 0$ Dispersion anormale.

Nous remarquons d’après cette figure que l’impulsion solitaire se déplace dans ce milieu dispersif sans être déformée, elle ne subit aucune dispersion lors de sa propagation. Donc l’onde solitaire possède la merveilleuse propriété de se propager dans un milieu dispersif sans changer sa forme.

-En régime de dispersion anormale ($\beta_2 < 0$), les hautes fréquences sont plus rapides que les basses fréquences. En opposition, l’automodulation de phase induite par **effet Kerr** optique se traduit par la génération de basses (hautes) fréquences sur le devant (derrière) de l’impulsion. Ainsi, sous certaines conditions, un équilibre exact peut s’instaurer et l’**effet Kerr** maintient alors en phase les composantes fréquentielles qui se seraient étalées par dispersion.

L’impulsion qui en résulte, est appelée **Soliton brillant fondamental**: elle correspond

à une famille de solutions analytiques stationnaires de l'équation de **Schrödinger non linéaire**, mise en évidence pour la première fois par *Zakharov et Shabat* en 1972 [14]. Prédit pour les fibres optiques une année plus tard [15]. Ce soliton possède un profil en sécante hyperbolique et une phase plane.

-En régime de la dispersion normale ($\beta_2 > 0$), les hautes fréquences sont cette fois plus lentes que les basses fréquences. Pour compenser l'effet d'étalement linéaire de l'impulsion, il faut inverser le signe de la variation temporelle de la loi d'automodulation de phase. Ainsi, l'équilibre peut être satisfait.

L'impulsion qui en résulte dans ce cas est appelée **Soliton noir**: c'est une impulsion particulière qui possède deux fronts de phase planes de part et d'autre du creux, d'un profil de forme tangente hyperbolique, correspondant à un fond continu intense illimité présentant un creux d'énergie en son centre. La première observation expérimentale des solitons a eu lieu en 1987 [16]. En 1995, une ligne de transmission à longue distance basée sur les Solitons noirs à été démontré [15].

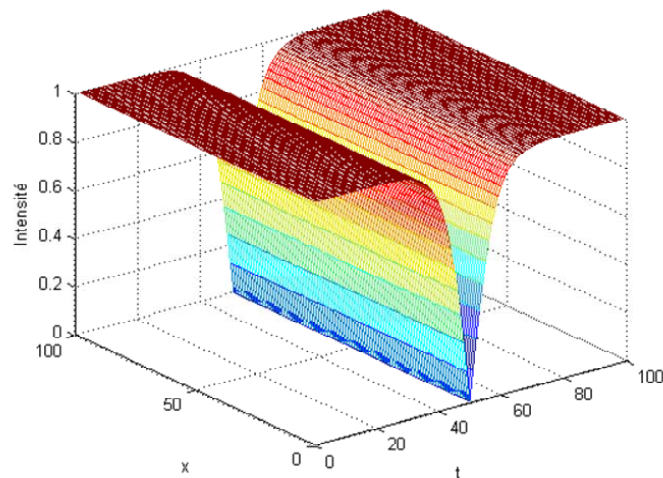


Figure 2.11: Soliton noir[16]

-Les valeurs des paramètres qui sont utilisés pour tracer les figures (2.5, 2.7, 2.8, 2.9,

2.10):

Le coefficient non linéaire de kerr γ , la valeur standard de γ en silice autour de $2W^{-1}km^{-1}$.

Les valeurs typiques de l'indice de réfraction non linéaire pour la silice n_2 sont de l'ordre de $2.6 \times 10^{-20} m^2W^{-1}$ à λ égale $1.55 \mu m$.

L_A c'est la longueur d'automodulation de phase de l'ordre de $3mm$.

La valeur de paramètre de la dispersion chromatique (vitesse de groupe) pour la silice $\beta_2 = -10.2 ps^2/km$.

2.6 Physique des solitons

2.6.1 Exemple des solitons hydrodynamiques

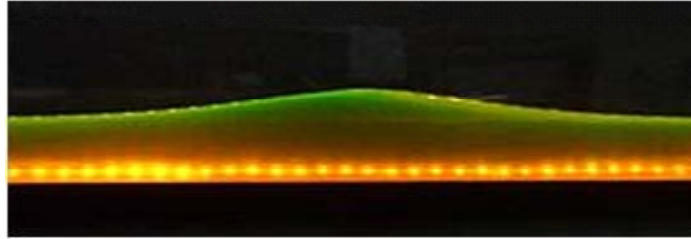


Figure 2.12 : Soliton hydrodynamique[10].

Le phénomène associé a été décrit pour la première fois par l'Écossais *John Scott Russell* [10] qui l'a observé initialement en se promenant le long d'un canal: il a suivi pendant plusieurs kilomètres une vague remontant le courant qui ne semblait pas vouloir faiblir. À la suite de cette observation, *Russell* réalisa expériences à l'aide d'un canal artificiel, convaincu qu'il était du caractère inconnu de ce phénomène.

Cette découverte avait entraîné une controverse dans le mode scientifique, la question étant de savoir si les équations de mécanique de fluides de l'époque possédaient de telles solutions tant il était admis que les ondes devaient disperser à long terme. Il n'existait en fait pas d'équation pour décrire de telles ondes. *Russell* découvrit donc une solution d'une équation encore inconnue! Plusieurs auteurs ont, à cette époque, contribué à comprendre ce phénomène mais ce sont *Korteweg et de Vries* [11] qui découvrirent en 1895 l'équation, non linéaire, décrivant la propagation d'ondes de grande longueur d'onde à la surface d'un canal étroit et peu profond. La controverse sera close quand il sera établi 70 ans plus tard par *Zabusky et Kruskal* que l'équation dite de «*Korteweg et de Vries*» (**KdV**) admet comme solutions des solitons dont celui de *Russell* [12].

Et en 1926, *Schrödinger* publiât quatre articles sur la quantification du champ en tant que problème aux valeurs propres, introduisant la fameuse équation qui porte aujourd'hui son nom. Cette équation est de première importance, non seulement en mécanique quantique

mais aussi en optique non linéaire.

L'équation de **Schrödinger** décrit en effet en première approximation l'évolution non linéaire des enveloppes d'ondes, à la surface d'eau profonde mais aussi électromagnétiques, tandis que l'équation KdV décrit l'évolution des ondes en eau profonde [13].

Les solitons hydrodynamiques ne sont donc qu'un exemple parmi bien d'autres : la modélisation des supraconducteurs, le transport d'énergie dans l'ADN utilise le modèle des solitons [5]. Mais, incontestablement, l'optique est le domaine où l'étude des solitons est la plus riche [6].

2.6.2 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).

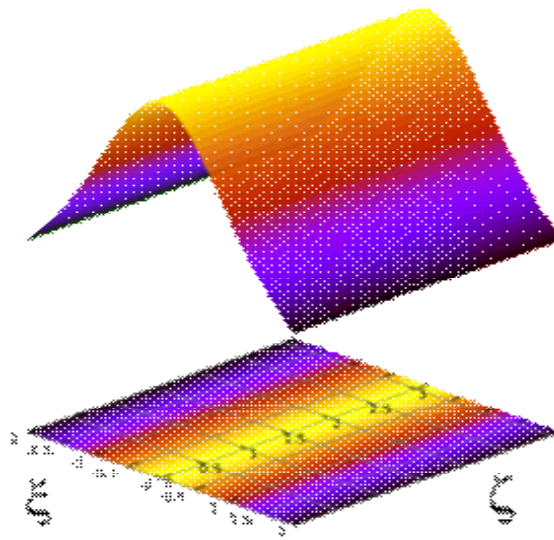


Figure 2.13 : Évolution spatio-temporelle d'un soliton optique fondamental qui se propage sans se déformer [6]

Origine du soliton optique

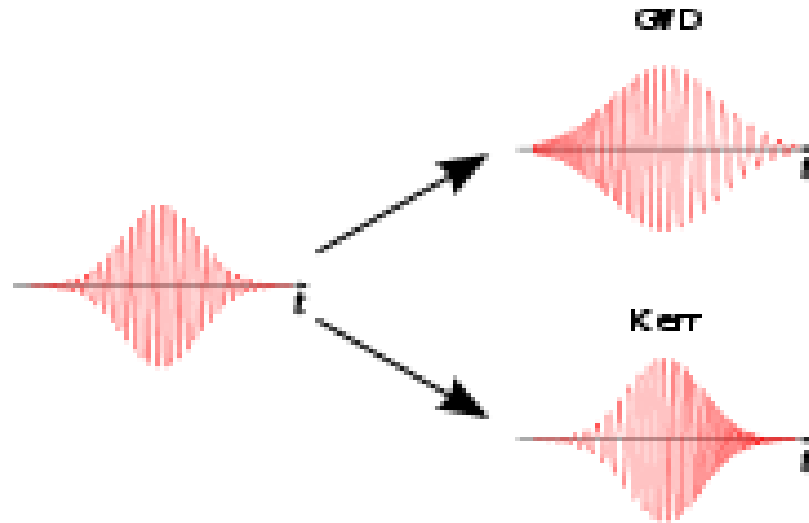


Figure 2.14: action de l'automodulation de phase et de la dispersion[5]

Le soliton naît d'un équilibre entre deux effets qui se compensent. Dans le cas d'un soliton optique, ces effets sont essentiellement l'automodulation de phase et la dispersion anormale. Imaginons une impulsion électromagnétique se propageant. L'automodulation 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'automodulation 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

-L'utilisation de solitons a été proposée pour améliorer la performance des transmissions dans les réseaux optiques de télécommunications en 1973 par Akira Hasegawa du

laboratoire Bell d'AT&T [5]. En 1988, Lin Mollenauer et son équipe transmettent 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. En 1991, toujours aux Bell Labs, une équipe transmet des solitons sur plus de 14 000 km en utilisant des amplificateurs à erbium.

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 terabit par seconde (1 000 000 000 000 bits par seconde). En 2001, les solitons trouvent une application pratique avec le premier équipement de télécommunications transportant du trafic réel sur un réseau commercial.

2.6.3 Le soliton optique un outil pour les télécommunications

L'exemple des solitons hydrodynamiques permet une mise en évidence frappante de la réalité des solitons et de leur place pour la compréhension de la propagation des ondes quand les milieux deviennent non-linéaires, généralement du fait de la forte intensité des ces ondes. Les théories fondamentales liées à ce domaine de recherche peut donc pleinement se justifier pour une meilleure compréhension de la physique non linéaire. Elles prennent cependant une autre dimension pour une application assez révolutionnaire : l'emploi de signaux lumineux solitons dans les fibres optiques. En effet, les impulsions temporelles, correspondant aux débits d'information d'une transmission télécom par fibre, ont tendance à s'élargir lors de la propagation à cause de la dispersion naturelle (i.e. toutes les fréquences ne se propagent pas à la même vitesse) limitant ainsi les débits utilisables. Si ces impulsions sont des solitons, elles sont donc des paquets d'ondes dont l'enveloppe garde une forme constante au cours de la propagation: la capacité de transport l'informations d'un système à solitons est donc beaucoup plus grande. Encore faut-il pouvoir propager de telles ondes dans les fibres optiques.

Principe du soliton temporel Cela est rendu possible par l'effet Kerr optique présent dans la silice. Dans un milieu présentant l'effet Kerr optique, l'indice de réfraction du milieu, c'est à dire la vitesse de phase v du milieu (puisque $v = c/n$ avec c la vitesse de l'onde dans le vide), dépend de l'intensité lumineuse I :

$$n(I) = n_0 \pm n_2 I$$

où n_0 est l'indice de réfraction linéaire habituel. Le coefficient n_2 est une constante caractéristique du matériau liée au tenseur de susceptibilité électrique 2. Suivant le milieu, l'indice peut être augmenté ($+n_2 I$) ou réduit ($-n_2 I$). Dans la silice, cet effet est relativement faible et augmente l'indice (ou réduit la vitesse). Il en résulte donc un effet de modulation de phase par l'intensité lumineuse du faisceau. Pour la fréquence qui se propage, après un parcours de longueur L , le déphasage vaut

$$\Phi = \Phi_{Lin} + \Delta\Phi_{NL} = (n_0 + n_2 I)\omega L/c$$

Cet effet crée un retard de phase qui est maximal au pic (en intensité) de l'impulsion. Cette variation temporelle de la phase à l'intérieur de l'impulsion induit une variation de fréquence instantanée (définie comme l'opposée de la dérivée temporelle de la phase, voir Fig. 2.15).

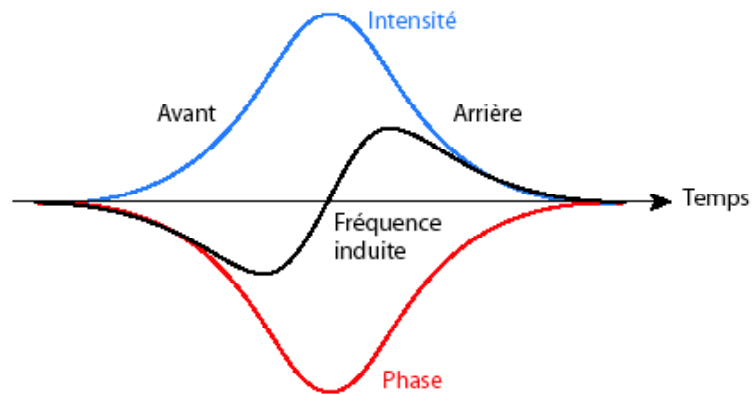


Figure 2.15: Profils d'intensité, de phase et de fréquence induits par la non-linéarité Kerr dans une fibre optique[5].

L'avant de l'impulsion voit donc ses fréquences être réduites alors que les fréquences en fin d'impulsion sont augmentées. A ce stade du raisonnement, l'effet non-linéaire seul est donc un effet parasite, d'autant plus gênant que la puissance et les distances de transmission sont grandes. Toutefois, la dispersion chromatique de la silice est anormale aux longueurs d'onde des télécoms. Ce qui signifie que les courtes longueurs d'onde se propagent plus vite que les longues, élargissant du même côté l'impulsion en sortie de fibre. Cependant, la dispersion peut être compensée par l'automodulation de phase, En effet, d'une part, à cause de l'effet Kerr les grandes longueurs d'onde se retrouvent à l'avant de l'impulsion, mais elles se propagent plus lentement à cause de la dispersion, tandis que les courtes longueurs d'onde sont reléguées à l'arrière par l'effet Kerr, mais accélérées par la dispersion. Nous voyons donc que la dispersion chromatique et l'effet Kerr sont deux effets antagonistes qui, si l'intensité de l'impulsion (ainsi que sa forme) est ajustée de manière à compenser exactement l'élargissement naturel, permettra une propagation de l'impulsion de type soliton[5].

-Dans une fibre optique, l'information est transportée par des ondes lumineuses qui s'élargissent donc naturellement au cours de la propagation et sont sensibles aux imperfections

de la fibre. Plus robustes que des impulsions classiques, les solitons se propagent idéalement sans se disperser, ni changer de fréquence. Leur mise en œuvre dans les communications optimise l'utilisation des fibres optiques puis qu'ils permettent de véhiculer une quantité d'information beaucoup plus grande, sur de très longues distances, et en réduisant les imperfections lors de la transmission. Ces solitons optiques ont été prédits en 1973 par Hasegawa et Tappert [9], puis observés expérimentalement 1980 par Mollenauer et ses collaborateurs[10].

Rapidement les potentialités des solitons temporels pour les télécommunications ont été testées avec succès [11]. Cependant, la propagation des solitons dans les fibres a montré l'importance de termes jusqu' alors négligés ou mal connus, qu'il a fallu prendre en compte dans des modèles plus complets. Une nouvelle technique permettant de combattre la dispersion dans les fibres est alors apparue dans les années 90. Elle consiste à faire propager des ondes dans une fibre qui possède deux coefficients de dispersion différents[12]. Dans un premier tronçon, le coefficient de dispersion est négatif, puis dans un second tronçon il est positif. Dans la première partie, l'onde se disperse puis elle se reforme dans la seconde partie. Il ne s'agit donc plus véritablement d'un soliton, puisque l'impulsion de départ ne retrouve sa forme initiale que de manière périodique, mais on utilise tout de même le terme de soliton à gestion de la dispersion, malgré la l'absence de non-linéarité. La recherche s'est orientée dans cette voie pour (dévetel-lopper) l'utilisation des solitons [3] dans les réseaux à fibres [14]. Les résultats sont très encourageants puisque des systèmes commerciaux ut les résultats à comparer avec les quelques giga bits par seconde des systèmes classiques actuels. Utilisant ce type de solitons permettent d'atteindre des débits de l'ordre du terabit par seconde sur une distance de plusieurs milliers de kilomètres [15]. Parallèlement à ces développements sur les solitons temporels, les capacités des transmissions linéaires à fibres se sont très nettement améliorées. La méthode actuelle la plus largement employée pour profiter des capacités de la fibre optique (limitée par la dispersion en régime linéaire), est donc d'augmenter le transfert d'informations sur un même canal par multiplexage[4].

2.6.4 La structure interne des solitons:

Des chercheurs américains rapportent dans les (Proceedings of the National Academy of Sciences)avoir découvert de nouvelles propriétés des solitons, ces ondes solitaires qui se propagent sans se déformer dans un milieu non-linéaire. En effet, à l'image des électrons présents dans un atome, l'électron qui se trouve dans un soliton peut également atteindre différents niveaux d'énergie. A terme, les solitons pourraient servir à faire fonctionner les muscles artificiels de robots, formés de polymères organiques,une fois celle-ci bien comprise, les solitons pourraient servir à faire fonctionner des muscles artificiels.

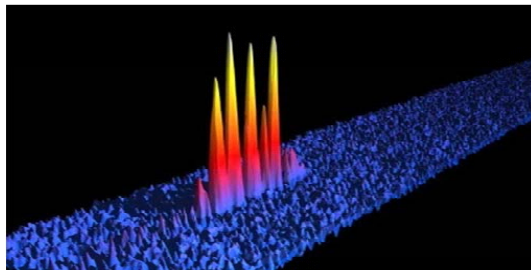


Figure 2.16: Les soliton sont une structure interne complexe
Une fois celle-ci bien comprise,les solitons pourraient
servir àfaire fonctionner de muscles artificiels.

Chaque soliton est formé d'un électron entouré d'autres particules nommées phonons. A la différence des autres ondes, les ondes solitaires ne se déforment pas lorsqu'elles traversent un milieu non-linéaire. Ainsi, dans les fibres optiques, les ondes lumineuses s'atténuent au fur et à mesure de leur progression. Si elles ne sont pas progressivement amplifiées, elles disparaissent. Les ondes solitaires, quant à elles, peuvent se propager sans assistance, tout en conservant leur structure. Une nouvelle étude montre que la structure des solitons est complexe, et que l'électron de chacune de ces particules peut atteindre différents niveaux d'énergie. ” Nous savions que de telles structures électroniques existaient dans tous les atomes, mais c'est la première fois que nous l'observons dans un soliton ”,

2.7 Conclusion

Les recherches scientifiques nous ont montré que l'impulsion non linéaire solitaire se déplace dans un milieu dispersif sans être déformée, elle ne subit aucune distorsion lors de sa propagation; donc l'onde solitaire possède la merveilleuse propriété de se propager dans un milieu dispersif sans changer sa forme. Et dans le cas d'un milieu non dispersif, montre que plus la distance de propagation de l'impulsion augmente plus l'impulsion qui se déplace sans changement du spectre et l'impulsion garde sa forme initiale.

TROISIEME CHAPITRE

Etude de la propagation des solitons

dans les fibres optiques

Chapitre 3

Etude de la propagation des solitons dans les fibres optiques

Le concept de soliton constitue un exemple symptomatique de phénomène physique intrinsèquement non linéaire et son histoire est intimement liée au développement des théories des équations d'ondes non linéaires. À ce titre, on sait maintenant que les solitons se manifestent naturellement dans la plupart des systèmes non linéaires. Dans ce chapitre, nous présentons les structures de la fibres optique et de coupleur optique directionnel, ainsi que leur différents types. Ce chapitre est consacré à la modélisation de l'évolution des solitons au cours de leur propagation dans un coupleur optique.

3.1 Les fibres optiques: généralités

La fibre optique occupe de plus en plus de place dans les systèmes de communications optiques. En plus de son rôle de guidage, elle est à la base de la réalisation de plusieurs composants optiques comme les filtres, les réseaux de Bragg, les amplificateurs à fibre dopée à l'erbium et les coupleurs optiques directionnels [14]. La lumière entre dans la fibre par un bout et sort de l'autre bout telle qu'elle est rentrée. C'est ce que nous croyons et aussi observons à première vue, malheureusement mais aussi heureusement, la situa-

tion n'est pas aussi simple que nous croyons. En effet, il se passe entre les deux bouts de la fibre des phénomènes aussi diverses que complexes. D'un côté, ces phénomènes compliquent énormément l'utilisation de la fibre mais d'un autre côté ils sont à l'origine de plusieurs applications intéressantes, telles que les réseaux de Bragg et leurs intérêts dans les télécommunications à haut débit [3].

Une fibre optique est un fil transparent très fin qui a la propriété de conduire la lumière et sert dans les transmissions terrestres et océaniques de données. Cylindrique, elle est composée d'un coeur 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 3.1).

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

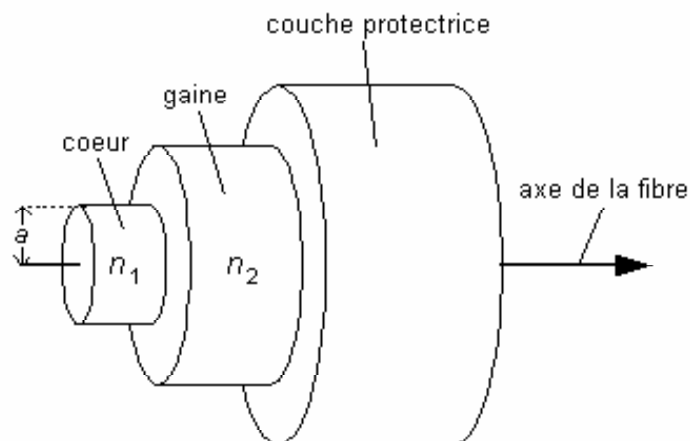


Figure 3.1: Schéma d'une fibre optique.

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. 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 "curliquide" 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.
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.

La silice est un composé oxygéné de silicium, de formule SiO_2 , présent dans un grand nombre de minéraux, tels que le quartz, la calcédoine et l'opale. La silice, est un matériau dispersif, c'est à dire que son indice de réfraction dépend de la longueur d'onde.

L'étude de la propagation dans un guide électromagnétique fait apparaître la notion de mode de propagation, quantifiée par les paramètres du guide. Dans le cas des fibres optiques, cette quantification conduit à une première classification: on distingue les fibres monomodes, dans lesquelles un seul mode de propagation est possible, et les fibres multimodes où plusieurs modes (quelques centaines ou milliers dans les fibres habituelles) peuvent coexister.

Cette classification peut être déterminée au moyen de la fréquence normalisée V qui est un des paramètres important d'une fibre optique, qu'on définit comme:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$$

Le terme $\sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ représente l'ouverture numérique qui se traduit par l'angle maximale d'injection des faisceaux lumineux qui peuvent être guidés dans la fibre. λ est la longueur d'onde de la lumière, n_1 l'indice de coeur, n_2 l'indice de la gaine et a le diamètre de coeur.

Si $V \leq 2.405$, la fibre est monomodale ou unimodale.

Si $V \geq 2.405$, la fibre est multimode, le nombre de modes se propageant dans le coeur est égal approximativement à $V^2/2$ [18].

Fibres monomodales

Les fibres monomodes, ont un coeur de 10 micromètres, ce qui permet un bon guidage du rayon lumineux et empêche les réflexions abusives et permet une bonne transmission dans la fibre. C'est ce type de fibre que l'on utilise pour des transmissions de données rapides et sur de grandes distances.

Fibres multimodes

Les fibres multimodes, ont un coeur de diamètre plus important que les fibres monomodes. Le gros diamètre du coeur 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: Les fibres dites à saut d'indice: Ce type de fibre possède un diamètre de coeur plus important (50 à 85 micromètres). La propagation de la lumière suit les lois de l'optique géométrique avec réflexion totale des rayons à l'interface entre les verres de coeur et de la gaine. Elle est efficace sur de courtes distances.

Les fibres dites à gradient d'indice: possède un diamètre du coeur qui varie entre 50

et 62.5 micromètres. L'indice de réfraction diminue progressivement du coeur jusqu'à l'interface de la gaine. La propagation est approximativement une onde sinusoïdale. Elle est la plus utilisée pour les moyennes distances, et notamment en informatique.

La figure suivante présente, la propagation de la lumière dans les trois familles de fibres les plus utilisées actuellement.

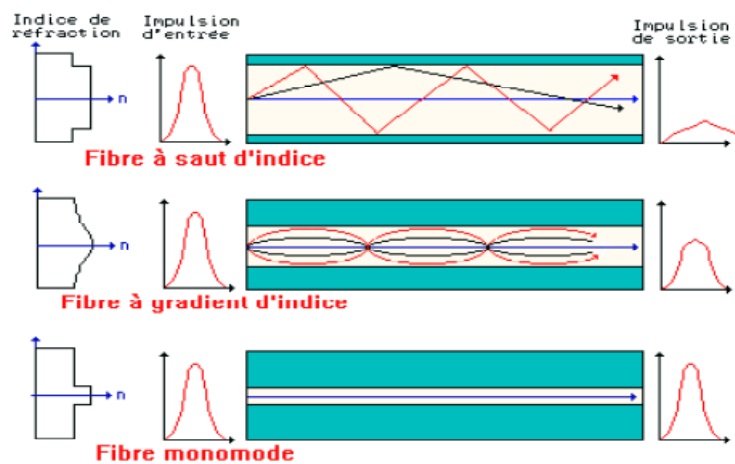


Figure 3.2: Propagation de la lumière dans les trois types de fibres.

3.1.1 Phénomène d'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 α , déterminé à partir des puissances d'entrée P_E et de sortie P_S de la lumière se propageant dans une fibre de longueur L .

Ce coefficient s'exprime généralement en dB/km :

$$\alpha (d\beta/km) = -\frac{10}{L} \log \left[\frac{P_S}{P_E} \right]$$

Elle caractérise l'affaiblissement du signal au cours de la propagation.

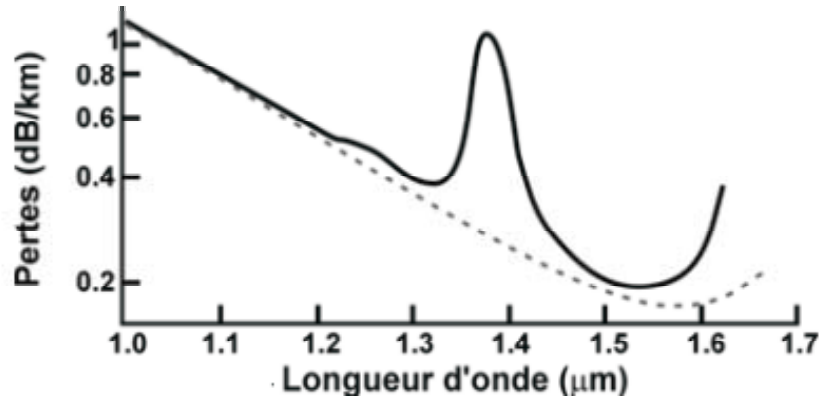


Figure 3.3: Atténuation dans une fibre optique.

3.2 Dispersion dans les fibres optiques

Il existe deux types de dispersion, la dispersion chromatique et la dispersion intermodale.

1-La dispersion chromatique: est exprimée en $ps/(nm \cdot km)$ elle caractérise l'étalement du signal lié à sa largeur spectrale (deux longueurs d'ondes différentes ne se propagent pas exactement à la même vitesse). Cette dispersion dépend de la longueur d'onde considérée et résulte de la somme de deux effets:

la dispersion propre au matériau, et la dispersion du guide.

-Dispersion due au matériau: la dispersion résulte d'une sensibilité du milieu à la fréquence de l'onde au niveau microscopique.

-Dispersion due au guidage: cette dispersion résulte de la nature ondulatoire de l'onde et du désir de confiner l'onde dans un volume restreint de façon à imposer à l'onde une direction de propagation.

Les propriétés optiques d'un matériau diélectrique transparent comme la silice sont dépendantes de la fréquence optique du rayonnement qui le traverse. La dispersion chro-

matique 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 [4].

Loin des résonances du matériau, l'indice de réfraction peut s'exprimer à partir de l'équation de Sellmeier [7]:

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \quad (3.1)$$

Avec $\omega = 2\pi c/\lambda$, donc notre équation peut s'écrire aussi sous la forme:

$$n^2(\lambda) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_j^2} \text{ où } \lambda \text{ est en micromètres} \quad (3.2)$$

Pour la propagation de la lumière visible et proche infrarouge dans la silice, la solution de l'équation (3.2) par les mesures expérimentales de l'indice de réfraction pour $m = 3$ donne [8]:

$$\begin{aligned} B_1 &= 0.69616630, B_2 = 0.40794260, B_3 = 0.89747940 \\ \text{et } \lambda_1 &= 0.06840430 \mu m, \lambda_2 = 0.11624140 \mu m, \lambda_3 = 9.896161 \mu m \end{aligned} \quad (3.3)$$

La figure 3.4: illustre la décroissance de l'indice de réfraction du verre de silice en fonction de la longueur d'onde.

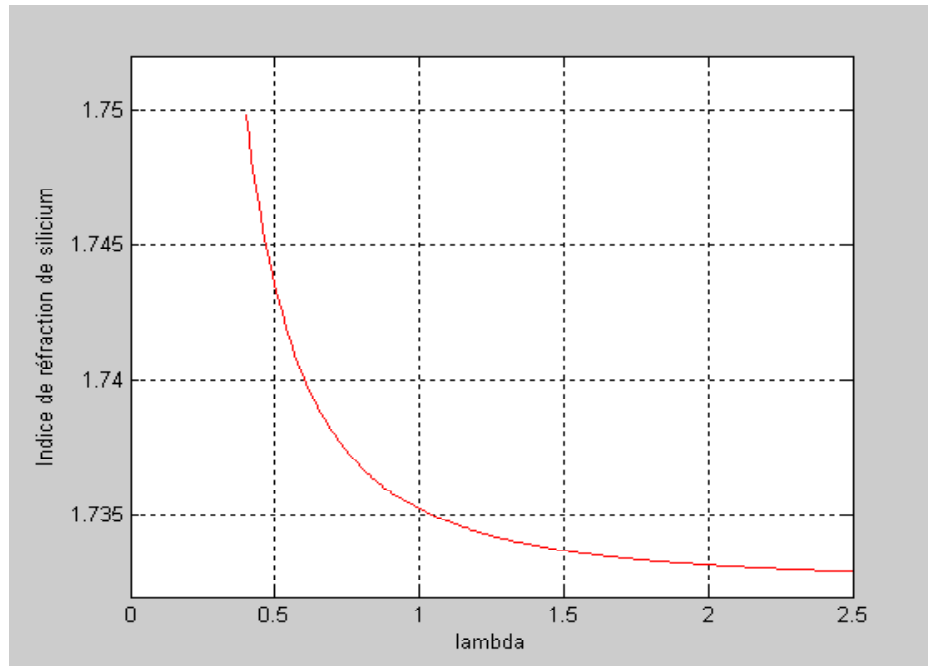


Figure 3.4: Indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde

Relation de dispersion

La vitesse de phase d'une onde est donnée par:

$$v_{\varphi} = \frac{\omega}{\beta} = \frac{c}{n(\omega)} \quad (3.4)$$

En utilisant l'équation (3.1), on obtient la relation de dispersion pour le cas du verre de la silice, qui est la suivante:

$$\beta(\omega) = \frac{\omega}{c} \left(1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \right)^{1/2} \quad (3.5)$$

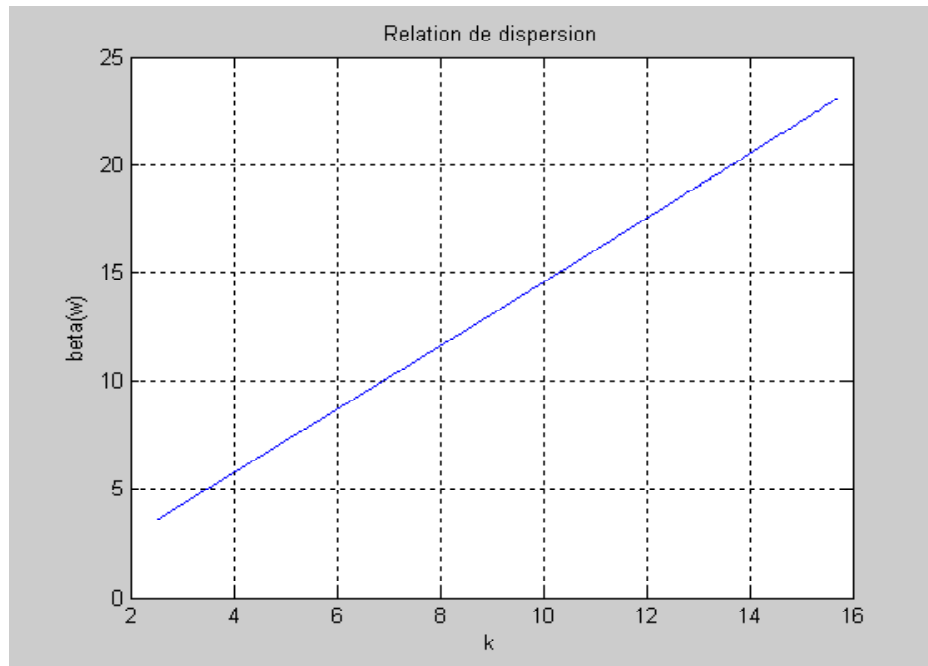


Figure 3.5: Relation de dispersion $\beta(\omega)$ pour le verre de silice

2-La dispersion intermodale

La cause principale de l'élargissement des impulsions dans les coupleurs optiques est la dispersion intermodale. Cet élargissement est provoqué par les différences des temps de parcours des rayons (ou des modes). La dispersion intermodale D_i est l'élargissement temporel maximum t d'une impulsion par unité de longueur de coupleur. L'énergie lumineuse injectée à l'entrée d'un coupleur optique directionnel est répartie entre différents modes. Elle s'écrit:

$$D_i = \frac{t_{\max} - t_{\min}}{L} = \frac{\tau}{L} \text{ (ps/km)} \quad (3.6)$$

avec t_{\max} et t_{\min} respectivement le temps de parcours du mode le plus lent et celui du mode le plus rapide.

Dans le coupleur optique, le rayon le plus rapide est celui dont le trajet est paral-

lèle à l'axe de coupleur. Ce rayon est associé à l'angle θ égal à 0 et au mode appelé «*mode fondamentale*» LP_{01} .

De même, le rayon le plus lent fait un angle θ_{\max} par rapport à l'axe du coupleur avec θ_{\max} défini par :

$$\theta_{\max} = \arcsin \left(\frac{\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}{n_1} \right) \quad (3.7)$$

et

$$\tau = t_{\max} - t_{\min} = n_1 \times t_{\min} \times \Delta \quad (3.8)$$

avec

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \quad (3.9)$$

Δ est la différence relative d'indice.

Finalement on exprime la dispersion intermodale par:

$$D_i = \frac{n_1 \times \Delta}{c} \quad (3.10)$$

3.3 Les coupleurs optiques directionnels non linéaires

Les coupleurs directionnels non linéaires à composants passifs sont très utilisés dans les systèmes de communications optiques modernes. La bande passante dans le coupleur directionnel est d'habitude limitée par la dispersion intermodale plutôt que par la dispersion de la vitesse de groupe dans les fibres (ou guides) qui forment le coupleur.

3.3.1 Définition d'un coupleur optique directionnel

Le coupleur directionnel est un dispositif constitué de deux fibres optiques monomodes parallèles, il a quatre ports deux à l'entrée et deux ports à la sortie.

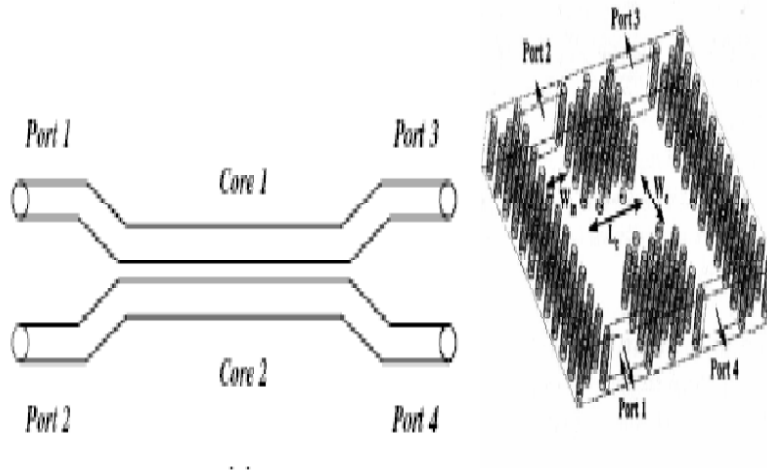


Figure 3.6: Schéma d'un coupleur optique directionnel

La bande passante dans le coupleur directionnel est d'habitude limitée par la dispersion intermodale plutôt que par la dispersion de la vitesse de groupe dans les fibres qui forment le coupleur. Le coupleur supporte de deux modes transverses: un mode pair avec une distribution de champ symétrique, et un mode impair avec une distribution de champ antisymétrique. Le transfert de la puissance optique entre les coeurs des deux fibres peut être décrit par un battement entre ces deux modes.

Le champ électrique $E(x,y,z,t)$ dans le coupleur est une superposition des champs de deux

modes :

$$E(x, y, z, t) = A_a(z, t) \Psi_a(x, y) \exp(j\beta_a z) + A_b(z, t) \Psi_b(x, y) \exp(j\beta_b z)$$

$A_a(z, t)$ et $A_b(z, t)$ sont des enveloppes, $\Psi_a(x, y)$ et $\Psi_b(x, y)$ sont des champs normalisés, β_a et β_b sont des constantes de propagation, pour les modes pairs et impairs.

Quand les deux fibres du coupleur optique sont rapprochées, la lumière sur l'une des fibres excite la propagation sur l'autre fibre.

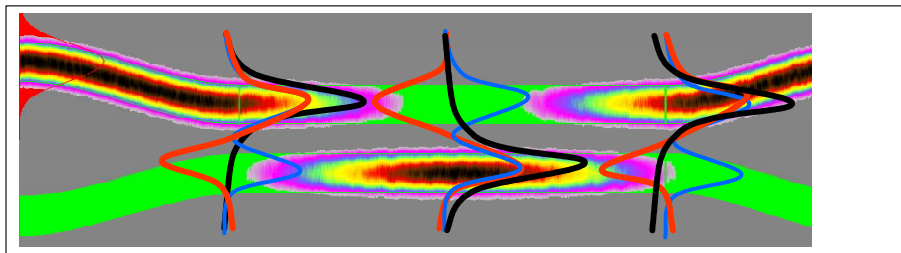


Figure 3.7: la propagation des impulsions dans un coupleur directionnel

3.3.2 Différents types de coupleurs optiques directionnel

Dans les réseaux de fibres optiques, les coupleurs permettent de distribuer le signal optique vers plusieurs fibres ou inversement, d'acheminer le signal venant de plusieurs fibres vers une seule. Le principe de base est celui du couplage par onde évanescente entre deux-fibres dont les coeurs sont très proches. Le champ électromagnétique s'étend au delà des coeurs. De ce fait, la lumière qui se propage dans un guide sent la présence de l'autre guide et se transfère progressivement dans l'autre guide. Si les guides sont identiques, la totalité de la lumière passe dans le second guide après une longueur d'interaction L_{inter} . Si cette région d'interaction est supérieure à L_{inter} , la lumière repasse dans le premier guide.

1-Coupleurs directionnels bouclés:

La mise en série de coupleurs bouclés est plus connue dans la littérature scientifique sous le terme anglo-saxon *DLL* pour "Delay Line with fiber Loop". Celle-ci se subdivise

en deux catégories suivant la connectique entre les coupleurs et permet la synthèse de la réponse impulsionnelle finie d'un filtre transversal (*NDLL* pour "Non recirculating Delay Line with fiber Loop") et infinie d'un filtre récursif et transversal (*RDLL* pour "Recirculating Delay Line with fiber Loop").

Nous présentons à titre d'exemple les résultats des filtres obtenus en configuration *NDLL* et *RDLL* lorsque seulement deux coupleurs et un amplificateur optique sont utilisés. A partir de la structure *NDLL*, il est possible de modifier l'allure de la réponse du filtre passe-bande en ajustant les coefficients de couplage. L'architecture *RDLL* en revanche permet en plus de la réalisation du filtre passe-bande l'obtention d'un filtre stop bande dont on peut ajuster la profondeur d'atténuation jusqu'à un filtre passe tout, ceci en fonction du coefficient de couplage du premier coupleur.

2-Coupleurs directionnels non bouclés:

Cette architecture est nommée "Mach – Zehnder Lattice" Elle utilise des lignes à retard d'une longueur L insérées entre deux coupleurs consécutifs au nombre total de $(N + 1)$. La dernière ligne à retard est quant à elle d'une longueur supérieure ($N.L$) de sorte que la réponse impulsionnelle, par un ajustement approprié des différents coefficients de couplage permet la réalisation d'une réponse impulsionnelle finie et symétrique de type transversal.

3-coupleurs bidirectionnels:

Un coupleur bidirectionnel se caractérise par 4 paramètres: Isolation, Couplage, Directivité, Transmission.

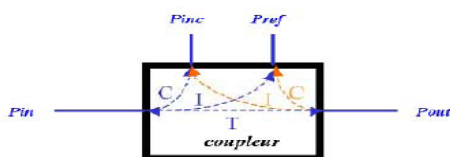


Figure 3.8: coupleur bidirectionnel

4-Coupleur Rate Race : coupleur de courte vitesse

Ce coupleur à haute directivité nous assure la possibilité d'effectuer des mesures avec une incertitude minimale pour des IRL pouvant aller jusqu'à $((-25 \text{ dB}) - (-30 \text{ dB}))$.

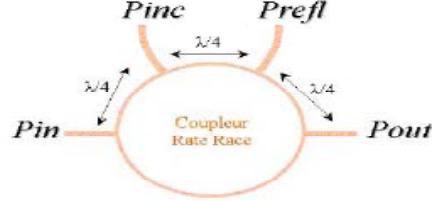


Figure 3.9: Rate Race coupleur

3.4 Modélisation de la propagation des solitons dans un coupleur optique directionnel

La propagation dans un coupleur directionnel est modélisée par le système d'équations couplées non linéaire de Schrödinger (CNLSE) [19]:

$$\begin{aligned}
 & i \frac{\partial A_1}{\partial z} + \beta_{01} A_1 + i \beta_{11} \frac{\partial A_1}{\partial t} - \frac{\beta_{21}}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} + (C_{11} |A_1|^2 + C_{12} |A_2|^2) A_1 + \\
 & k_{01} A_2 + i k_{11} \frac{\partial A_2}{\partial t} - \frac{k_{21}}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} = 0 \\
 & i \frac{\partial A_2}{\partial z} + \beta_{02} A_2 + i \beta_{12} \frac{\partial A_2}{\partial t} - \frac{\beta_{22}}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} + (C_{21} |A_1|^2 + C_{22} |A_2|^2) A_2 + \\
 & k_{02} A_1 + i k_{12} \frac{\partial A_1}{\partial t} - \frac{k_{21}}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} = 0
 \end{aligned} \tag{3.11}$$

$\beta_{0n}, \beta_{1n}, \beta_{2n}$ et k_{0n}, k_{1n}, k_{2n} Sont les coefficients du développement de Taylor.

$$\beta_n(\omega) = \beta_{0n} + (\omega - \omega_0) \beta_{1n} + \frac{1}{2} (\omega - \omega_0)^2 \beta_{2n} + \dots,$$

$$n = 1, 2 \text{ et } \beta_{jn} = \left(\frac{d^j \beta_n}{d\omega^j} \right)_{\omega=\omega_0}$$

$$k_n(\omega) = k_{0n} + (\omega - \omega_0) k_{1n} + \frac{1}{2} (\omega - \omega_0)^2 k_{2n} + \dots,$$

$$n = 1, 2 \text{ et } k_{jn} = \left(\frac{d^j k_n}{d\omega^j} \right)_{\omega=\omega_0}$$

ω_0 : la fréquence de la porteuse.

β_{0n} : le nombre d'onde calculé à $\omega = \omega_0$.

β_{1n} : l'inverse de la vitesse du groupe.

β_{2n} : la vitesse de groupe de la dispersion.

k_{0n} : le coefficient de couplage linéaire

k_{1n} : le coefficient de la dispersion intermodale.

k_{2n} : coefficient d'ordre élevée.

$C_{11}, C_{12}, C_{21}, C_{22}$ sont les coefficients de Kerr où habituellement pour les fibres monomodes *SiO₂*, nous avons:

$$C_{11} = C_{22} = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} = C_{SPM}$$

((*SPM*) auto modulation de phase)

A_{eff} (la surface effective du mode) c'est un terme de phase supplémentaire en fonction de l'indice de réfraction non-linéaire et de la puissance injectée dans le guide. Ce terme se traduit par une auto modulation de phase et un étalement de l'impulsion optique.

$$C_{12} = C_{21} = C_{XPM}$$

((*XPM*) la modulation croisée de phase)

Usuellement les termes incluant C_{12}, C_{21} sont négligées puisque ces coefficients sont associés à un chevauchement intégral amener à XPM extrêmement faible. Donc on obtient les transformations suivantes par un changement des variables:

$$A_n = U_n \exp\left(i \frac{\beta_{01} + \beta_{02}}{2} z\right), n = 1, 2$$

$$T = t - \frac{\beta_{11} + \beta_{12}}{2} z$$

Alors le système 3.11 devient:

$$\begin{aligned} & i \frac{\partial U_1}{\partial z} + \frac{\delta\beta_0}{2} U_1 + i \frac{\delta\beta_1}{2} \frac{\partial U_1}{\partial T} - \frac{\beta_{21}}{2} \frac{\partial^2 U_1}{\partial T^2} + (C_{SPM} |U_1|^2 + C_{XPM} |U_2|^2) U_1 + \\ & k_{01} U_2 + ik_{11} \frac{\partial U_2}{\partial T} - \frac{k_{21}}{2} \frac{\partial^2 U_2}{\partial T^2} = 0 \\ & i \frac{\partial U_2}{\partial z} + \frac{\delta\beta_0}{2} U_2 + i \frac{\delta\beta_1}{2} \frac{\partial U_2}{\partial T} - \frac{\beta_{22}}{2} \frac{\partial^2 U_2}{\partial T^2} + (C_{XPM} |U_1|^2 + C_{SPM} |U_2|^2) U_2 + \\ & k_{02} U_1 + ik_{12} \frac{\partial U_1}{\partial T} - \frac{k_{22}}{2} \frac{\partial^2 U_1}{\partial T^2} = 0 \end{aligned} \quad (3.12)$$

$(\delta\beta_0 = \beta_{01} - \beta_{02})$ est le retard de la vitesse de phase entre les deux impulsions.

$(\delta\beta_1 = \beta_{11} - \beta_{12})$ est le retard de la vitesse de groupe entre les deux impulsions.

Quand les deux impulsions coïncident dans la longueur d'onde, ces deux termes disparaissent des équations, ce qui ramène à deux fibres qui ont les mêmes caractéristiques matérielles et géométriques.

En appliquant les transformations suivantes dans le système 3.12 .

$$\tau = \frac{T}{T_0}, \quad \zeta = \frac{z}{Z_0}, \quad u_i = \frac{U_i}{U_0}, \quad NL_{SPM} = U_0^2 Z_0 C_{SPM}, \quad NL_{XPM} = U_0^2 Z_0 C_{XPM}.$$

T_0 le temps initial

Z_0 la distance de la propagation

U_0 l'amplitude de l'impulsion

$$\begin{aligned}
& i\frac{\partial u_1}{\partial \zeta} + \Delta\beta_0 u_1 + i\Delta\beta_1 \frac{\partial u_1}{\partial \tau} + \frac{D_1}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} + (NL_{SPM} |u_1|^2 + NL_{XPM} |u_2|^2) u_1 + \\
& K_{01} u_2 + iK_{11} \frac{\partial u_2}{\partial \tau} + \frac{K_{21}}{2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} = 0 \\
& i\frac{\partial u_2}{\partial \zeta} - \Delta\beta_0 u_2 - i\Delta\beta_1 \frac{\partial u_2}{\partial \tau} + \frac{D_2}{2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} + (NL_{XPM} |u_1|^2 + NL_{SPM} |u_2|^2) u_2 + \\
& K_{02} u_1 + iK_{12} \frac{\partial u_1}{\partial \tau} - \frac{K_{22}}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} = 0
\end{aligned} \tag{3.13}$$

Ce coupleur est un dispositif symétrique et les coeurs des deux fibres sont identiques dans lesquelles les impulsions ont la même longueur d'onde.

Par conséquent, les deux impulsions n'influent pas par: les retards de la vitesse de phase, et la vitesse de groupe, en raison de la séparation des deux coeurs, le (XPM) est extrêmement faible donc le coefficient NL_{XPM} tend vers zéro.

Les coefficients K_{21} et K_{22} sont très petits devant les autres coefficients.

D'après ces approximations le système 3.13 devient:

$$\begin{aligned}
& i\frac{\partial u_1}{\partial \zeta} + \frac{D}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} + NL_{SPM} |u_1|^2 u_1 + K_0 u_2 + iK_1 \frac{\partial u_2}{\partial \tau} = 0 \\
& i\frac{\partial u_2}{\partial \zeta} + \frac{D}{2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} + NL_{SPM} |u_2|^2 u_2 + K_0 u_1 + iK_1 \frac{\partial u_1}{\partial \tau} = 0
\end{aligned} \tag{3.14}$$

avec

$$K_0 = k_0 Z, K_1 = k_1 \frac{Z_0}{T_0}, NL_{SPM} = U_0^2 Z_0 C_{SPM}, D = -\frac{\beta_2 Z_0}{T_0^2}$$

On choisit :

$$Z_0 = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}, U_0^2 = \frac{|\beta_2|}{T_0^2 C_{SPM}}$$

dans le cas de la dispersion anormale $\beta_2 < 0$ on obtient les résultats suivants

$$D = 1, NL_{SPM} = 1, K_0 = \frac{k_0 T_0^2}{|\beta_2|}, K_1 = \frac{k_1 T_0}{|\beta_2|}$$

Donc le système 3.14 devient comme suit:

$$\begin{aligned} i \left(\frac{\partial u_1}{\partial \zeta} + K_1 \frac{\partial u_2}{\partial \tau} \right) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} + |u_1|^2 u_1 + K_0 u_2 &= 0 \\ i \left(\frac{\partial u_2}{\partial \zeta} + K_1 \frac{\partial u_1}{\partial \tau} \right) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} + |u_2|^2 u_2 + K_0 u_1 &= 0 \end{aligned} \quad (3.15)$$

Une approche numériques est donc souvent nécessaire afin de simuler la propagation des impulsions dans les coupleurs. Un grand nombre de méthodes numériques peuvent être employées à cette fin. L'une des méthode qui a été employée intensivement pour les milieux dispersifs et non linéaires est la méthode de Split- Step Fourier (*SSFM*) connue par sa rapidité et de sa précision [18].

3.4.1 Méthode de Split- Step Fourier

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

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \left(\widehat{D} + \widehat{N} \right) A \quad (3.16)$$

Où \widehat{D} est un opérateur différentiel qui présente la dispersion et l'absorption dans un milieu non linéaire.

\widehat{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:

$$\widehat{D} = -j\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\alpha}{2} \quad (3.17)$$

$$\widehat{N} = j\gamma |A|^2 \quad (3.18)$$

Généralement, la dispersion et la non linéarité se produisent en même temps le long de la fibre. La méthode de SSF obtient une solution approximative en supposant qu'en propageant le champ optique sur une petite distance h , les effets dispersifs et non linéaires agissent indépendamment l'un de l'autre.

Plus spécifiquement, la propagation de z à $z + h$ est effectuée dans deux étapes:

1. Dans la première étape, la non linéarité agit seule et $\widehat{D} = 0$ dans l'équation 3.16
2. Dans la deuxième étape, la dispersion agit seule et $\widehat{N} = 0$ dans l'équation 3.16

Ce qui est traduit mathématiquement par:

$$A(z + h, t) = \exp\left(h\widehat{D}\right) \exp\left(h\widehat{N}\right) A(z, t) \quad (3.19)$$

L'opérateur $\exp\left(h\widehat{D}\right)$ peut être évalué dans le domaine de Fourier en utilisant:

$$\exp\left(h\widehat{D}\right) B(z, t) = F_t^{-1} \exp\left[h\widehat{D}(i\omega)\right] F_t B(z, t) \quad (3.20)$$

Où F_t est l'opérateur de la transformée de Fourier, $\widehat{D}(i\omega)$ est obtenu à partir de l'équation (3.17) en remplaçant l'opérateur différentiel $(\partial/\partial t)$ par $(i\omega)$, où ω représente la fréquence dans le domaine de Fourier.

L'utilisation de l'algorithme de (FFt) conduit à une rapide équation (3.20). C'est pour cette raison que la méthode de Split-Step Fourier peut être plus rapide jusqu'à deux ordres de grandeurs comparée à la méthode des différences finies.

La formule de Baker- Hausdorff [19] montre qu'à cet ordre, la méthode de Split- Step Fourier ne prend pas en compte la non-commutativité des deux opérateurs:

$$\exp\left(h\widehat{N}\right)\exp\left(h\widehat{D}\right) = \exp\left(h\widehat{N} + h\widehat{D} + \frac{1}{2}\left[h\widehat{N}, h\widehat{D}\right] + \frac{1}{12}\left[h\widehat{N} - h\widehat{D}, \left[h\widehat{N}, h\widehat{D}\right]\right] + \dots\right) \quad (3.21)$$

La méthode de Split Step Fourier consiste à découper l'espace en n pas puis à créer une boucle qui:

1. Avance d'un pas spatial.
2. Applique l'opérateur \widehat{N} dans l'espace du temps.
3. Effectue une transformée de Fourier vers l'espace des fréquences.
4. Applique l'opérateur \widehat{D} dans l'espace fréquentiel.
5. Effectue une transformée de Fourier inverse vers l'espace temporel.

La figure (3.1) illustre le principe de cette méthode numérique.

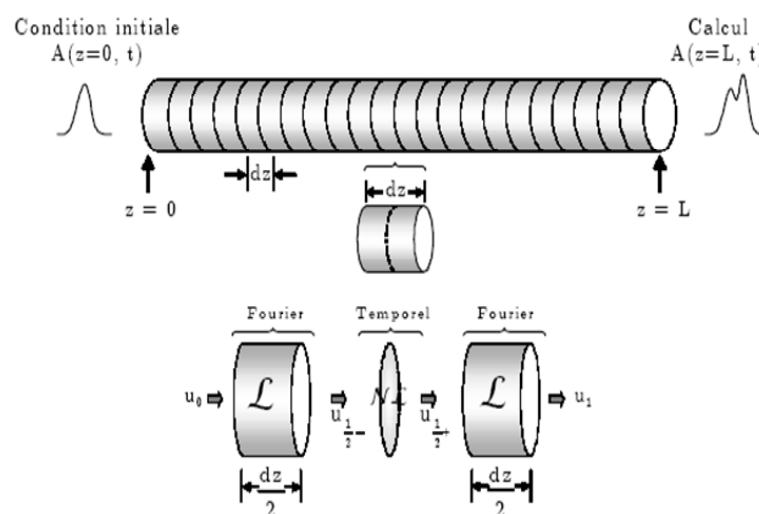


Figure 3.10: Représentation de la méthode Split-Step Fourier pour la résolution numérique de la NLSE

dans une fibre de longueur L .

La méthode de SSF a été appliquée à une grande variété de problèmes optiques comprenant la propagation d'ondes en atmosphère [20], les fibres [21], lasers à semi-conducteur [22], résonateurs instables [23], et les coupleurs de guide d'ondes [24]. 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. 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 recherche.

3.4.2 Résultats de la simulation

Nous avons appliqué la méthode numérique de Split-Step Fourier a été utilisée pour simuler l'évolution des solitons à l'intérieur d'un coupleur directionnel non linéaire (dans les deux fibres optiques monomodes qui forment le coupleur optique) par programmation de Matlab [19]. Soit un coupleur directionnel (les deux fibres optiques monomodes en silice pure) de longueur $L = 11835\mu m$, et de largeur égale $140\mu m$, où la valeur de paramètre de vitesse de groupe $\beta_2 = -10.2ps^2/km$ à la longueur d'onde $\lambda = 1.55\mu m$. La valeur du coefficient linéaire utilisée est $k_0 = 1$. La valeur du coefficient de la dispersion intermodale utilisée est $k_1 = (-0.15, -0.8, -2)[13]$. L'impulsion d'entrée est donnée sous la forme $U(0, t) = Nsech(t)$, avec $N = 2$ sont les impulsions non linéaires solitaires fondamentals [19].

Les résultats de nos simulations sont montrés dans les figures suivantes:

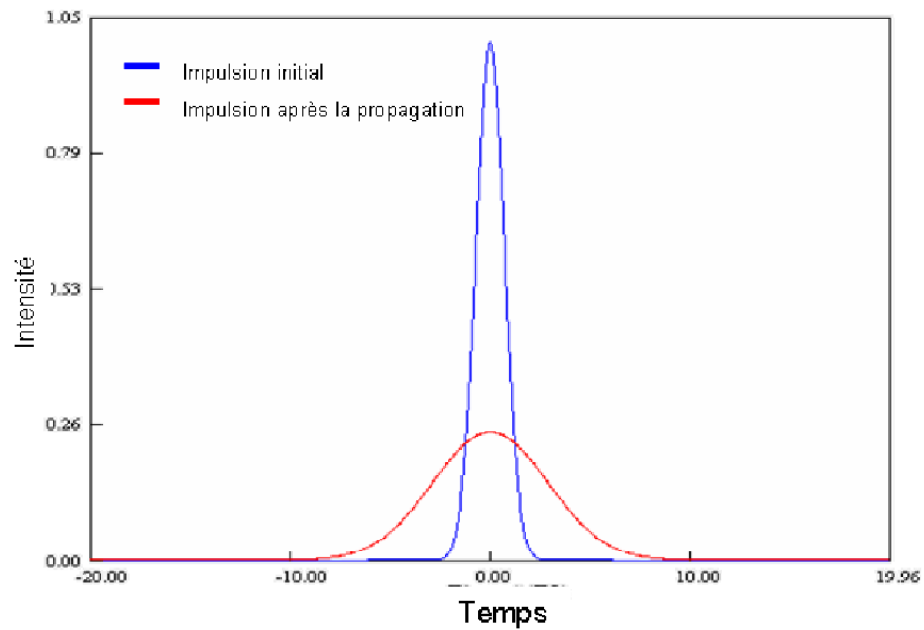


Figure 3.11: Profil d'impulsion initial et celle de l'impulsion après la propagation dans un coupleur directionnel.

La figure (3.11) représente le profil d'impulsion initial et celle d'impulsion après la propagation dans un coupleur optique directionnel. Ce résultat montre un changement dans l'impulsion, on remarque qu'il y a un élargissement temporel [13].

Maintenant nous tracons l'évolution des impulsions dans le coupleur pour les trois valeurs caractéristiques de la dispersion intermodale k_1 , ($k_1 = -0.15, -0.8, -2$) [13]

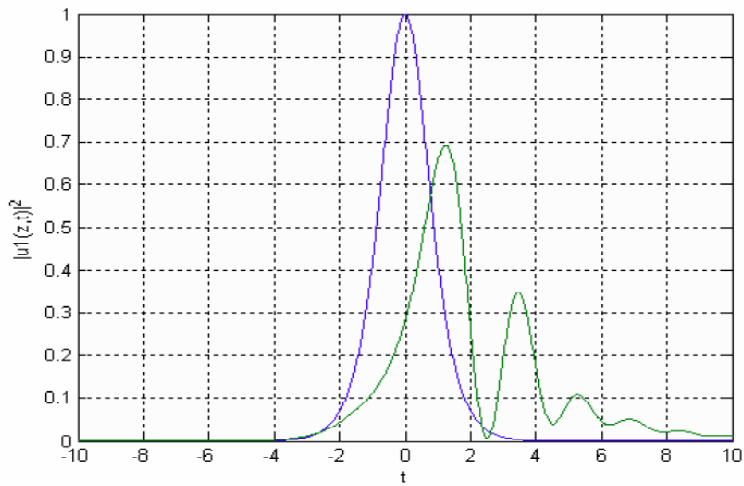


Figure 3.12: l'évolution de l'enveloppe $u_1(z, t)$ dans un coupleur directionnel pour $k_1 = -0.15$

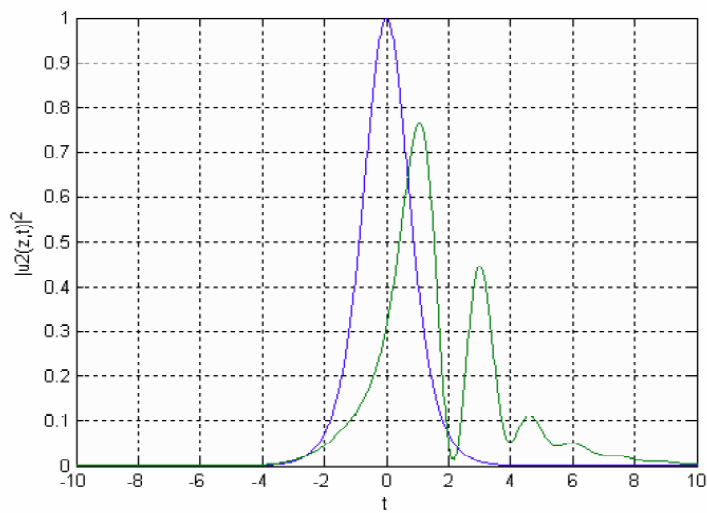


Figure 3.13: l'évolution de l'enveloppe $u_2(z, t)$ dans un coupleur directionnel pour $k_1 = -0.15$

Les deux figures (3.12) et (3.13) montrent que l'impulsion solitaire a changé. on remarque qu'il y a une distorsion, l'amplitude a diminué au cours du temps, il y'a aussi un changement de pic (4 pic) suivi par un élargissement temporel.

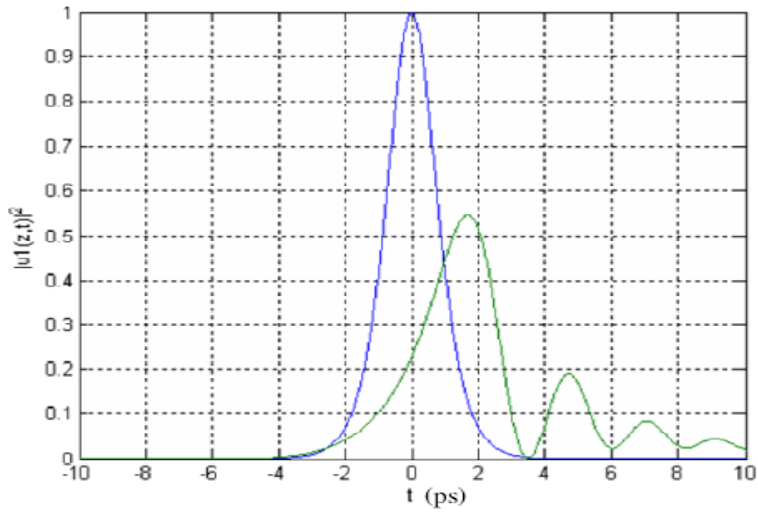


Figure 3.14: l'évolution de l'enveloppe $u_1(z, t)$ dans un coupleur directionnel pour $k_1 = -0.8$

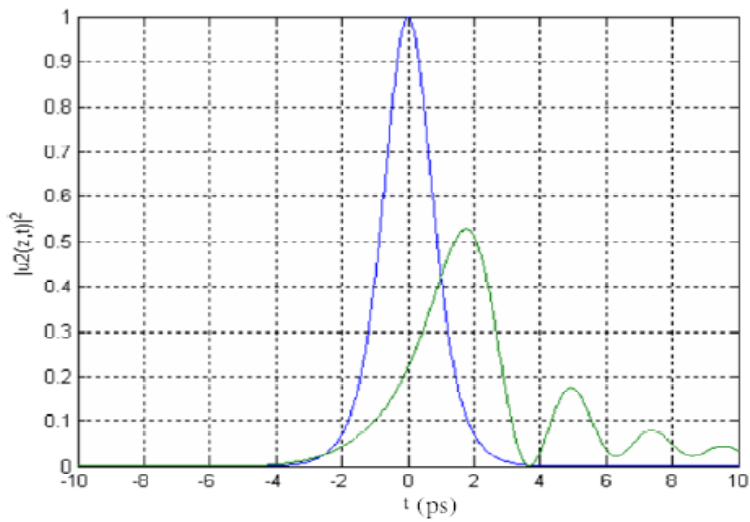


Figure 3.15: l'évolution de l'enveloppe $u_2(z, t)$ dans un coupleur directionnel pour $k_1 = -0.8$

Les deux figures(3.14) et (3.15) montrent que l'impulsion solitaire a changé. on remarque qu'il y a une distorsion, l'amplitude a diminué au cours du temps, il y'a aussi un changement de pic (3 pic) suivi par un élargissement temporel.

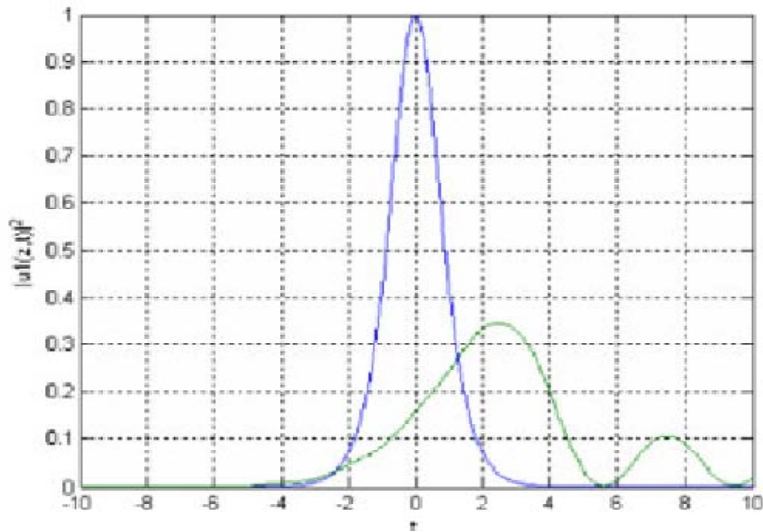


Figure 3.16: l'évolution de l'enveloppe $u_1(z, t)$ dans un coupleur directionnel pour $k_1 = -2$

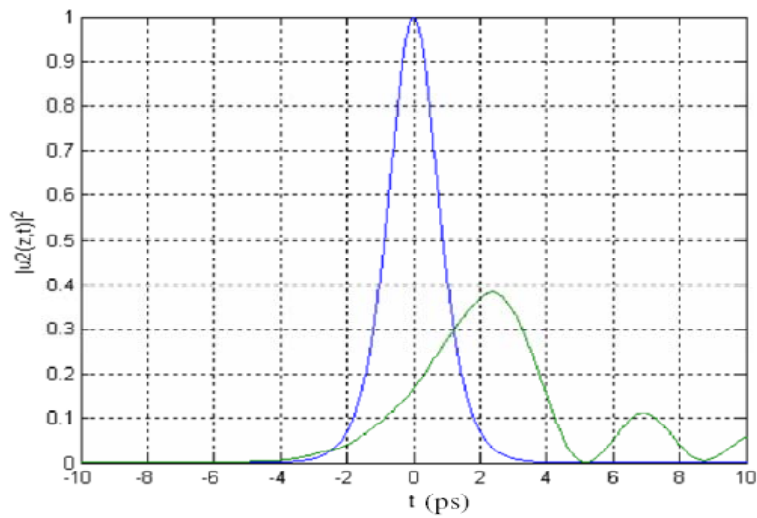


Figure 3.17: l'évolution de l'enveloppe $u_2(z, t)$ dans un coupleur directionnel pour $k_1 = -2$

Les deux figures (3.16) et (3.17) montrent que l'impulsion solitaire a changé. on remarque qu'il y a une distorsion, l'amplitude a diminué au cours du temps, il y a aussi un changement de pic (2 pic) suivi par un élargissement temporel.

Les résultats sont résumés dans les tableaux suivants(1-2):

la dispersion intermodale (k_1)	-0.15	-0.8	-2
$ u_1(z, t) ^2$	<p>$pic1 \rightarrow 0.7$ $pic2 \rightarrow 0.33$ $pic3 \rightarrow 0.1$ $pic4 \rightarrow 0.05$</p>	<p>$pic1 \rightarrow 0.52$ $pic2 \rightarrow 0.2$ $pic3 \rightarrow 0.09$</p>	<p>$pic1 \rightarrow 0.34$ $pic2 \rightarrow 0.1$</p>

tableau (1)

la dispersion intermodale (k_1)	-0.15	-0.8	-2
$ u_2(z, t) ^2$	<p>$pic1 \rightarrow 0.75$ $pic2 \rightarrow 0.42$ $pic3 \rightarrow 0.1$ $pic4 \rightarrow 0.05$</p>	<p>$pic1 \rightarrow 0.51$ $pic2 \rightarrow 0.2$ $pic3 \rightarrow 0.09$</p>	<p>$pic1 \rightarrow 0.4$ $pic2 \rightarrow 0.1$</p>

tableau (2)

Les deux tableaux montrent que:

1-pour chaque valeur caractéristique de k_1 on a des intensités normalisés différentes dans chaque pic.

2-Les deux enveloppes $u_1(z, t)$ et $u_2(z, t)$ ont les même valeurs de l'intensité normalisé pour les trois valeurs caractéristiques de k_1 .

Notons que lorsque la dispersion est positive (dispersion anormale $D = 1$), les deux effets de la non linéarité et la dispersion ont plutôt tendance à s'opposer et il y a généralement apparition d'instabilité de modulation ("explosion" des impulsions en impulsions beaucoup plus fines et instables, et élargissement démesuré du spectre-optique). Cette

élargissement est limité par la dispersion intermodale[19]. Donc l'impulsion solitaire est la solution à la recherche d'un équilibre stable dans ce régime de propagation. Ceci est plus claire dans la vue tridimensionnelle (figures 3.18,3.19,3.20):

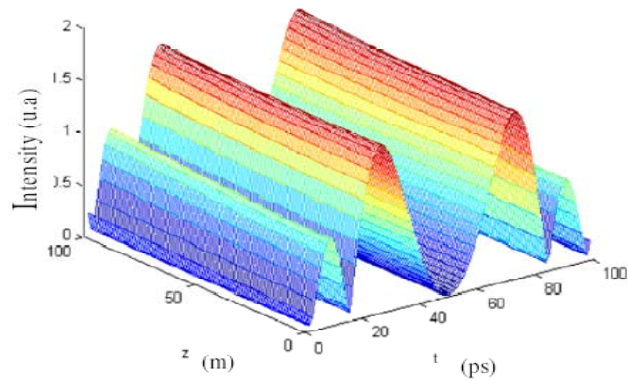


Figure 3.18: l'évolution des enveloppes fondamentales dans un coupleur optique directionnel non linéaire ($k_1 = -0.15$).

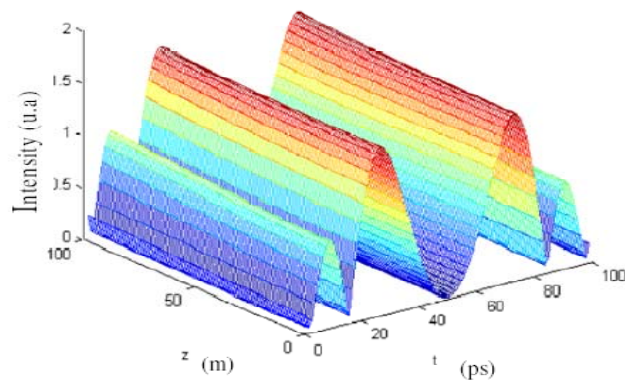


Figure 3.19: l'évolution des enveloppes fondamentales dans un coupleur optique directionnel non linéaire ($k_1 = -0.8$).

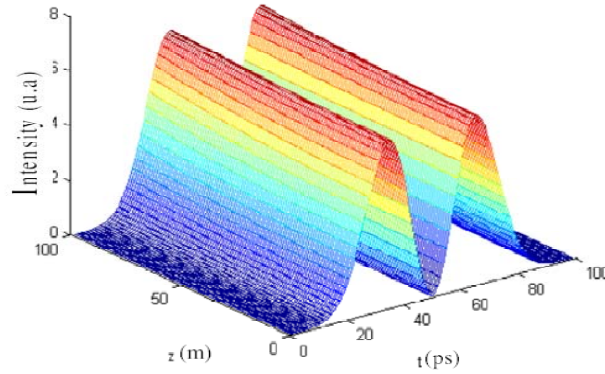


Figure 3.20: l'évolution des enveloppes fondamentales dans un coupleur optique directionnel non linéaire ($k_1 = -2$)

parmi ces trois valeurs caractéristiques de la dispersion intermodale (k_1) on choisie ($k_1 = -2$) parce qu'elle conduit à une solution idéale pour le système d'équations couplées non linéaires de Schrödinger (CNLSE) pour $N = 2$ [13].

La figure (3.20) montre que l'enveloppe des impulsions solitaires subit une compression durant sa propagation, puis s'élargit pour retrouver sa forme initiale.

3.5 Conclusion:

Nos premières simulations numériques de la propagation des solitons le long d'un coupleur optique ont permis de bien comprendre le comportement des effets dispersif et non linéaire. [19] L'effet non linéaire prépondérant qui vient affecter la propagation est l'effet Kerr: (l'automodulation de phase), [19] et aussi la dispersion chromatique et intermodale à la fois. Nous concluons que la dispersion intermodale joue un rôle très important sur la stabilité des impulsions solitaires dans les coupleurs optiques directionnels non linéaires.

QUATRIEME CHAPITRE

La transmission par solitons

dans une fibre optique monomodale

Chapitre 4

La transmission par solitons dans une fibre optique monomodale

Le développement des transmissions optiques est basé sur l'existence de trois notions a priori indépendantes: le canal de transmission, le signal à transmettre et le bruit. Quelques dérogations à ce grand principe sont bien sûr apparues, comme les non-linéarités parasites ou le bruit quantique associé au signal reçu, mais elles ont été traitées par un traitement perturbatif, car elles ne remettaient en cause ni les données fondamentales du problème ni la stabilité de ses solutions. Deux évolutions technologiques majeures conduisent aujourd'hui à réviser cette approche. La première tient à l'apparition de dispositifs rapides autorisant le développement de systèmes monomodes à très hauts débits (quelques Gbit/s). La silice constituant les fibres et les puissances optiques moyennes qu'elles véhiculent sont relativement modestes. Cependant, la transmission de débits d'information élevés conduit à la propagation d'impulsions très brèves et donc, à énergie donnée, de puissance instantanée assez importante (quelques dizaines de mW). [25] Dans le cœur des fibres, leur énergie se trouve confinée sur une section effective très petite (quelques dizaines de μm^2). Il en résulte des champs optiques très intenses et partant des non-linéarités significatives d'autant que leurs effets, même localement faibles, peuvent être cumulés sur de très grandes longueurs (quelques centaines voir quelques milliers

de km). Le signal est affecté dans ce cas le canal de transmission. [25] La seconde est liée à l'apparition des amplificateurs optiques permettant aujourd'hui de compenser l'atténuation de la fibre. Ces amplificateurs engendrent également de l'émission spontanée qui constitue en régime linéaire, un bruit optique additif, amplifié à son tour dans les étages amplificateurs situés en aval, au même titre que le signal. Après une détection quadratique (de puissance), ce bruit n'est évidemment plus additif, le terme de bruit prépondérant étant un terme croisé entre signal et émission spontanée amplifiée. Le bruit dominant cesse alors d'être le classique bruit thermique de l'électronique de photoréception.

4.1 Technique de transmission par solitons

L'état de l'art en transmission optique est la conséquence de plusieurs évolutions technologiques. Le passage de la fibre multimode à la fibre monomodale a permis, dans un premier temps de passer d'une portée moyenne d'une dizaine de km entre émetteur et récepteur et de débits de quelques dizaines de Mbit/s à des portées et débits supérieurs d'un ordre de grandeur[21]. La disponibilité de lasers monomodes à réseau distribué a encore augmenté la portée en permettant d'utiliser la fenêtre de longueur d'onde à 1,55 μm et les progrès sur les bandes passantes des composants électroniques et optoélectroniques autorisent maintenant l'obtention de débits de quelques Gbit/s. Pour être plus précis, citons quelques caractéristiques de systèmes installés[21]:

1-systèmes terrestres à 2,5 Gbit/s avec des portées de 90 km.

2-systèmes sous-marins à 560 Mbit/s avec des espacements de 130 km entre régénérateurs principalement, mais aussi à 2,5 Gbit/s avec des espacements de 80 km.

4.1.1 Principe de base

L'utilité de transmettre l'information de manière optique, est d'obtenir des débits de transmission très importants, et ceci sur les plus grandes distances possible. Les avantages

de l'utilisation de la fibre optique sont par exemple: la large bande passante (15 THz à $\lambda = 1,3\mu\text{m}$ et $\lambda = 1,5\mu\text{m}$), donc des débits binaires élevés, leurs affaiblissements minimisés, l'immunité électromagnétique et la faible sensibilité aux facteurs extérieurs (température, humidité..). Leurs faibles encombrements et leurs faibles poids en font un support de transmission de premier choix.

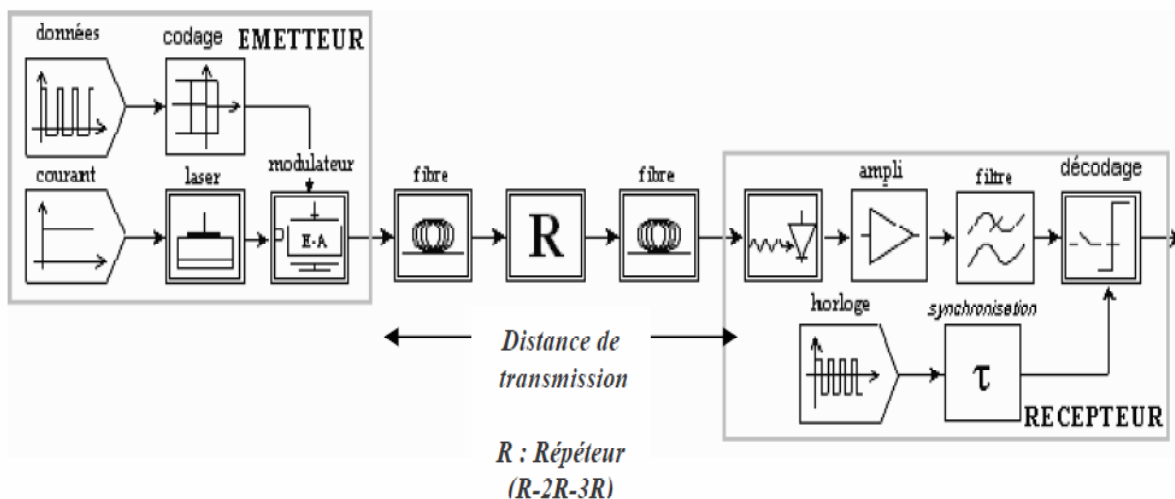


Fig 1.4: Schéma de principe d'une ligne de transmission sur fibre optique[21]

L'idée, pour transmettre l'information sur fibre optique, reste basée sur les principes, employés lors des transmissions en bande de base. Dans ce cas, le canal de transmission sera réalisé à l'aide de fibre optique. L'information sera codée (pour augmenter le gain de transmission), convertie en signal lumineux, puis modulée avec une source optique cohérente monochromatique (diode laser)[21]. Permettant de porter le signal à $\lambda = 1,5\mu\text{m}$ (fenêtre de transmission des systèmes actuels), bande spectrale où se trouve l'atténuation minimale des fibres optiques, qui sera de type monomodales, dont la principale caractéristique est d'avoir une atténuation d'environ 0,2 dB/km, bien inférieure aux autres type de fibre (gradient d'indice, multimodes) propagé sur des distances, le plus souvent importantes (milliers de km), atténué et dispersé, le signal optique aura besoin d'être régénéré (R), remis en forme (2R) voir re-synchronisé (3R), le rôle que devront

remplir les répéteurs placés tout au long de la ligne[21]. Enfin l'information pourra être récupérée après conversion optoélectronique (photodiode), remis en forme, démodulée (filtre passe-bas) ou ramenée en bande de base, re-synchronisée, puis décodée et corrigée (le taux d'erreur binaire accepté dans les systèmes actuels est un TEB 10^{-12} norme de l'UIT, Union International des Télécommunication).

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, les informations sont transmises sur de très longues distances. Elles sont soumises à de multiples effets décrits plus haut qui dégradent le signal (atténuation, élargissement, déphasage..). C'est pourquoi tout au long de la ligne des répéteurs sont positionnés afin de régénérer le signal (R), de le remettre en forme (2R) voir de le re-synchronisé ou récupérer le rythme (3R). La plupart des lignes déjà installées possèdent des répéteurs purement électroniques. Le signal est donc converti (optique-électrique O/E) remis en forme, re-synchronisé, etc et reconverti électrique-optique (E/O) [23]. Ce type de répéteurs emploie des circuits électroniques ultra rapides, donc très coûteux et complexes à mettre en oeuvre, pour pouvoir régénérer le nombre de canaux qui croît régulièrement pour augmenter les débits de transmission, surtout à mettre en oeuvre et permettant d'effectuer cette tâche à la « vitesse optique » [23]. La remise en forme et la régénérescence du signal, sera faite par un amplificateur optique à l'aide d'une fibre dopée à l'erbium, la resynchronisation par l'emploi de fibre de compensation.

Les fibres optiques monomodes:

Une onde lumineuse, est une onde électromagnétique composée des champs électrique et magnétique \vec{E} et \vec{B} , elle se propage aux vitesses:

$$c^2 = \frac{1}{\mu_0 \epsilon_0} = 3.10^8 m/s \text{ dans le vide et } v = \frac{c}{n} \Rightarrow \lambda = \frac{c}{nf} \quad (4.1)$$

$$v = \frac{c}{n} \Rightarrow \lambda = \frac{c}{nf} \text{ dans un milieu d'indice } n.$$

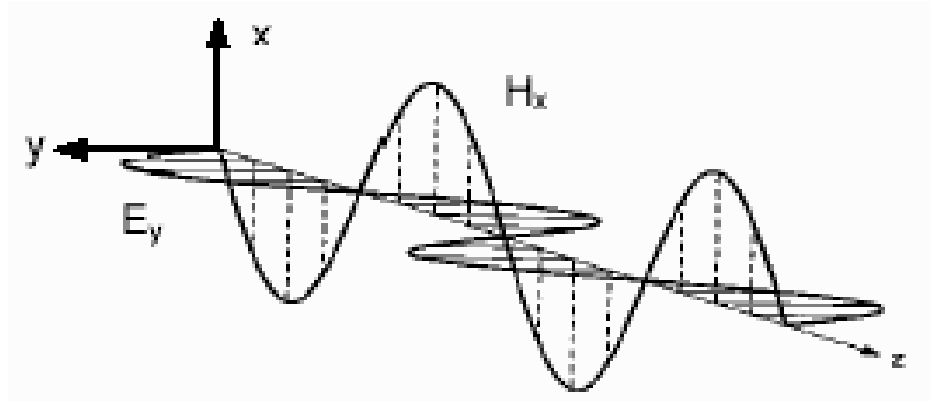


Fig 4.2: Propagation optique[21]

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \text{ Loi de Snell - Descartes}$$

Si $n_1 > n_2$ le rayon s'écarte de la normale et

Si $\theta_1 > \arcsin(n_2/n_1)$, il y a réflexion totale.

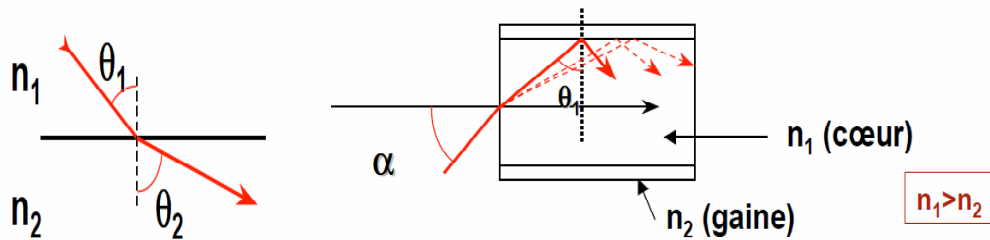


Fig 4.3: Angle d'incidence d'entrée dans une fibre optique[21]

Condition de guidage dans le coeur : $\theta_1 \geq \arcsin(n_2/n_1)$

Si non le rayon est réfracté dans la gaine de la fibre

L'angle d'incidence maximal (α_{max}) à l'entrée d'une fibre, c'est à dire l'ouverture du cône d'acceptance, appelée ouverture numérique, est défini par la relation suivante :

$$ON = \sin \alpha_{max} = n_1 \sin \left(\frac{\pi}{2} - \theta_{1 \text{ lim}} \right) = \sqrt{(n_1^2 - n_2^2)} \quad (4.2)$$

Les fibres optiques sont des guides d'onde où la propagation des signaux lumineux se décrit au moyen de modes de propagation, chaque mode étant une solution spécifique de l'équation d'onde. La fibre est essentiellement constituée d'un coeur entouré d'une gaine, l'indice de réfraction du coeur étant légèrement supérieur à celui de la fibre. Si le rayon du coeur est suffisamment petit, la fibre accepte seulement le mode fondamental de propagation, ce qui est le cas des fibres monomodes. A l'heure actuelle les fibres sont universellement utilisées pour la transmission des signaux à haut débit et sur de longues distances. La figure (4.4), illustre la topologie d'une fibre monomodale.

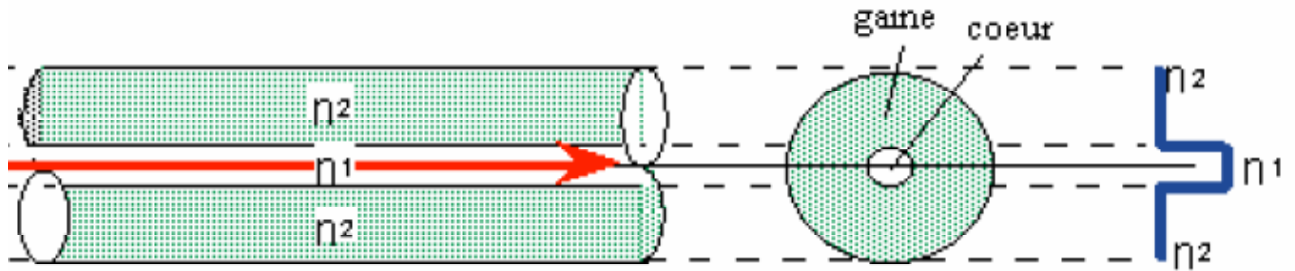


Fig 4.4: Topologie d'une fibre optique monomode[22]

Au niveau des télécommunications, une autre caractéristique est essentielle: la propagation monomode. En effet, pour éviter qu'un signal de longueur d'onde transmis par la fibre arrive en plusieurs temps, il ne doit se propager qu'avec une seule vitesse. Pour cela, la condition suivante sur le rayon du coeur a , doit être vérifiée :

$$a \leq \frac{2.405\lambda}{2\pi\sqrt{(n_1^2 - n_2^2)}} \Rightarrow \lambda_c = \frac{2\pi}{2.405} a \cdot ON \quad (4.3)$$

λ_c : longueur d'onde de coupure de la fibre.

Atténuations linéique

Le niveau de puissance d'un signal qui se propage dans une fibre optique, s'affaiblit exponentiellement en fonction de la distance de propagation

$$P(z) = P_{in}e^{-\alpha z} \quad (4.4)$$

Où α est le coefficient d'atténuation (Neper/m), mais l'atténuation s'exprime plus généralement en dB/km (linéique).

$$A = \frac{10}{L} \log \left(\frac{P_{in}}{P_{out}} \right) \quad (4.5)$$

La relation liant A et α : $A_{db/Km} = 4.34 \times 10^3 \times \alpha$

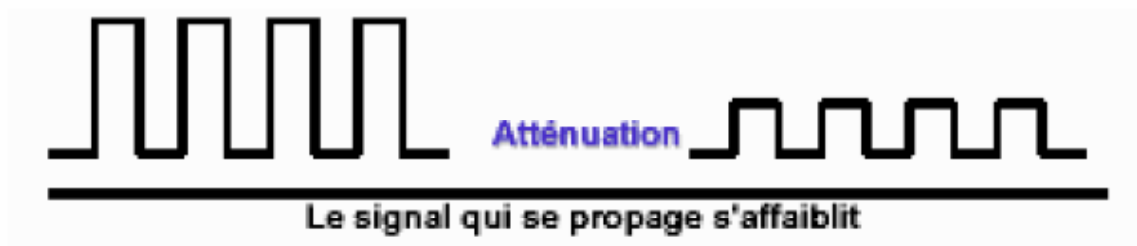


Fig 4.5: Effet de l'atténuation[22]

L'atténuation dans les fibres monomodales est dûe à plusieurs effets[22] :

- L'absorption intrinsèque du matériau constitutif provoque une augmentation très rapide des pertes aux basses longueurs d'onde ($\lambda=1,8\mu m$). 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 OH^- à $\lambda=1,39\mu m$.
- La combinaison de l'effet Rayleigh et de l'absorption intrinsèque multiphonons, conduit à un minimum théorique d'atténuation de 0,14 dB/km à $\lambda = 1,55 \mu m$. Les irrégularités

involontaires de structure provoquent des pertes par diffusion.

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

- 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 ».

- 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 micro-déformations du coeur, 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 ($9 \mu m$ pour une fibre monomode).

- Enfin, les fibres sont toujours utilisées par tronçons de longueur finie raccordés par des épissures (soudure laser). Chaque épissure peut provoquer une perte de raccordement.

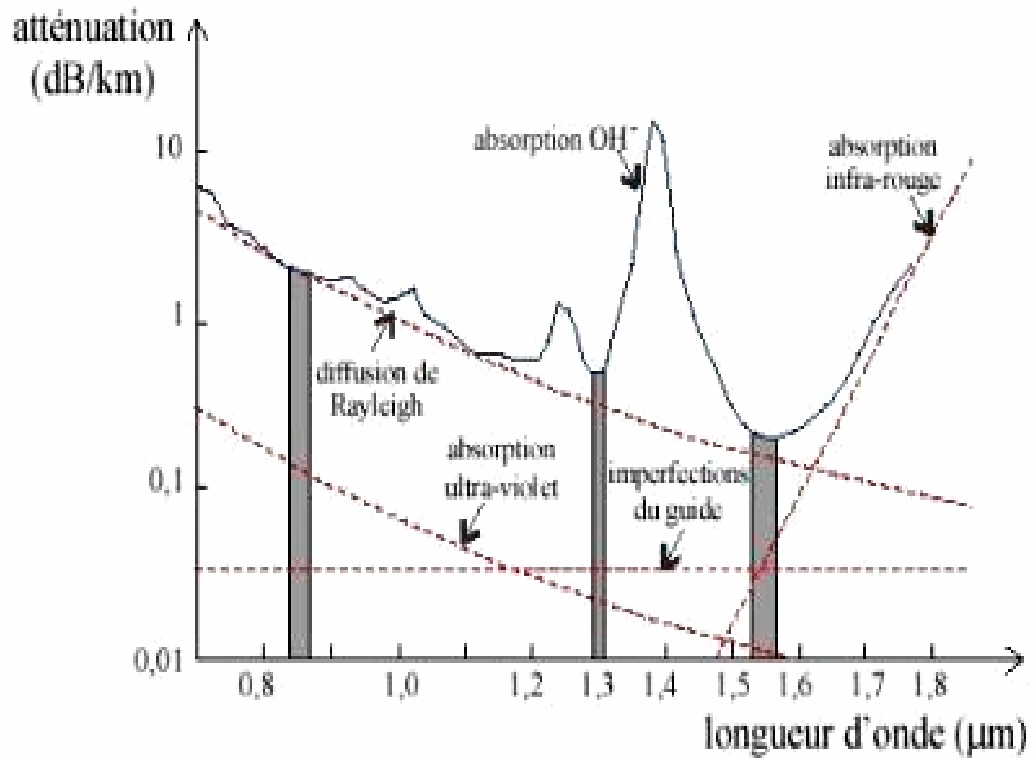


Fig 4.6: Atténuation spectrale dans une fibre optique[21]

La figure (4.6) montre les pertes expliquées plus haut et les fenêtres de transmission judicieusement choisies pour les transmissions optiques. L'atténuation minimale de 0,22 dB/km est très proche du minimum théorique pour la silice.

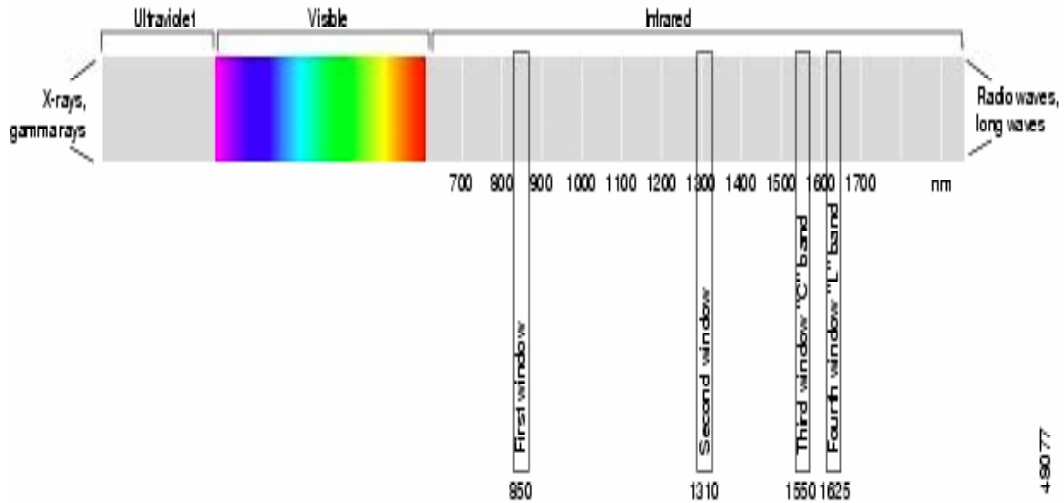


Fig 4.7: «Spectre lumineux»[21]

La figure (4.7), permet de montrer plus explicitement la position spectrale des fenêtres de transmissions, par rapport au spectre infrarouge, visible et ultraviolet.

La bande passante de la fibre monomodale

Pour une fibre optique monomodale, la bande passante est définie par la relation suivante qui est inversement proportionnelle à $D(\lambda)$ dispersion chromatique, à l'écart spectral (en nm) du laser et la longueur L de la fibre, soit:

$$B = \frac{0.35}{D(\lambda) \Delta\lambda L} \quad (4.6)$$

4.1.2 Amplificateurs optiques

C'est en 1900 que Max Planck présenta pour la première fois le terme de quanta lors qu'il décrivit la distribution spectrale des radiations thermiques ; en 1905, Albert Einstein poursuivit dans le même sens, en faisant l'hypothèse que la lumière est constituée de quanta de lumière ou photons (dans sa démonstration de l'effet photoélectrique pour

laquelle il reçut le prix Nobel en 1921). Sept ans plus tard, Niels Bohr produisit une théorie atomique où l'énergie des électrons est quantifiée. Enfin c'est en 1917 qu'Albert Einstein présenta la théorie centrale de l'amplification optique, celle de l'émission stimulée. IL faudra attendre plus de trente ans pour voir arriver les premiers systèmes amplificateurs : dès 1952 et pratiquement en même temps, C.H. Townes, J.P. Gordon et H.J. Zeiger aux U.S.A, N.G. Basov et A.M Prokhorov en U.R.S.S. fabriquent les premiers M.A.S.E.R.s (pour Microwave Amplifiers by Stimulated Emission of Radiations) utilisant de l'ammoniac gazeux et produisant un rayonnement monochromatique à une longueur d'onde de 1,25 cm. Puis en 1958, la première description théorique de l'effet de l'amplification optique est contenue dans l'étude de faisabilité de masers optiques proposée par C. H. Townes, encore lui, et A. L. Schawlow [26]. Le premier L.A.S.E.R (acronyme de Light Amplification by Stimulated Emission of Radiations) utilisant des ions chrome d'un rubis artificiel irradié par une lampe au xénon est conçu par T. H. Maiman en 1960. Les premiers résultats expérimentaux concernant l'amplification dans une fibre optique dopée au néodyme et pompée transversalement par flash arrivent en 1964, grâce à C. J. Koester et E. A. Snitzer qui obtiennent 47 dB de gain à 1,06 μm [26]. Ces travaux, bien que primordiaux pour l'optique, ne seront pas suivis pendant presque dix ans, les technologies de fabrication n'étant pas encore abouties et les fibres réalisées beaucoup trop atténuantes. Cependant en 1973, C.A. Burrus et J. Stone reprennent les études de C. J. Koester et E. A. Snitzer et réalisent le premier laser à fibre dopée au néodyme et pompée longitudinalement par diode laser.

Au milieu des années 80, grâce au développement de fibres à faibles pertes linéiques (0,2 dB/km à 1550 nm) et au développement des diodes laser, l'amplification optique va prendre son essor : une équipe de l'université de Southampton dirigée par D. N. Payne fabrique la première fibre monomode dopée aux terres rares, puis présente les premiers lasers [26] et amplificateurs [26] à fibres dopées à l'erbium, respectivement en 1985, 1986 et 1987.

En optique, on appelle un amplificateur optique, un dispositif qui amplifie un signal lu-

mineux sans avoir besoin de le convertir d'abord en signal électrique avant de l'amplifier avec les techniques classiques de l'électronique.

Amplification de l'émission spontanée

l'émission spontanée provoque l'émission d'un photon dont la longueur d'onde, la direction, la phase et la polarisation sont aléatoires.[26]L'amplification de l'émission spontanée notée ASE (Amplification of Spontaneous Emission) qui se propage dans le même sens que le signal est dite copropagative et notéeASE+; celle qui se propage en sens inverse est dite contrapropagative et notée ASE-.L'ASE constitue par conséquent une source de bruit dans l'amplificateur optique et se superpose au signal.

Caractéristiques d'un amplificateur Pour quantifier les performances d'un amplificateur on utilise des paramètres tels que le gain, le rapport signal à bruit, et le facteur de bruit [26].Voyons la définition de ces grandeurs.

Gain en signal:

Le gain en signal de l'amplificateur optique traduit l'augmentation du signal dans la fibre. Il est noté G et donné en régime linéaire comme étant le rapport de puissance du signal en sortie P_s^s (en W) et en entrée P_s^e (en W)[26]:

$$G = \frac{P_s^s}{P_s^e}$$

Rapport signal à bruit:

Le rapport signal à bruit, noté SNR (Signal to Noise Ratio), exprime la quantité de bruit optique généré par l'amplification d'émission spontanée dans l'amplificateur. En régime linéaire, il est défini comme le rapport entre la puissance de signal et celle du bruit en sortie de l'amplificateur[26]. La puissance de bruit PASE est évaluée sur une largeur de bande spectrale $\delta\lambda$

$$SNR = \frac{P_s^s}{P_{ASE}} \Big|_{\delta\lambda}$$

Facteur de bruit:

Le facteur de bruit, noté F, est une caractéristique qui détermine le rapport de bruit de l'amplificateur au sein du système. Il correspond en régime linéaire au rapport entre le rapport signal à bruit en entrée et en sortie de la fibre amplificatrice [26].

$$F = \frac{SNR^e}{SNR^s}$$

Généralement il s'exprime en décibels. Comme le montre sa définition, un amplificateur performant en terme de bruit a un facteur de bruit minimal.

4.1.3 Contraintes des systèmes amplifiés

Le bruit

Le premier problème, le plus inévitable, est l'apparition de la notion de bruit optique, pour les concepteurs de systèmes à fibre. Ce bruit est ajouté au signal, se propage avec lui et va venir générer par l'intermédiaire de la photodiode d'autres bruits d'amplitude, dits de battement, dans la réception électronique, d'où l'existence d'un niveau de rapport signal à bruit maximal conduisant à un taux d'erreur [25]. Dans le cas où plusieurs amplificateurs sont présents en ligne, ces bruits s'accumulent et viennent dégrader le rapport signal à bruit au fur et à mesure de la propagation.

Réduire le bruit de position

1-Le filtrage en ligne: Le filtrage en ligne laisse espérer des réductions de gigue importantes. Il affecte également le niveau de bruit et modifie les forces d'interaction entre solitons[25]. Une limite existe toutefois dans la sévérité du filtrage admissible, un filtrage trop étroit pouvant conduire à une destruction des impulsions. La détermination des caractéristiques de filtrage optimales doit prendre en compte ces différents effets. Une technique dérivée permet d'utiliser des filtres nettement plus étroits, et donc de diminuer considérablement la gigue, tout en réduisant fortement le niveau de bruit [25]. Les filtres sont disposés à des fréquences centrales légèrement décalées les unes par rapport aux autres. Le soliton, grâce à ses propriétés non linéaires, glisse en fréquence, alors que le bruit et les perturbations (qui sont en régime linéaire) ne peuvent suivre et sont absorbés par la cascade de filtres. En bref, la ligne devient transparente au signal et opaque aux bruits ! La maîtrise de ces techniques passe par une nécessaire quantification des tolérances sur la dispersion des paramètres des filtres. Pour les filtres décalés, s'ajoute la détermination de la vitesse de glissement optimale, elle-même fonction de la largeur des filtres.

2-La modulation en ligne: la La nécessité de stabiliser par un filtrage complémentaire [25], les niveaux de bruits croissants en début de propagation et se stabilisent ensuite à des valeurs indépendantes de la distance. Ce résultat, ouvre la porte à la notion de régénération optique distribuée. Classiquement, la fonction (non linéaire) de régénération est avant tout un moyen d'élimination du bruit. Avec la propagation des solitons, on dispose en quelque sorte d'une régénération distribuée tout au long de la liaison, dont l'effet n'est plus directement localisé dans le répéteur [25].

4.2 Modélisation de la propagation des solitons perturbées dans une fibre optique monomodale

Nous résolvons le problème de la perturbation des soliton dans les systèmes optiques non linéaires en introduisant la fonction de dissipation de Rayleigh (RDF) dans le cadre de l'approche variationnelle[21]. Dans notre cas nous considérons un canal de communication constitué d' une fibre optique monomodale, des amplificatues, des filtres, et des modulateurs.

La description de la propagation des Solitons dans une fibre optique monomodale est modélisée par l'équation suivante, dite l'équation non linéaire de Schrödinger (NLSE):

$$\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(t, z)}{\partial t^2} + j \frac{\partial A(t, z)}{\partial z} + \gamma |A(t)|^2 A(t, z) = 0 \quad (4.7)$$

4.2.1 Problème du Bruit Contrôlé

Dans le système de transmission non linéaire, la communication idéale par soliton devient restreinte en raison de plusieurs mécanismes physiques. L'émission spontanée amplifiée (ASE) induite par le bruit est l'un des facteurs dominants comme l'amplification est toujours accompagné par la génération de (l'ASE) de bruit. Le bruit crée dans les solitons un décalage aléatoire (la fréquence) qui correspondant à un changement de sa vitesse. Un tel changement de vitesse aléatoire produit un changement dans la position temporelle de soliton [21]. La méthode de bruit contrôlé est classée dans le domaine temporel et fréquentiel. les filtres optiques sont utilisés dans le domaine fréquentiel, pour bloquer le bruit (ASE), où le système de la modulation est appliquée dans le domaine temporel (les amplitude des solitons sont en phase) [22].

$$i\frac{\partial u}{\partial \zeta} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = 0 \quad (4.8)$$

Le système de filtrage dans le domaine fréquentiel:

Dans ce cas, nous cherchons à évaluer la perturbation créée grâce à l'utilisation d'un filtre, en appliquant la méthode de dissipation de Rayleigh (RDF). où l'effet des filtres modélisé par l'équation suivante:

$$i\frac{\partial u}{\partial \zeta} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = i\mu u + i\beta\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} \quad (4.9)$$

où u , μ et β , représente la distribution du champ complexe, le coefficient excédentaire normalisé du gain, et la courbure de pic de transmission du filtre par unité de longueur, respectivement. Ayant la dynamique de l'enveloppe des impulsions, le correspondant Lagrange et RDF peuvent être construits comme suit:

$$L = \frac{i}{2} (uu_\zeta^* - u^*u_\zeta) + \frac{1}{2} |u_\tau|^2 - \frac{1}{2} |u|^4 \quad (4.10)$$

$$R = -i\mu (uu_\zeta^* - u^*u_\zeta) - i\beta (u_{\tau\tau}u_\zeta^* - u_{\tau\tau}^*u_\zeta) \quad (4.11)$$

Nous effectuons la démarche suivante pour obtenir l'expression de l'équation de la propagation des solitons perturbés dans une fibre optique monomodale:

$$\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(t, z)}{\partial t^2} + j \frac{\partial A(t, z)}{\partial z} + \gamma |A(t)|^2 A(t, z) = 0$$

$$\frac{\gamma^2 \beta_2^3}{\gamma^2 \beta_2^3} \times \left[j \frac{\partial A(t, z)}{\partial z} + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(t, z)}{\partial t^2} + \gamma |A(t)|^2 A(t, z) \right] = 0$$

$$\frac{\gamma\beta_2^2}{\gamma^2\beta_2^3} \left(j \frac{\partial \gamma\beta_2 A(t, z)}{\partial z} \right) + \frac{\beta_2}{2} \frac{\gamma\beta_2^2}{\gamma^2\beta_2^3} \left(\frac{\partial^2 \gamma\beta_2 A(t, z)}{\partial t^2} \right) + \frac{1}{\gamma^2\beta_2^3} |\gamma\beta_2 A(t, z)|^2 \gamma\beta_2 A(t, z) = 0$$

on pose: $v(t, z) = \gamma\beta_2 A(t, z)$

$$\frac{1}{\gamma\beta_2} \left(j \frac{\partial v(t, z)}{\partial z} \right) + \frac{1}{2} \frac{1}{\gamma} \left(\frac{\partial^2 v(t, z)}{\partial t^2} \right) + \frac{1}{\gamma^2\beta_2^3} |v(t, z)|^2 v(t, z) = 0$$

$$\gamma^2\beta_2^3 \times \left[\frac{1}{\gamma\beta_2} \left(j \frac{\partial v(t, z)}{\partial z} \right) + \frac{1}{2} \frac{1}{\gamma} \left(\frac{\partial^2 v(t, z)}{\partial t^2} \right) + \frac{1}{\gamma^2\beta_2^3} |v(t, z)|^2 v(t, z) = 0 \right]$$

on obtient l'équation suivante:

$$\gamma\beta_2^2 \left(j \frac{\partial v(t, z)}{\partial z} \right) + \frac{1}{2} \gamma\beta_2^3 \left(\frac{\partial^2 v(t, z)}{\partial t^2} \right) + |v(t, z)|^2 v(t, z) = 0$$

$$\left(j \frac{\partial (\gamma\beta_2^2 v(t, z))}{\partial z} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 (\gamma\beta_2^3 v(t, z))}{\partial t^2} \right) + |v(t, z)|^2 v(t, z) = 0$$

D'après l'équation (4.9) on peu écrit dans ce domaine:

$$\left(j \frac{\partial (\gamma\beta_2^2 v(t, z))}{\partial z} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 (\gamma\beta_2^3 v(t, z))}{\partial t^2} \right) + |v(t, z)|^2 v(t, z) = j\mu v(t, z) + j\beta \frac{\partial^2 (\gamma\beta_2^3 v(t, z))}{\partial t^2}$$

$$\left(j \frac{\partial (\gamma\beta_2^2 v(t, z))}{\partial z} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 (\gamma\beta_2^3 v(t, z))}{\partial t^2} \right) + |v(t, z)|^2 v(t, z) = j\mu\gamma\beta_2 A(t, z) + j\beta \frac{\partial^2 (\gamma\beta_2^3 \gamma\beta_2 A(t, z))}{\partial t^2}$$

$$\left(j \frac{\partial (\gamma \beta_2^2 v(t, z))}{\partial z} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 (\gamma \beta_2^3 v(t, z))}{\partial t^2} \right) + |v(t, z)|^2 v(t, z) = j \mu \gamma \beta_2 A(t, z) + j \beta \gamma^2 \beta_2^4 \frac{\partial^2 A(t, z)}{\partial t^2}$$

donc les nouveaux paramètres sont:

$$\mu_1 = \mu \gamma \beta_2 \left(\frac{ps^2}{km} \right) w^{-1}$$

$$\beta_1 = \beta \gamma^2 \beta_2^4 \left(\frac{ps^2}{km} \right)^4 w^{-2} km^{-2}$$

$$\gamma^2 \beta_2^3 \left[j \frac{\partial A(t, z)}{\partial z} + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(t, z)}{\partial t^2} + \gamma |A(t)|^2 A(t, z) \right] = j \mu_1 A(t, z) + j \beta_1 \frac{\partial^2 A(t, z)}{\partial t^2} \quad (4.12)$$

μ_1 représente le coefficient du gain en fonction de la dispersion chromatique et le coefficient non linéaire de kerr par unité de longueur, β_1 représente le parametre de filtrage.

pour résoudre l'équation de la propagation des solitons perturbés (4.12), on utilise la fonction de Lagrange(L) (4.13), la fonction de dissipation de Rayleigh (RDF) (4.14), et l'équation de Euler-Lagrange (EL) (4.15) [21].

$$L = \frac{j}{2} (AA_z^* - A^*A_z) + \frac{1}{2} |A_t|^2 - \frac{1}{2} |A_t|^4 \quad (4.13)$$

$$R = -j \mu_1 (AA_z^* - A^*A_z) - j \beta_1 (A_{tt}A_z^* - A_{tt}^*A_z) \quad (4.14)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial L}{\partial \frac{\partial r_i}{\partial z}} \right) + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial L}{\partial \frac{\partial r_i}{\partial t}} \right) - \frac{\partial L}{\partial r_i} + \frac{\partial R}{\partial \left(\frac{\partial r_i}{\partial z} \right)} = 0 \quad (4.15)$$

où l'indice (i) varie de 1 à 2 représentant $r_1 = A$ et $r_2 = A^*$ respectivement, (4.15) c'est l'équation de Euler-Lagrange (EL)[24]

Nous rappelons l'expression du soliton d'ordre (1) la solution de l'équation de schrodinger (NLSE) non perturbée [27]:

$$A(z, t) = \eta(z) \operatorname{sech} [\eta(z)(t - q(z))] \times \exp [j \{ \phi(z) - \delta(z)(t - q(z)) \}] \quad (4.16)$$

D'après les données dans [24] les expressions (4.17) et (4.18), ont été les produits selon les expressions (4.13) et (4.14) et on obtient:

$$L_g = \int_{-\infty}^{+\infty} L d\tau$$

$$L_g = 2\eta \left[\frac{\partial \phi}{\partial z} + \delta \frac{\partial q}{\partial z} \right] - \frac{\eta^3}{3} + \eta \delta^2 \quad (4.17)$$

$$R_g = \int_{-\infty}^{+\infty} R d\tau$$

$$R_g = -4\mu_1 \eta \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} + \delta \frac{\partial q}{\partial z} \right) - 4\beta_1 \eta \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} + \delta \frac{\partial q}{\partial z} \right) \left[\frac{1}{3} \eta^2 + \delta^2 \right] + \frac{8}{3} \delta \beta_1 \eta^3 \left(\frac{\partial q}{\partial z} \right) \quad (4.18)$$

La réduction de Lagrange et de RDF sont maintenant des fonctions explicites de différent paramètres des solitons et leurs dérivées.

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial L_g}{\partial \dot{p}_j} \right) - \frac{\partial L_g}{\partial p_j} + \frac{\partial R_g}{\partial \dot{p}_j} = 0 \quad (4.19)$$

$$p_j = \eta(z), q(z), \phi(z), \delta(z)$$

$$\dot{p}_j = \frac{\partial \eta}{\partial z}, \frac{\partial q}{\partial z}, \frac{\partial \phi}{\partial z}, \frac{\partial \delta}{\partial z}$$

En utilisant (4.19):

$$\begin{aligned} p_j &= \phi(z), \dot{p}_j = \frac{\partial \phi}{\partial z} \\ \frac{\partial L_g}{\partial \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)} &= 2\eta, \frac{\partial L_g}{\partial \phi} = 0, \frac{\partial R_g}{\partial \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)} = -4\mu_1\eta - 4\beta_1\eta \left[\frac{1}{3}\eta^2 + \delta^2 \right] \\ \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial L_g}{\partial \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)} \right) - \frac{\partial L_g}{\partial \phi} + \frac{\partial R_g}{\partial \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)} &= \frac{\partial}{\partial z} (2\eta) - 0 - 4\mu_1\eta - 4\beta_1\eta \left[\frac{1}{3}\eta^2 + \delta^2 \right] \\ \frac{\partial}{\partial z} (2\eta) - 0 - 4\mu_1\eta - 4\beta_1\eta \left[\frac{1}{3}\eta^2 + \delta^2 \right] &= 0 \Rightarrow \frac{\partial \eta}{\partial z} = 2\mu_1\eta + 2\beta_1\eta \left[\frac{\eta^2}{3} + \delta^2 \right] \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial z} = 2\mu_1\eta + 2\beta_1\eta \left(\frac{\eta^2}{3} + \delta^2 \right)$$

$$\begin{aligned} p_j &= \delta(z), \dot{p}_j = \frac{\partial \delta}{\partial z} \\ \frac{\partial L_g}{\partial \left(\frac{\partial \delta}{\partial z} \right)} &= 0, \frac{\partial L_g}{\partial \delta} = 2\eta \frac{\partial q}{\partial z} + 2\eta\delta, \frac{\partial R_g}{\partial \left(\frac{\partial \delta}{\partial z} \right)} = 0 \\ \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial L_g}{\partial \left(\frac{\partial \delta}{\partial z} \right)} \right) - \frac{\partial L_g}{\partial \delta} + \frac{\partial R_g}{\partial \left(\frac{\partial \delta}{\partial z} \right)} &= 0 - 2\eta \frac{\partial q}{\partial z} - 2\eta\delta + 0 \\ -2\eta \frac{\partial q}{\partial z} - 2\eta\delta &= 0 \Rightarrow -2\eta \frac{\partial q}{\partial z} = 2\eta\delta \end{aligned}$$

$$\frac{\partial q}{\partial z} = -\delta$$

$$\begin{aligned}
p_j &= \eta(z), \dot{p}_j = \frac{\partial \eta}{\partial z} \\
\frac{\partial L_g}{\partial \left(\frac{\partial \eta}{\partial z} \right)} &= 0, \quad \frac{\partial L_g}{\partial \eta} = 2 \left[\frac{\partial \phi}{\partial z} + \delta \frac{\partial q}{\partial z} \right] - \eta^2 + \delta^2, \quad \frac{\partial R_g}{\partial \left(\frac{\partial \eta}{\partial z} \right)} = 0 \\
\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial L_g}{\partial \left(\frac{\partial \eta}{\partial z} \right)} \right) - \frac{\partial L_g}{\partial \eta} + \frac{\partial R_g}{\partial \left(\frac{\partial \eta}{\partial z} \right)} &= -2 \left[\frac{\partial \phi}{\partial z} + \delta \frac{\partial q}{\partial z} \right] + \eta^2 - \delta^2 \\
-2 \left[\frac{\partial \phi}{\partial z} + \delta \frac{\partial q}{\partial z} \right] + \eta^2 - \delta^2 &= 0 \Rightarrow -2 \left[\frac{\partial \phi}{\partial z} + \delta(-\delta) \right] + \eta^2 - \delta^2 = 0
\end{aligned}$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{1}{2} (\eta^2 + \delta^2)$$

$$\begin{aligned}
p_j &= q(z), \dot{p}_j = \frac{\partial q}{\partial z} \\
\frac{\partial L_g}{\partial \left(\frac{\partial q}{\partial z} \right)} &= 2\eta\delta, \quad \frac{\partial L_g}{\partial q} = 0, \quad \frac{\partial R_g}{\partial \left(\frac{\partial q}{\partial z} \right)} = -4\mu_1\eta\delta - 4\beta_1\eta\delta \left[\frac{1}{3}\eta^2 + \delta^2 \right] + \frac{8}{3}\delta\beta_1\eta^3 \\
\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial L_g}{\partial \left(\frac{\partial q}{\partial z} \right)} \right) - \frac{\partial L_g}{\partial q} + \frac{\partial R_g}{\partial \left(\frac{\partial q}{\partial z} \right)} &= \frac{\partial}{\partial z} (2\eta\delta) - 4\mu_1\eta\delta - 4\beta_1\eta\delta \left[\frac{1}{3}\eta^2 + \delta^2 \right] + \frac{8}{3}\delta\beta_1\eta^3 \\
\frac{\partial}{\partial z} (2\eta\delta) - 4\mu_1\eta\delta - 4\beta_1\eta\delta \left[\frac{1}{3}\eta^2 + \delta^2 \right] + \frac{8}{3}\delta\beta_1\eta^3 &= 0 \\
\Rightarrow 2\eta \frac{\partial \delta}{\partial z} + 2\delta \frac{\partial \eta}{\partial z} - 4\mu_1\eta\delta - 4\beta_1\eta\delta \left[\frac{1}{3}\eta^2 + \delta^2 \right] + \frac{8}{3}\delta\beta_1\eta^3 &= 0 \\
2\eta \frac{\partial \delta}{\partial z} + 2\delta \frac{\partial \eta}{\partial z} - 4\mu_1\eta\delta - 4\beta_1\eta\delta \left[\frac{1}{3}\eta^2 + \delta^2 \right] + \frac{8}{3}\delta\beta_1\eta^3 &= 0 \\
2\eta \frac{\partial \delta}{\partial z} + 2\delta \left(2\mu_1\eta + 2\beta_1\eta \left[\frac{\eta^2}{3} + \delta^2 \right] \right) - 4\mu_1\eta\delta - 4\beta_1\eta\delta \left[\frac{1}{3}\eta^2 + \delta^2 \right] + \frac{8}{3}\delta\beta_1\eta^3 &= 0
\end{aligned}$$

$$\frac{\partial \delta}{\partial z} = -\frac{4}{3}\beta_1\delta\eta^2$$

D'après ces calculs on obtient le système d'équations suivant:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \eta}{\partial z} = 2\mu_1 \eta + 2\beta_1 \eta \left(\frac{\eta^2}{3} + \delta^2 \right) \\ \frac{\partial q}{\partial z} = -\delta \\ \frac{\partial \delta}{\partial z} = -\frac{4}{3}\beta_1 \delta \eta^2 \\ \frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{1}{2} (\eta^2 + \delta^2) \end{array} \right. \quad (4.20)$$

donc le système d'équations (4.20) représente la solution de l'équation perturbée (4.12) décomposé sur un ensemble de quatre fonctions de projection $\left(\frac{\partial \eta}{\partial z}, \frac{\partial q}{\partial z}, \frac{\partial \phi}{\partial z}, \frac{\partial \delta}{\partial z} \right)$

Le système de modulation dans le domaine temporel:

Maintenant nous nous concentrons sur le problème lié au temps de domaine contrôlé. la propagation des solitons sous l'effet de synchrones modulateurs d'amplitude est généralement modélisé par l'équation suivante

$$\gamma^2 \beta_2^3 \left[j \frac{\partial A(t, z)}{\partial z} + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(t, z)}{\partial t^2} + \gamma |A(t)|^2 A(t, z) \right] = j \mu_1 A(t, z) - j \mu_a t^2 A(t, z) \quad (4.21)$$

Où μ_a représente la force de modulation par unité de distance. Le lagrangien réduit de ce système aura les mêmes formes mathématiques comme il est représenté dans le système de filtrage. Toutefois, RDF devraient avoir une forme modifiée et formulée comme suit [24]:

$$L = \frac{j}{2} (AA_z^* - A^* A_z) + \frac{1}{2} |A_\tau|^2 - \frac{1}{2} |A_\tau|^4 \quad (4.22)$$

$$R = -j (\mu_1 - \mu_a \tau^2) (AA_z^* - A^* A_z) \quad (4.23)$$

D'après les intégrations de L et R, nous obtenons:

$$L_g = 2\eta \left[\frac{\partial \phi}{\partial z} + \delta \frac{\partial q}{\partial z} \right] - \frac{\eta^3}{3} + \eta \delta^2 \quad (4.24)$$

$$R_g = -4\mu_1 \eta \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} + \delta \frac{\partial q}{\partial z} \right) + 2\mu_a \left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial z} + \delta \frac{\partial q}{\partial z} \right) \left(\frac{\pi^2}{6\eta} + 2\eta q^2 \right) - \frac{\pi^2 q}{3\eta} \left(\frac{\partial \delta}{\partial z} \right) \right] \quad (4.25)$$

En utilisant l'équation (4.19):

$$\begin{aligned} p_j &= \phi(z), \dot{p}_j = \frac{\partial \phi}{\partial z} \\ \frac{\partial L_g}{\partial \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)} &= 2\eta, \quad \frac{\partial L_g}{\partial \phi} = 0, \quad \frac{\partial R_g}{\partial \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)} = -4\mu_1 \eta + 2\mu_a \left(\frac{\pi^2}{6\eta} + 2\eta q^2 \right) \\ \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial L_g}{\partial \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)} \right) - \frac{\partial L_g}{\partial \phi} + \frac{\partial R_g}{\partial \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)} &= \frac{\partial}{\partial z} (2\eta) - 0 - 4\mu_1 \eta + 2\mu_a \left(\frac{\pi^2}{6\eta} + 2\eta q^2 \right) \\ 2 \frac{\partial \eta}{\partial z} - 4\mu_1 \eta + 2\mu_a \left(\frac{\pi^2}{6\eta} + 2\eta q^2 \right) &= 0 \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial z} = 2\mu_1 \eta - \mu_a \left(\frac{\pi^2}{6\eta} + 2\eta q^2 \right)$$

$$\begin{aligned} p_j &= \delta(z), \dot{p}_j = \frac{\partial \delta}{\partial z} \\ \frac{\partial L_g}{\partial \left(\frac{\partial \delta}{\partial z} \right)} &= 0, \quad \frac{\partial L_g}{\partial \delta} = 2\eta \frac{\partial q}{\partial z} + 2\eta \delta, \quad \frac{\partial R_g}{\partial \left(\frac{\partial \delta}{\partial z} \right)} = -2\mu_a \frac{\pi^2 q}{3\eta} \\ \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial L_g}{\partial \left(\frac{\partial \delta}{\partial z} \right)} \right) - \frac{\partial L_g}{\partial \delta} + \frac{\partial R_g}{\partial \left(\frac{\partial \delta}{\partial z} \right)} &= 0 - 2\eta \frac{\partial q}{\partial z} - 2\eta \delta - 2\mu_a \frac{\pi^2 q}{3\eta} \\ -2\eta \frac{\partial q}{\partial z} - 2\eta \delta - 2\mu_a \frac{\pi^2 q}{3\eta} = 0 &\Rightarrow -2\eta \frac{\partial q}{\partial z} = +2\eta \delta + 2\mu_a \frac{\pi^2 q}{3\eta} \end{aligned}$$

$$\frac{\partial q}{\partial z} = -\delta - \mu_a \frac{\pi^2 q}{3\eta^2}$$

$$\begin{aligned} p_j &= \eta(z), \dot{p}_j = \frac{\partial \eta}{\partial z} \\ \frac{\partial L_g}{\partial \left(\frac{\partial \eta}{\partial z} \right)} &= 0, \quad \frac{\partial L_g}{\partial \eta} = 2 \left[\frac{\partial \phi}{\partial z} + \delta \frac{\partial q}{\partial z} \right] - \eta^2 + \delta^2, \quad \frac{\partial R_g}{\partial \left(\frac{\partial \eta}{\partial z} \right)} = 0 \\ \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial L_g}{\partial \left(\frac{\partial \eta}{\partial z} \right)} \right) &- \frac{\partial L_g}{\partial \eta} + \frac{\partial R_g}{\partial \left(\frac{\partial \eta}{\partial z} \right)} = -2 \left[\frac{\partial \phi}{\partial z} + \delta \frac{\partial q}{\partial z} \right] + \eta^2 - \delta^2 \\ -2 \left[\frac{\partial \phi}{\partial z} + \delta \frac{\partial q}{\partial z} \right] + \eta^2 - \delta^2 &= 0 \Rightarrow -2 \left[\frac{\partial \phi}{\partial z} + \delta \left(-\delta - \mu_a \frac{\pi^2 q}{3\eta^2} \right) \right] + \eta^2 - \delta^2 = 0 \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{1}{2} (\eta^2 + \delta^2) + \mu_a \frac{\pi^2 \delta q}{3\eta^2}$$

$$\begin{aligned} p_j &= q(z), \dot{p}_j = \frac{\partial q}{\partial z} \\ \frac{\partial L_g}{\partial \left(\frac{\partial q}{\partial z} \right)} &= 2\eta\delta, \quad \frac{\partial L_g}{\partial q} = 0, \quad \frac{\partial R_g}{\partial \left(\frac{\partial q}{\partial z} \right)} = -4\mu_1\eta\delta + 2\mu_a\delta \left(\frac{\pi^2}{6\eta} + 2\eta q^2 \right) \\ \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial L_g}{\partial \left(\frac{\partial q}{\partial z} \right)} \right) &- \frac{\partial L_g}{\partial q} + \frac{\partial R_g}{\partial \left(\frac{\partial q}{\partial z} \right)} = \frac{\partial}{\partial z} (2\eta\delta) - 4\mu_1\eta\delta + 2\mu_a\delta \left(\frac{\pi^2}{6\eta} + 2\eta q^2 \right) \\ \frac{\partial}{\partial z} (2\eta\delta) - 4\mu_1\eta\delta + 2\mu_a\delta \left(\frac{\pi^2}{6\eta} + 2\eta q^2 \right) &= 2\eta \frac{\partial \delta}{\partial z} + 2\delta \frac{\partial \eta}{\partial z} - 4\mu_1\eta\delta + 2\mu_a\delta \left(\frac{\pi^2}{6\eta} + 2\eta q^2 \right) \\ 2\eta \frac{\partial \delta}{\partial z} + 2\delta \frac{\partial \eta}{\partial z} - 4\mu_1\eta\delta + 2\mu_a\delta \left(\frac{\pi^2}{6\eta} + 2\eta q^2 \right) &= 2\eta \frac{\partial \delta}{\partial z} + 2\delta \left(2\mu_1\eta - \mu_a \left(\frac{\pi^2}{6\eta} + 2\eta q^2 \right) \right) - \\ 4\mu_1\eta\delta + 2\mu_a\delta \left(\frac{\pi^2}{6\eta} + 2\eta q^2 \right) & \\ 2\eta \frac{\partial \delta}{\partial z} &= -2\delta \left(2\mu_1\eta - \mu_a \left(\frac{\pi^2}{6\eta} + 2\eta q^2 \right) \right) + 4\mu_1\eta\delta - 2\mu_a\delta \left(\frac{\pi^2}{6\eta} + 2\eta q^2 \right) \\ 2\eta \frac{\partial \delta}{\partial z} &= -4\mu_1\eta\delta + 2\mu_a\delta \left(\frac{\pi^2}{6\eta} + 2\eta q^2 \right) + 4\mu_1\eta\delta - 2\mu_a\delta \left(\frac{\pi^2}{6\eta} + 2\eta q^2 \right) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \delta}{\partial z} = 0$$

D'après les calculs on obtient le système d'équations suivant:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \eta}{\partial z} = 2\mu_1 \eta - \mu_a \left(\frac{\pi^2}{6\eta} + 2\eta q^2 \right) \\ \frac{\partial q}{\partial z} = -\delta - \mu_a \frac{\pi^2 q}{3\eta^2} \\ \frac{\partial \delta}{\partial z} = 0 \\ \frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{1}{2} (\eta^2 + \delta^2) + \mu_a \frac{\pi^2 \delta q}{3\eta^2} \end{array} \right. \quad (4.26)$$

4.2.2 Résultats de la simulation

La méthode numérique de split- step Fourier a été utilisée pour simuler l'évolution des solitons dans la fibre optique monomodale [19], et pour tracer les équations des solitons perturbées du système (4.20) et (4.26) en utilisant ODE (45) à l'aide du logiciel Matlab. [21] Soit une fibre optique monomodale en silice pure, de longueur $L = 11835\mu m$, et de largeur égale $140\mu m$, où la valeur de paramètre de vitesse de groupe $\beta_2 = -10.2ps^2/km$ à la longueur d'onde $\lambda = 1.55\mu m$. La valeur du coefficient non linéaire utilisée est $\gamma = 2w^{-1}km^{-1}$, avec $\mu = 0.05$, $\beta = 0.05$, $\mu_1 = -0.1$, $\beta_1 = 0.8$, $\mu_a = 0.05$. L'impulsion d'entrée est donnée sous la forme $U(0,t) = Nsech(t)$, avec $N = 1$ c'est le soliton fondamental.

Les résultats de la simulation sont montrés dans les figures suivantes:

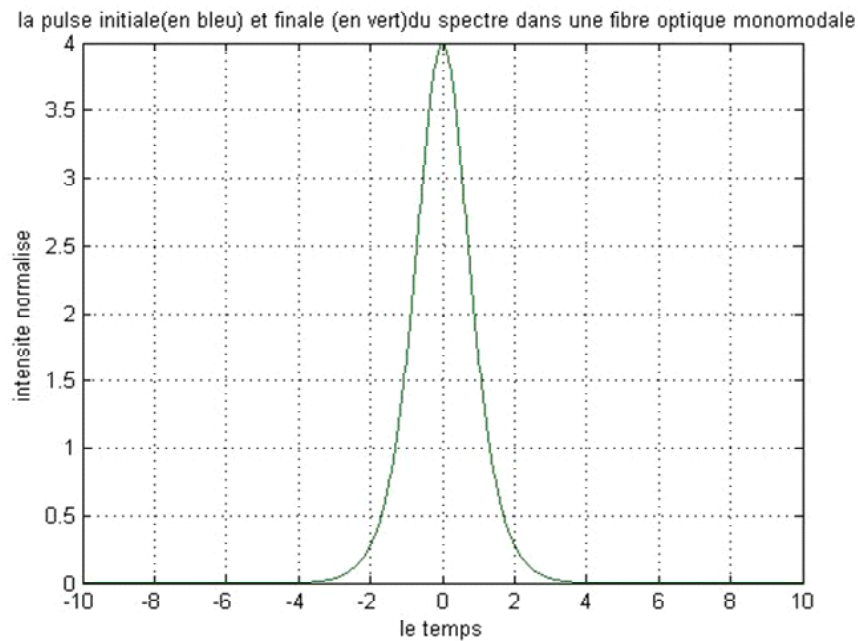


Figure 4.8: Profil d'impulsion initial et celle de l'impulsion après la propagation de soliton non perturbé dans une fibre optique monomodale

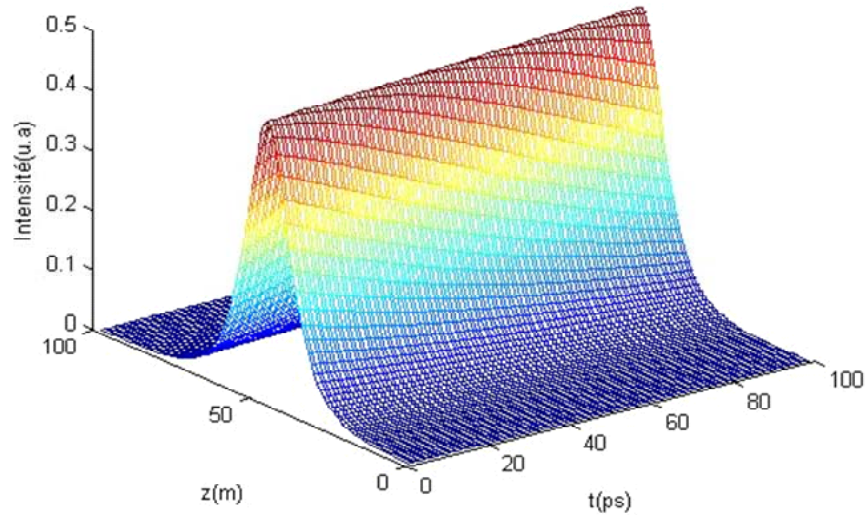


Fig 4.9: L'évolution d'un soliton non perturbée dans une fibre optique monomodale

La figure (4.8) représente le profil d'impulsion initial et celle d'impulsion après la propagation dans une fibre monomodale (sans filtrage et sans modulation). Cette figure montre que l'impulsion n'a pas changé, ceci résulte de la compensation entre les deux effets dispersif et non linéaire.

La figure (4.9) représentent la propagation d'un soliton fondamental non perturbée le long d'une fibre monomodale (sans filtrage et sans modulation), le soliton se propage sans distorsion. On constate qu'il a un bon accord avec la théorie.

Nous remarquons d'après ces deux figures que le soliton non perturbée se déplace dans ce milieu dispersif sans être déformée, elle ne subit aucune distorsion lors de sa propagation. Donc le soliton possède la merveilleuse propriété de se propager dans un milieu dispersif sans changer sa forme.

Le système de filtrage dans le domaine fréquentiel:

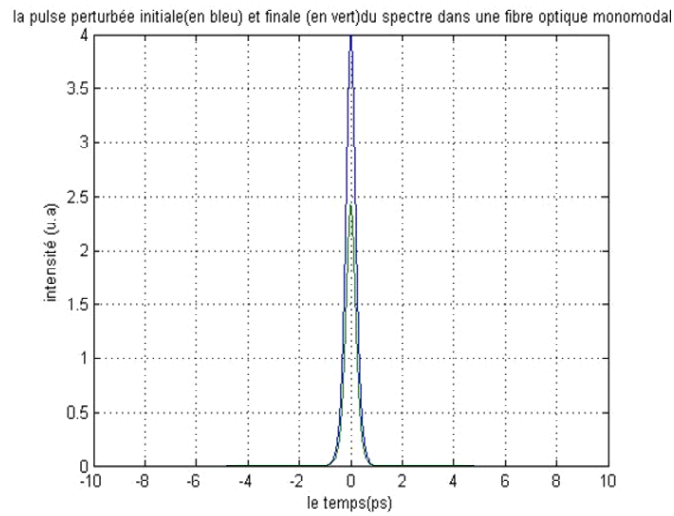


Figure 4.10: Profil d'impulsion initial et celle de l'impulsion après la propagation de soliton perturbée dans une fibre optique monomodale

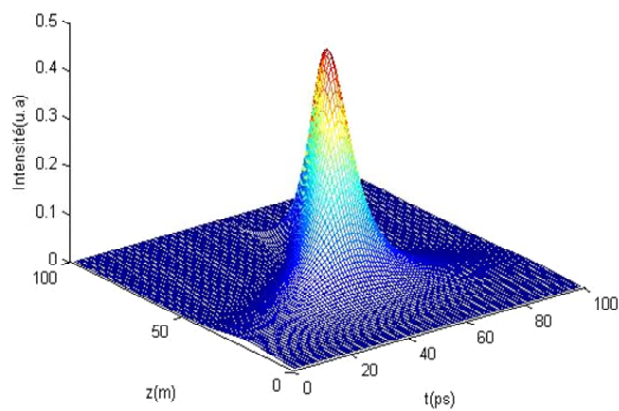


Figure 4.11: l'évolution d'un soliton perturbée dans une fibre optique monomodale

La figure (4.10) représente le profil d'impulsion initial et celle d'impulsion après la

propagation dans une fibre monomodale (le cas de filtrage), on remarque que l'intensité de l'impulsion après la propagation a diminué mais l'enveloppe garde la même forme initial. La figure (4.11) représente l'évolution d'un soliton perturbée, il a une forme différente par rapport au soliton non perturbée.

Nous remarquons d'après ces deux figures que le soliton perturbée se déplace dans ce milieu dispersif avec une déformation par rapport au soliton non perturbée, il ne subit aucune distorsion lors de sa propagation.

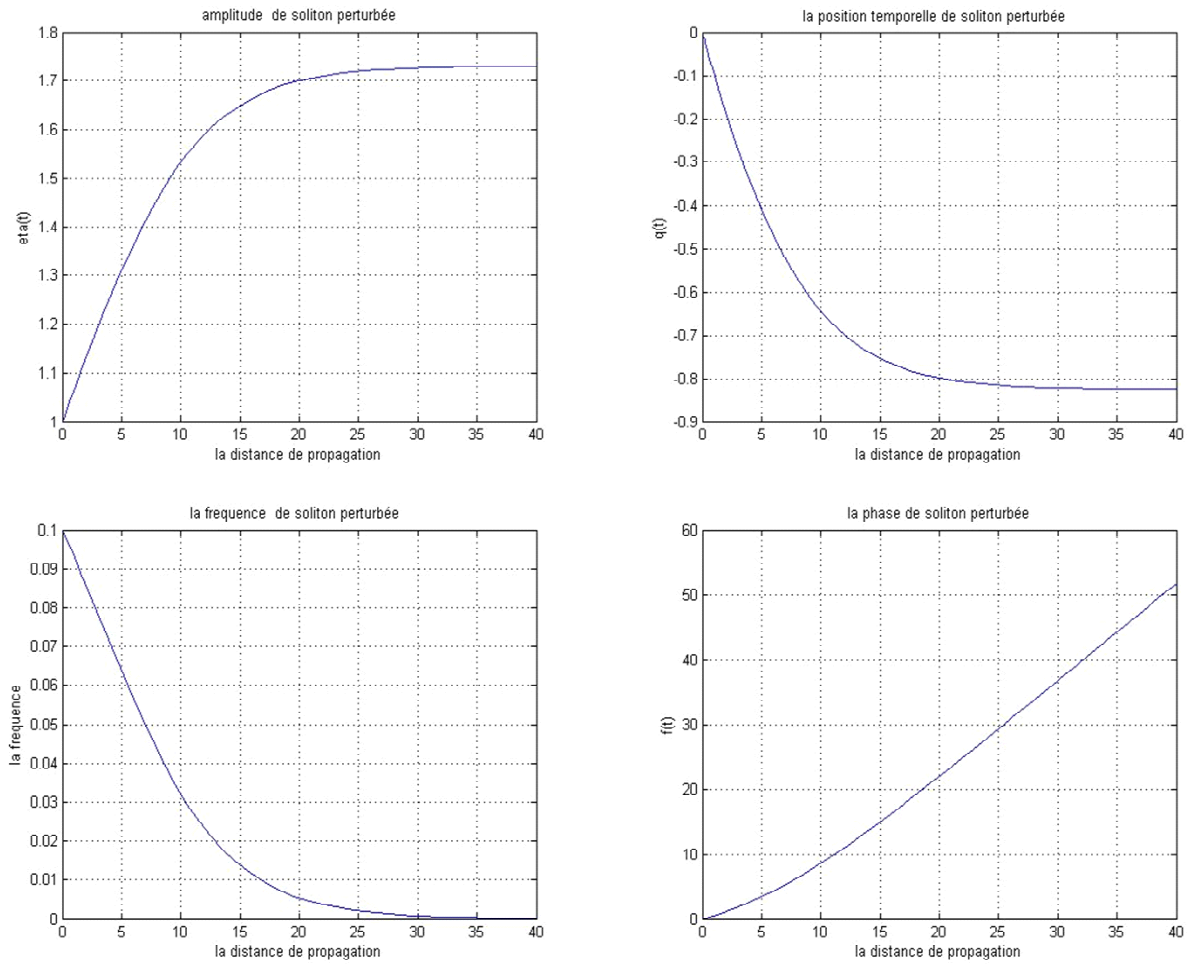


Fig 4.12: L'évolution de quatre paramètres du soliton perturbée dans une fibre optique monomodale $\eta = 1, q = 0.5, \delta = 0.5, \phi = 0$

La figure (4.12) montre que l'amplitude est croissante en fonction de la distance de propagation avec un changement dans la position temporelle. La phase et la fréquence sont également influencés, alors que la fréquence décroît progressivement en fonction de la distance de propagation, la phase augmente en fonction de cette distance. L'ajout des

filtres est très bénéfique et réduit considérablement les fluctuations de la phase.

Le système de modulation dans le domaine temporel:

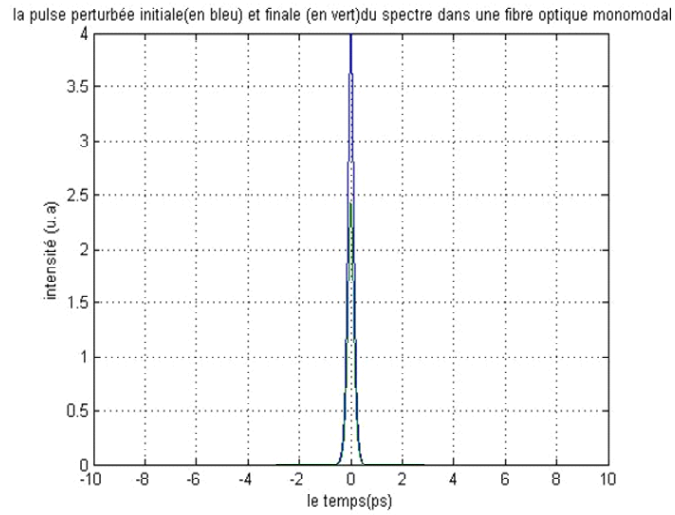


Figure 4.13 : Profil d'impulsion perturbée initiale et celle de l'impulsion après la propagation dans une fibre optique monomodale

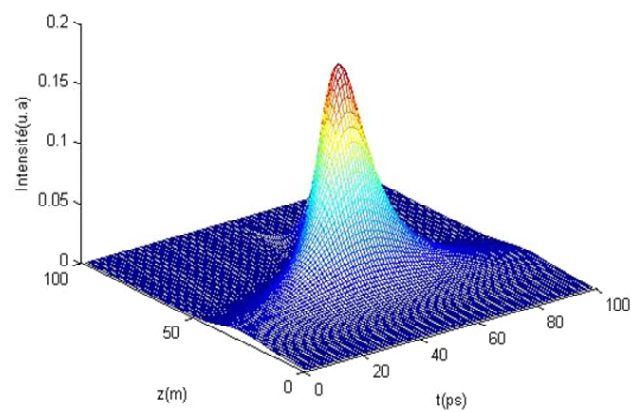


Figure 4.14: l'évolution d'un soliton perturbé dans une fibre optique monomodale

La figure (4.13) représente le profil d'impulsion initial et celle d'impulsion après la propagation dans une fibre monomodale (le cas de la modulation temporelle). Cette figure montre que l'impulsion a changé. l'amplitude a diminué mais l'enveloppe garde la même forme initial. La figure (4.14) représente l'évolution d'un soliton perturbée, il a une forme différente par rapport au soliton non perturbée. Nous remarquons d'après ces deux figures que le soliton perturbée se déplace dans ce milieu dispersif avec une déformation par rapport au soliton non perturbée, il ne subit aucune distorsion lors de sa propagation.

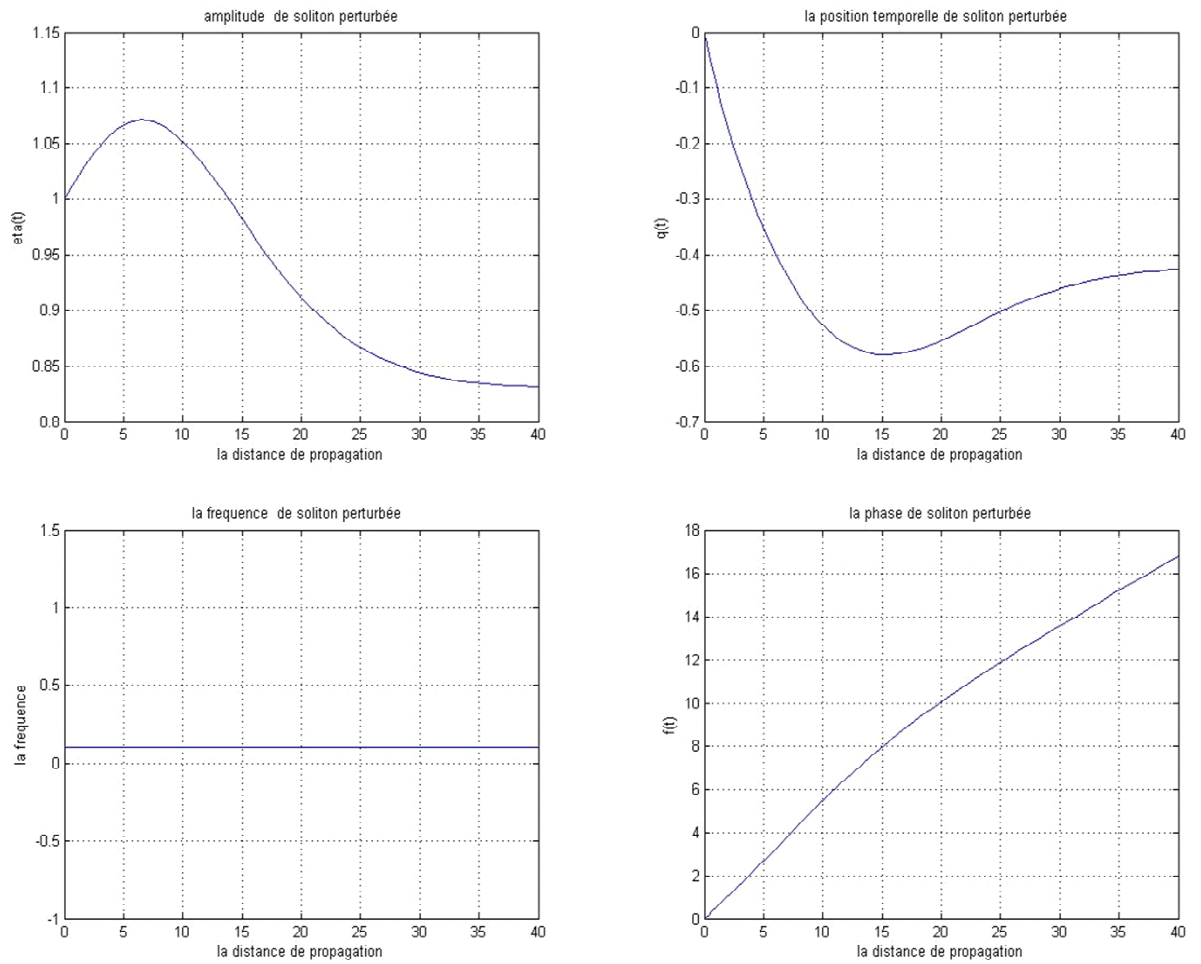


Fig 4.15: L'évolution de quatre paramètres du soliton perturbée dans une fibre optique monomodale $\eta = 1, q = 0, \delta = 0.1, \phi = 0$

La figure (4.15) montre que :

dans le domaine de la modulation temporelle, la fréquence reste inchangée, mais les trois autres paramètres de soliton, l'amplitude, la position temporelle, la phase sont influencés. L'augmentation de l'amplitude est contrôlée, en présence de la modulation. la position

temporelle est explicitement influencé dans le domaine de la modulation temporel. L'ajout des modulateurs est très bénéfique et réduit considérablement les fluctuations de synchronisation de la phase afin de limiter le déplacement temporel du centre de soliton.

Conclusion:

Cette analyse numérique de la propagation des solitons perturbées le long d'une fibre optique monomodale nous a permis de bien comprendre que le bruit induit par l'ASE limite les performances dans les solitons de la communication optique. Le filtrage et la modulation sont utilisés pour atténuer le problème de bruit. Les perturbations développés en raison de l'utilisation des filtres et des modulateurs. Les expressions analytiques (4.21) et (4.26) suggèrent que, l'amplitude, et les autres paramètres de soliton tels que, la fréquence, la position temporelle, et la phase sont influencées par le mécanisme de contrôle. L'effet non linéaire prépondérant qui vient affecter la propagation est l'effet Kerr: (l'automodulation de phase), et aussi la dispersion chromatique. Finalement on conclu que le filtrage et la modulation, jouent un rôle très important dans la perturbation des solitons dans la transmission optique.

les filtres et les modulateurs sont des facteurs limitatifs qui réduisent la puissance que doit recevoir le détecteur. Donc la longueur de la transmission de donnée sera limitée par les perturbations des solitons.

CONCLUSION GENERALE

4.3 Conclusion Générale

Dans ce travail, nous avons étudié et modélisé la propagation des solitons dans un milieu dispersif.

Premièrement l'étude faite sur la dispersion chromatique et la dispersion intermodale dans un coupleur optique directionnel (les deux fibres optiques qui forment le coupleur en silice) et la simulation numérique de la propagation des solitons dans un coupleur optique directionnel , nous a permis de conclure que:

- La dispersion intermodale joue un rôle très important sur la stabilité des solitons dans les coupleurs optiques directionnels.
- Le choix du milieu dispersif et le régime de dispersion anormale jouent un rôle important sur la propagation des solitons dans un coupleur optique directionnel.
- le soliton optique est un bon support de l'information pour le coupleur optique directionnel dans le domaine de télécommunication.

deuxièmement l'étude faite sur le filtrage et la modulation dans une fibre optique monomodale (la fibre optique en silice) et la simulation numérique de la propagation des solitons perturbées dans une fibre optique monomodale, nous a permis de conclure que:

- Le bruit limite les performances des solitons dans les communication optique.
- Les filtres et les modulateurs sont souvent utilisés pour atténuer le problème de bruit.
- Les perturbations des solitons développés en raison à l'utilisation des filtres et des modulateurs (sont influencées sur les paramètres de soliton l'amplitude, la fréquence, position temporelle, et la phase).
- le filtrage et la modulation, jouent un rôle très important sur la perturbation des solitons dans la transmission optique.

En fin, le travail entrepris dans le cadre de cette thèse a ouvert une direction vers la recherche qui mérite à notre avis, d'être approfondie, sur:

- 1)- L'étude du problème de dispersion en tenant compte des ordres de dispersion élevés (ordre 3,4), en tenant compte des autres effets linéaires (la réfraction, la réflexion, la diffusion, la diffraction,...).

- 2)- Étude et modélisation de la propagation des solitons d'ordre supérieur dans un coupleur optique directionnel.
- 3)- Résolution de l'équation de Schrödinger non linéaire en tenant compte des autres effets non linéaires (Effet Raman, Effet Kerr (autofocalisation, autoraïdissement)).
- 4) Étude et modélisation de la perturbation des solitons dans une fibre optique monomodale créée par l'interaction entre deux solitons, l'absorption à deux photons (TPA), la dispersion de gain (GD), la non-linéarité d'ordre supérieur (HON).

Bibliographie

- [1] **Stéphane Calvez**, (2002), 'Laser à fibre pour les télécommunication multiplexées en longueur d'onde', Thèse de doctorat, Institute de la Technology (Atlanta).
- [2] **G.P.Agrawal**, (1989), 'Nonlinear Fiber Optics'. Academic Press, San Diego, Ca', livre (la première partie), New York.
- [3] **H.Apithy. Y.Bouslimani et H.Haman**, (2004), 'Communications à fibres optiques: Limitations causées par la dispersion et les effets non linéaires', publication, IEEE Canadian Review-Summer.
- [4] **Thibaut Sylvere**, (1999), 'Amplification et conversion paramétriques, décalage suppression de fréquences, par processus Kerv et Raman dans les fibres optiques', Thèse de doctorat, L'U.F.R des Sciences et Techniques de l'université de Franche-Comte.
- [5] **Philippe Di Bin**, (1989), 'Filtrage opto-microonde par synthèse optique de réponse impulsionnelle', Thèse de doctorat, l'université de France-Comte.
- [6] **Joseph Désiré Topomondzo**, (2004), 'Etude des effets de biréfringence induite dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs Applications dans les systèmes de communications optiques', Thèse de doctorat, l'université de Franche-Comte.
- [7] **D. Marcuse**, (1982), 'Light Transmission Optics', chapitres (8 et 12) Ed Van Nostrand Reinhold, New York.

- [8] **I.Malitson**, (1965), 'Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica', publication, JOSA Vol. 55, Issue 10, pp. 1205-1208.
- [9] **Pr. Marc Haelterman**, (2006), 'Étude expérimentale de l'optique non linéaire dans les cristaux liquides', Thèse de doctorat, Université de Bruxelles.
- [10] **M. Sorin Tascu**, (2002), 'Etude en champ proche optique de guides optiques', Thèse de doctorat, Université de Claude Bernard Lyon.
- [11] **A. Hasegawa and M. Matsumoto**, (2003), 'Optical Solitons in Fibers', (chapitre 7) Third ed, New York.
- [12] **Equipe éducationnel**, (2002), 'Electron Hyper Fréquences', article, unité didactique,
- [13] **Sotiris Droulias, Manos Manousakis, Kyriakos Hizanidis**, (2004), 'Switching dynamics in nonlinear directional fiber couplers with intermodal dispersion' publication, Zografou 157 73 Athens, Greece, volume 240.
- [14] **Thibaut Sylvester**, (1999), 'Amplification et conversion paramétrique, par processus kerr et Raman dans les fibres optiques', Thèse de doctorat, l'université de Franche-Comte.
- [15] **A. Mecozzi, J. D. Moores, H. A. Haus, and Y Lai**, (1991), 'Soliton transmission control', publication, Opt. Lett., vol. 16, no. 23, pp 1841-1843.
- [16] **J.W.Fleming**: (1984), 'Dispersion in $GeO_2 - SiO_2$ glasses', publication, Appl.Optics 23, pp.4486 - 4493.
- [17] **Boumaza.N**, (2008), 'Etude et Modélisation de la propagation d'une Impulsion Non Linéaire dans un milieu Matériel', Mémoire de Magister, Université de Tlemcen.
- [18] **Z BWang, HYYang et Z Q Li**, (2006), 'The Numerical Analysis of Soliton Propagation with Slit-Step Fourier Transform Method. Journal of Physics', publication, Conference Series 48 878882.

- [19] **N. Boumaza, T. Benouaz, A. Chikhaoui and A. Cheknane**, (2009), 'Numerical simulation of nonlinear pulses propagation non linear optical directional coupler', Publication, International Journal of Physical Sciences Vol. 4 (9), pp. 505-513.
- [20] **Jérôme Laurent**, (2004), 'Communication Optique à Très haut débit', Thèse de doctorat, l'université de Franche-Comte.
- [21] **Samudra Roy and Shyamal K. Bhadra**, (2008), 'Solving Soliton Perturbation Problems by Introducing Rayleighs Dissipation Function', Publication, Journal of Light wave Technology, VOL 26.
- [22] **Marc Hanna**, (2000), 'Système de communication par modulation de phase différentielle de solitons', mémoire de Magister, l'université de Franche-Comte.
- [23] **Virginie CODA**, (2006), Solitons optiques spatiaux Kerr et photoréfractifs : propriétés fondamentales et application à l'adressage optique, Thèse de doctorat, l'université de Franche-Comte.
- [24] **G. P. Agrawal**, (2001), 'Nonlinear Fiber Optic, Third ed.', Academic, chapitres (2, 4, 5), New York.
- [25] **Patrick Vandamme, Jean-Baptiste Thomine, Philippe Gallion** (2000), 'La transmission par solitons', article des recherches portent sur les composants et les fonctions optoélectroniques, Université Pierre et Marie Curie Paris (ENST).
- [26] **Julien MAURY**, (2003), 'Étude et caractérisation d'une fibre optique amplificatrice et compensatrice de dispersion chromatique, Thèse de doctorat, école Doctorale Science Technologique et Santé Ircm équipe d'optique guidée et Intégrée.
- [27] **V.E.Zakharov and A.B Shabat**, (1973), 'Exact theory of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self-modulation of waves in non linear media', soviet physics jetp.vol.34,n⁰ 1,p 62.

- [28] **L.F.Mollenauer,R.H.Stolen,and J.P.Gordon**, (1980), "Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers", Publication Physical Review Letters,vol.45,p.1095.
- [29] **L.F.Mollenauer, J.P.Gordon, and M.N.Islam**, (1986), "Soliton propagation in long fibers with periodically compensated loss", Publication, IEEE Journal of Quantum Electronics,vol.22,n^o.1,p.157.
- [30] **A.Hasegawa and Y .kodama**, (1990), "Guiding-center soliton in optical fibers", publication, Optics Letters,vol.15,n^o.24p.1443.
- [31] **C.R.Menyuk**, (1993), "Soliton robustness in optical fibers", publication, Journal of Optical Society of Amerca B, vol.10,no.9,p.1585.
- [32] **T.Georges,F.Favre, and D.L.Guen**, (1998), "Theoretical and experimental study of soliton transmission in dispersion managed links", publication, IEICE Transactions on Electronics,vol.E81,no.2,p.226.
- [33] **Hang-yu Ruan1; 2;*; , Hui-jun Li1 and Yi-xin Chen2)**, (2004), "Exact solutions of spacetime dependent non-linear Schrodinger equations" publication, Mathematical methods in the applied sciences math. Meth. Appl. Sci. 2004; 27:10771087 (DOI: 10.1002/mma.486).
- [34] **Sofia C.V. Latas, Mario F.S. Ferreira ***, (2005), "Soliton propagation in the presence of intrapulse Raman scattering and nonlinear gain" publication, Optics Communications vol 251 415422 science directe.
- [35] **V. Skarka and N. B. Aleksic**, (2006), "Stability criteria for dissipative soliton solutions of the one-,two-,and three-dimensional complex cubic-quintic Ginzburg-Landau equations", publication, Phy. Rev. Lett., vol. 96,Jan. 2006, 013903.

- [36] **Russell Kohla, Anjan Biswasa, Daniela Milovicb, Essaid Zerradc,** (2007), "Optical soliton perturbation in a non-Kerr law media", publication ,Optics & Laser Technology 40 (2008) 647662 science directe.