

RÉPUBLIQUE ALGERIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

MÉMOIRE

PRÉSENTÉ
À L'UNIVERSITÉ ABOUBEKR BELKAID DE TLEMCCEN



FACULTÉ DES SCIENCES
DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE

POUR OBTENIR

LE GRADE DE MAGISTER EN PHYSIQUE THÉORIQUE

PAR

MONSIEUR DJAAFARI ABDELLAH
SUR LE THÈME

ÉTUDE DE LA PROPAGATION D'IMPULSIONS ULTRACOURTES DANS LES FIBRES OPTIQUES NON- LINÉAIRES ET DISPERSIVES

SOUTENU, LE 19 mai 2011 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

PRÉSIDENT DU JURY : MONSIEUR LEMERINI MUSTAPHA

PROFESSEUR A L'UABB DE TLEMCCEN

DIRECTEUR DU MÉMOIRE : MONSIEUR MAHBOUB MOURAD

MAÎTRE DE CONFÉRENCES (A) A L'UABB DE TLEMCCEN

EXAMINATEURS : MONSIEUR BOUHAFS BENAMAR

MAÎTRE DE CONFÉRENCES (A) A L'UABB DE TLEMCCEN

MADAME RAHMOUN KHADIDJA

MAÎTRE DE CONFÉRENCES (A) A L'UABB DE TLEMCCEN

REMERCIEMENTS

Cette étude a été réalisée au sein du laboratoire de physique théorique de la Faculté des Sciences de l'Université Aboubekr Belkaid de Tlemcen.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Monsieur Mourad Mahboub Maître de conférences à l'université de Tlemcen, pour avoir accepté d'encadrer ce travail. Je tiens à lui exprimer mes plus vifs remerciements pour sa disponibilité, son expérience dans la matière et les conseils scientifiques qu'il m'a prodigués tout au long de ce travail.

J'exprime mes profonds remerciements à Monsieur Lemerini Mustapha Professeur à l'université de Tlemcen, qui m'a fait l'honneur de présider le jury de ce mémoire et de juger ce travail.

Outre sa présence dans ce jury, Monsieur Bouhafs benamar Maître de conférences à l'université de Tlemcen, m'a fait profiter de son savoir dans le domaine de la physique, je le remercie encore une fois d'avoir accepté de juger mon travail.

Toute ma gratitude revient à Madame Rahmoun Khadidja Maître de conférences à l'université de Tlemcen, pour avoir accepté de faire partie au jury et de juger ce travail.

Je ne saurais oublier mes amis qui ont contribué à l'excellente ambiance présente dans l'équipe.

Je remercie chaleureusement mes parents qui m'ont soutenu tout au long de mes études, Parfois au prix de quelques sacrifices, et sans qui je n'aurais pas pu atteindre ce niveau.

*Je tiens aussi à remercier ma meilleure amie **Ndjem Bailek** qui a été toujours présente à mes côtés.*

*Et surtout je remercie **ALLAH** le tout puissant de m'avoir donné le courage et la volonté de mener à ce terme ce présent travail.*

Table des Matières

Introduction générale.....	7
Chapitre 1 : Généralités sur les fibres optiques.....	11
1.1 Système de communication à fibre optique.....	12
1.2 Fibre optique monomode.....	14
1.3 Fibre optique multi-mode.....	15
1.4 Atténuation dans la fibre optique.....	16
1.5 La dispersion chromatique.....	17
1.5.1 Dispersion chromatique dans une fibre optique.....	18
1.5.2 Le paramètre de dispersion chromatique.....	18
1.6 Effets non linéaires.....	18
1.6.1 Effet Kerr optique.....	19
1.6.2 Effet Brillouin.....	19
1.6.3 Effets Raman.....	20
1.6.4 Auto modulation de phase (SPM)	20
1.6.5 Modulation croisée (XPM)	21
<i>Bibliographie Chapitre 1.....</i>	<i>23</i>
Chapitre 2 : Équation de Schrödinger non linéaire généralisée.....	26
2.1 Équations de Maxwell.....	26

2.1.1 Equation de Schrödinger non linéaire.....	28
2.2 La solution soliton de l'équation de Schrödinger non-linéaire.....	35
2.3 Solution analytique en régime dispersif.....	40
2.4 Solution analytique en régime non linéaire.....	41
2.5 La méthode de Fourier split-step.....	42
2.6 Les principales limitations de la méthode SSF.....	46
Bibliographie Chapitre 2.....	47

Chapitre 3 : Mise en forme de l'impulsion ultra-courte.....53

3.1 Influence du paramètre de dispersion β_2 du milieu.....	54
3.1.1 Pré-compensation en régime linéaire.....	54
3.2 Effets de la non-linéarité sur la propagation d'impulsions.....	56
3.2.1 Comportement en présence d'effets non-linéaires.....	56
3.3 Propagation d'impulsion avec mise en forme temporelle.....	58
3.4 Propagation d'impulsion avec mise en forme spectrale.....	60
3.5 Propagation d'impulsion avec mise en forme spectrale et temporelle.....	61
Bibliographie Chapitre 3.....	65

Chapitre 4 : Résultats numériques de Simulation.....66

4.1 Effet du Facteur de l'atténuation alpha.....	67
4.1.1 Impulsions de sortie pour alpha = 0.....	68
4.1.2 Impulsions de sortie pour alpha = 0.2.....	72
4.1 Effets de la dispersion.....	72

4.3 Influence des effets non linéaires.....	75
Bibliographie Chapitre 4.....	80
Conclusion Générale.....	82
Annexe.....	84

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale

L'optique ultra-rapide s'établit comme un champ de recherches important dans les années 1970, faisant suite à l'invention du laser en 1960. Cependant, c'est seulement ces dernières années que la conception de lasers très compacts délivrant des impulsions picosecondes ou femto secondes s'est confirmée. L'utilisation d'impulsions ultra-rapides a une multitude d'avantages potentiels, en effet, elles incluent la possibilité d'utiliser l'intégralité de la non-linéarité du matériau par leur intensité extrêmement élevée. Ceci est essentiel dans le développement de dispositifs tout-optiques efficaces de commutation et de modulation, sans augmenter la puissance moyenne nécessaire.

Une impulsion optique ultra-courte occupe une distance extrêmement courte dans l'espace et se propage à la vitesse de la lumière, ce qui signifie la possibilité de commander précisément le retard temporel dans une petite dimension, et donc de miniaturiser le système optique global. De plus, ce type d'impulsions présente une grande largeur spectrale due à l'interdépendance des domaines temps-fréquence déduite de la transformée de Fourier. Ces nouvelles sources ultra-compactes sont devenues donc très appropriées pour un usage répandu dans les communications, la détection, l'usinage et les applications médicales. A leur tour, celles-ci ont été

Complétées par le développement de nouvelles technologies optiques d'amplification, de traitement et de commutation des signaux. Actuellement, la demande de systèmes de communication optique et de traitement des signaux excède des bandes passantes de 100 Gb/s, ce qui laisse à penser que de tels systèmes ne peuvent pas être réalisés sans présenter des dispositifs ultra-rapides et tout-optiques. Le véritable traitement des signaux tout-optique peut être réalisé grâce aux non-linéarités optiques (on influence la lumière avec elle-même). Dans les milieux optiques non-linéaires, l'indice de réfraction est modifié par la présence d'un signal lumineux ; effectuant de ce fait une opération tout-optique de traitement des signaux.

Deux approches générales sont habituellement adoptées pour amplifier ces effets non-linéaires. La première approche est matérielle : on peut essayer de trouver un matériau dans lequel les effets non-linéaires sont les plus forts. La deuxième approche est structurale : on essaie de trouver une structure dont les propriétés géométriques optimisent l'interaction non-linéaire d'intérêt.

Cette modélisation fait appel généralement à une équation non-linéaire de type "Schrödinger" pour la propagation de l'enveloppe des impulsions. Cette équation est dérivée des équations de Maxwell et résulte de différentes approximations effectuées selon les besoins. De manière générale, sa forme simplifiée permet une

Intégration numérique rapide contrairement aux équations de Maxwell. Les récentes évolutions des fibres optiques fortement non-linéaires et le développement de sources d'impulsions avec des durées de plus en plus courtes ne cessent, ces dernières années, de remettre en cause les approximations de cette modélisation, lors d'études de propagation d'impulsions de quelques cycles optiques liées à des élargissements spectraux extrêmes. Dans ce contexte, ce mémoire rapporte les travaux effectués au Département physique de l'Université Aboubekr Belkaid de Tlemcen, sur l'étude de la propagation d'impulsions ultra-courtes dans les fibres optiques non-linéaires et dispersives.

Les principaux objectifs sont : confirmer l'efficacité d'un outil numérique simple et efficace, basé sur une équation d'enveloppe pour la modélisation de la propagation non-linéaire d'impulsions ultracourtes, ainsi que de mettre à profit cette modélisation en complémentarité d'une caractérisation précise des impulsions initiales à propager, pour des applications de mise en forme et de compression d'impulsions ultracourtes. La mise en œuvre expérimentale de ces dispositifs a nécessité l'utilisation d'un dispositif de caractérisation FROG (Frequency Resolved Optical Gating) à grande dynamique afin d'étudier les propriétés et l'évolution des Impulsions dans ces systèmes à fibres.

Enfin, cette modélisation améliorée a permis de confirmer la mise en évidence expérimentale d'un effet non-linéaire peu observé jusqu'à maintenant dans les

fibres optiques, qui est la génération de troisième harmonique, ce processus permet d'envisager de nouvelles perspectives dans la génération d'élargissements spectraux extrêmes (super continuum). Ce mémoire se compose de quatre chapitres.

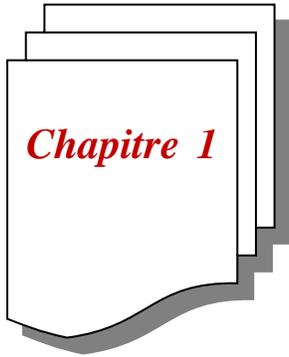
Le premier a pour but dans un premier temps d'introduire ce que l'on appelle comme généralités sur les fibres optiques pour l'amélioration des effets non-linéaires ultracourtes dans les fibres optiques. La modélisation présentée dans ce chapitre est restreinte au matériau le plus utilisé dans les fibres optiques des réseaux de télécommunications, c'est-à-dire la silice.

Le deuxième chapitre expose l'équation de Schrödinger non linéaire généralisée.

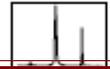
Le troisième chapitre de ce mémoire est dédié à la mise en forme de l'impulsion ultra-courte. Puis, ses conséquences particulières sur la génération de supercontinuum sont étudiées numériquement dans le cadre de multiples conditions initiales d'impulsions. Des résultats expérimentaux viennent ensuite confirmer cette étude numérique.

Le quatrième chapitre résultats numériques de Simulation.

Cette validation est effectuée par la comparaison avec une modélisation directe des équations de Maxwell, dans le cadre d'études de propagations extrêmement non-linéaires.



***Généralités sur les
fibres optiques***



CHAPTER 1

Généralités sur les fibres optiques

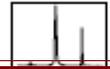


1.1 Système de communication à fibre optique

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 [2]. C'est ce que nous croyons et aussi nous observons à première vue.

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 [3,36].

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 cœur d'indice de réfraction n_1 de diamètre a , entourée d'une gaine d'indice n_2 , le tout enveloppé d'un revêtement de plastique (figure 1.1).



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

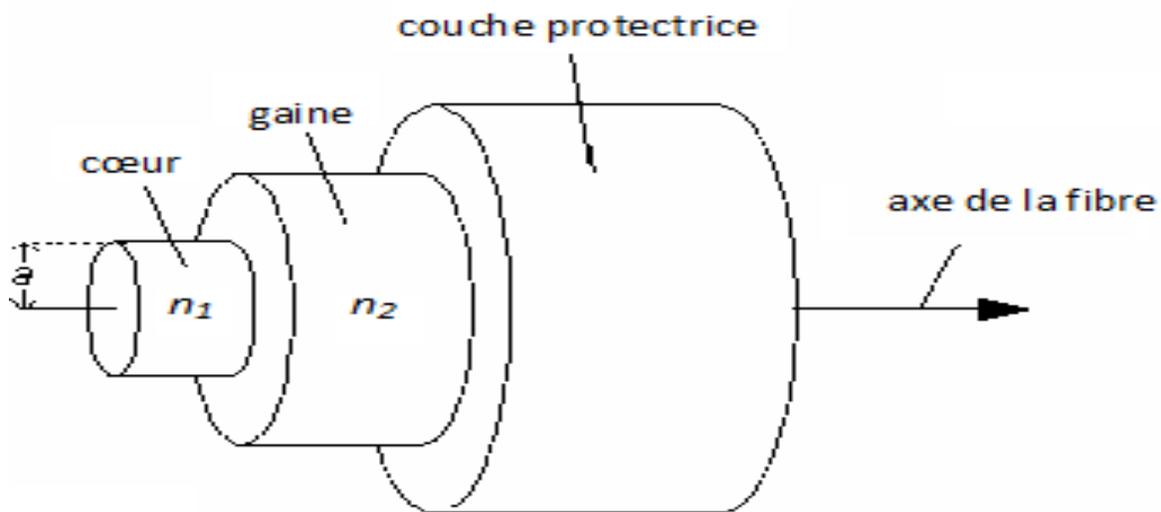
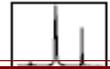


Figure 1.1: Schéma d'une fibre optique.

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: [8]

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 (en HI-FI par exemple)[32 ,33 ,34].



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

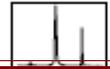
3. Le plastique dont les avantages sont le prix et la facilité de pose. Les fibres en plastique sont utilisées surtout dans les réseaux locaux et dans le matériel grand public [31].

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 du silicium, de formule SiO_2 [9], 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 modes 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 multi modes où plusieurs modes (quelques centaines ou milliers dans les fibres habituelles) peuvent coexister [9].

1.2 Fibre optique monomode



Les fibres monomodes SMF, ont un cœur 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 [10 ,11].

1.3 Fibre optique multi-mode

Les fibres multi-modes, ont un cœur de diamètre plus important que les fibres monomodes. Le gros diamètre du cœur de la fibre empêche la bonne direction du rayon lumineux ce qui cause la réfraction du rayon lumineux sous plusieurs angles d'incidences. Cette fibre fut l'une des premières réalisations. Cette dernière classe de fibres à donnée naissance à deux familles distinctes [9].

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

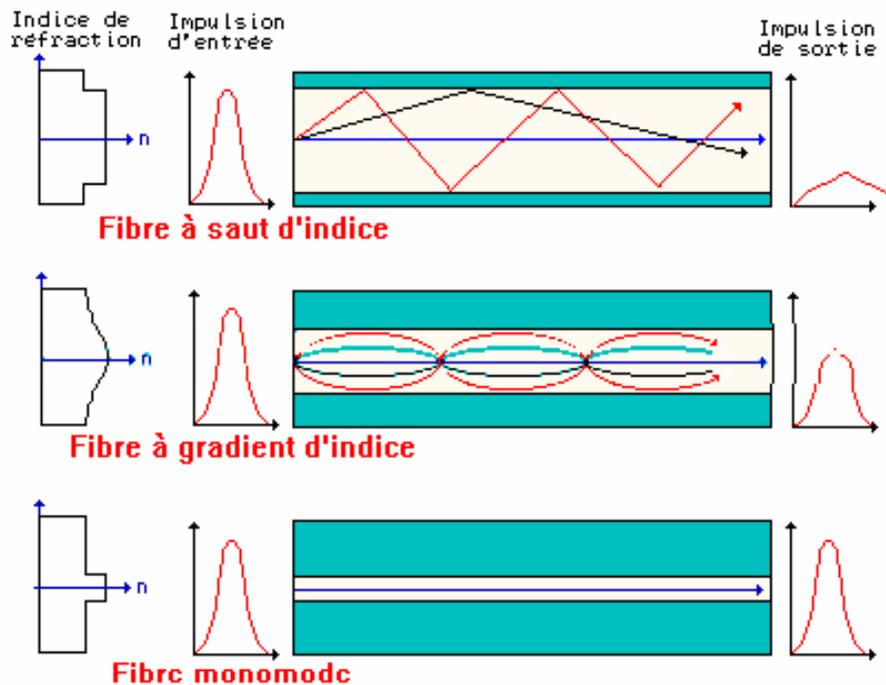
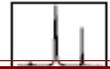
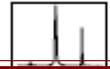


Figure 1.2: Propagation de la lumière dans les trois types de fibres

1.4 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 , déterminée à partir de la puissance d'entrée P_E et de la puissance de sortie P_S de la lumière se propageant dans une fibre de longueur L . Le coefficient α



caractérise l'affaiblissement du signal au cours de la propagation et s'exprime généralement en dB/km [17,5].

$$\alpha = -\frac{10}{L} \log \left[\frac{p_s}{p_E} \right] \quad (1.1)$$

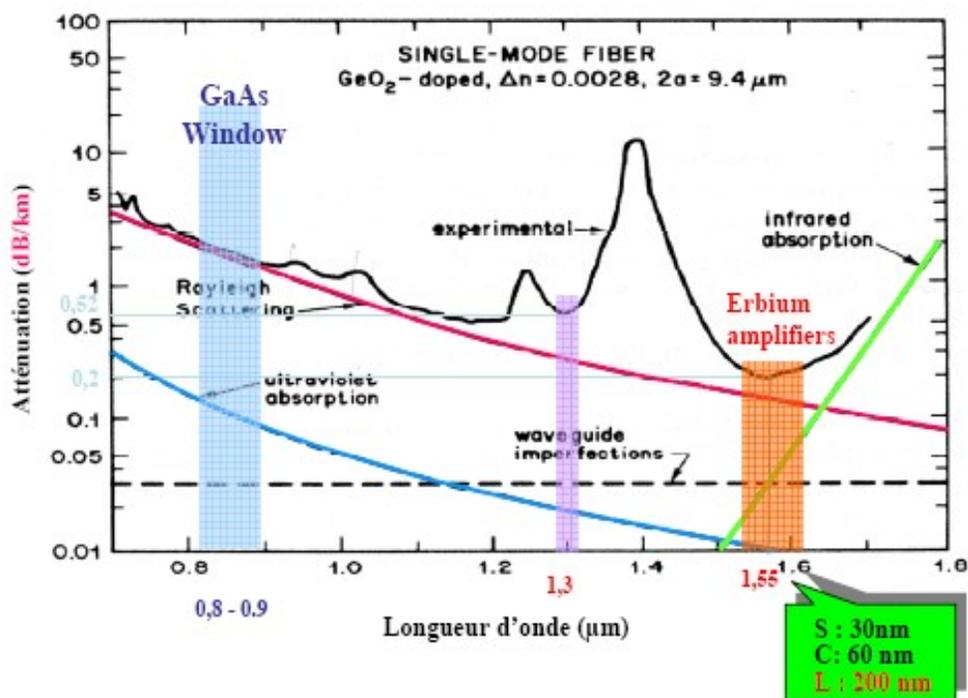
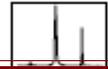


Figure 1.3: Atténuation dans une fibre optique.

1.5 La dispersion chromatique

Dans une fibre monomode, la dispersion chromatique est un paramètre important puisqu'elle traduit la différence de vitesse de groupe entre différentes longueurs d'onde. Elle résulte de la variation de l'indice de réfraction $n(\omega)$ vu par l'onde en fonction de sa



fréquence. La dispersion chromatique (ou GVD pour Group Velocity Dispersion) introduit différents retards de propagation pour différentes composantes spectrales du signal, une impulsion peut donc s'élargir. La GVD a deux origines dans la fibre : la dispersion due aux caractéristiques géométriques du guide d'onde et la dispersion due au matériau. Pour déterminer la valeur de la dispersion, la constante de propagation β est développée en série de Taylor d'autour de la pulsation centrale ω_0 de l'onde[5].

1.5.1 Dispersion chromatique dans une fibre optique

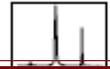
Les propriétés optiques d'un matériau diélectrique transparent comme la silice sont dépendantes de la fréquence optique du rayonnement qui le traverse. [13]La dispersion chromatique ou dispersion de vitesse de groupe est la dépendance en pulsation de l'indice de réfraction linéaire $n(\omega)$, traduisant la présence des bandes de résonance de la silice dans l'ultraviolet et l'infrarouge lointain [4].

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

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \quad (1.2)$$

1.5.2 Le paramètre de dispersion chromatique

Le paramètre de dispersion $D(\lambda)$ d'un milieu est proportionnel à la longueur d'onde et à l'accélération du changement de l'indice de réfraction lorsque la longueur d'onde varie dans ce milieu, il est exprimé en picosecondes par kilomètres et par nanomètres de largeur spectrale de l'impulsion [11].



$$D(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (1.3)$$

1.6 Les effets non-linéaires dans les fibres optiques [12]

Nous allons brièvement décrire les effets non-linéaires [12] pouvant se manifester dans les fibres optiques à savoir : l'effet Kerr, le mélange à quatre ondes, l'effet Raman et l'effet Brillouin.

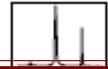
1.6.1 L'effet Kerr optique

Un type d'effet non-linéaire très important dans les fibres optiques est l'effet Kerr. Celui-ci apparaît lorsque l'intensité du signal devient si importante qu'elle peut modifier significativement l'indice de réfraction n de la fibre [15].

L'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 [2]. [Ce phénomène non linéaire est connu sous le nom d'effet Kerr optique. Cet effet non linéaire se caractérise par la relation de constitution suivante:

$$n = n_0 + n_2 |E|^2 = n_0 + n_2 I \quad (1.4)$$

Où,



n_0 est l'indice de réfraction linéaire de la silice, n_2 l'indice de réfraction non-linéaire, E l'amplitude du champ électrique et I l'intensité du signal. Cette dépendance de l'indice de réfraction à l'intensité du signal est à l'origine de certains Effets non-linéaires intéressants comme l'auto modulation de phase (SPM) et la modulation de phase Croisée (XPM).

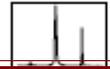
1.6.2 L'effet Brillouin

La diffusion Brillouin stimulée SBS (Stimulated Brillouin Scattering) résulte d'un couplage paramétrique entre une onde optique et une onde acoustique lorsque la puissance optique dépasse un certain seuil, appelé P_{SB} . Elle se manifeste par la génération d'ondes optiques décalées en fréquence par rapport à l'onde incidente d'une quantité détertel minée par le milieu de propagation. Dans les fibres optiques, la diffusion Brillouin stimulée n'a lieu que dans la direction opposée à celle de l'onde incidente, et le décalage de l'onde générée est défini par [1 ,15] :

$$\Delta \nu_B = \frac{2\pi \nu_A}{\lambda_p} \quad (1.5)$$

1.6.3 L'effet Raman

La diffusion Raman stimulée (ou SRS pour Stimulated Raman Scattering) est un processus à trois ondes couplées dans lequel l'onde de pompe génère une onde décalée en fréquence et une onde d'excitation vibrationnelle dans le milieu. Ce phénomène apparaît lorsque la puissance optique dépasse un certain seuil appelé P_{SR} . A la différence de la diffusion Brillouin, la diffusion Raman stimulée a lieu dans les deux directions de propagation de la fibre. Le décalage en fréquence $\Delta \nu_R$ par diffusion Raman est beaucoup plus grand que dans le



cas de la diffusion Brillouin. Dans la silice, il est environ de 13 THz [1 ,15] .Dans le cas de la diffusion Raman stimulée on parle également d'ondes Stokes et anti-Stokes.

1.6.4 L'auto modulation de phase (SPM)

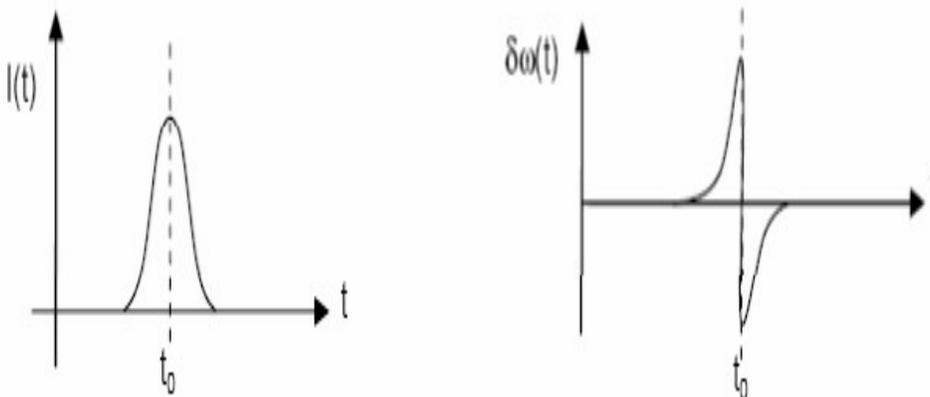
L'auto-modulation de phase est le processus non linéaire d'ordre trois le plus fondamental et son traitement dans un formalisme en ondes planes C'est un processus temporel. La variation temporelle de l'indice de réfraction crée de l'auto-modulation de phase. En effet, durant sa propagation, dans le cadre de l'approximation de l'enveloppe lentement variable et d'une réponse instantanée du milieu, l'impulsion acquiert une phase non Linéaire [2].

$$\Phi_{NL}(t) = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 L I(t) \quad (1.6)$$

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

$$\omega(t) = \omega_0 - \delta\omega(t) \quad (1.7)$$

$$\delta\omega(t) = -\frac{d}{dt}\Phi_{NL}(t) \quad (1.8)$$



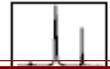


Figure 1.4: Dépendance temporelle de l'intensité et variation de la fréquence instantanée associée

La figure (1.5) représente l'exemple d'un profil temporel d'intensité de type gaussienne et la variation $\delta\omega(t)$ associée dans le cas $n_2 > 0$.

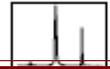
Le front avant de l'impulsion, pour lequel $\delta\omega(t) > 0$ est translaté vers les hautes longueurs d'onde, tandis que le front arrière est décalé vers les basses longueurs d'onde [2]

1.6.5 La modulation croisée (XPM)

C'est un décalage de phase non linéaire d'un champ optique induit par la co-propagation des champs à différentes longueurs d'ondes λ . La XPM est toujours accompagnée de la SPM. Elle 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 [2].

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit brièvement les réseaux optiques. Nous avons présenté sommairement les principes de base de la propagation de la lumière dans une fibre optique. Enfin, nous avons évoqué les principaux effets limitant le débit de transmission numérique optique. Parmi ces effets, on trouve la dispersion chromatique et surtout la dispersion de mode de polarisation. Ces deux phénomènes seront étudiés dans les deux prochains chapitres



Bibliographie Chapitre 1

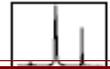
[1] G. P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics," 2nd Ed., Academic Press, Inc., 1995.

[2] Thibaut SYLVESTRE: 'Amplification et conversion paramétrique, par processus Kerr et Raman dans les fibres optiques', (1999), Thèse de doctorat l'université de Franche-Comté.

[3] H.Apithy, Y.Bouslimani et H.Haman: (2004), Communications à fibres optiques: Limitations causées par la dispersion et les effets non linéaires. IEEE Canadian Review-Summer.

[4] Thibaut Sylvere: (1999), Amplification et conversion paramétriques, décalage suppression de fréquences, par processus Kerr et Raman dans les fibres optiques. Thèse de doctorat, Présentée à L'U.F.R. des Sciences et Techniques de l'université de Franche-Comté.

[5] Jérôme LAURENT (2004) Communications Optiques A Tres Haut Debit Conservatoire National des Arts et Métiers de Paris.



[6] J.S.Russell: (1844), Report on waves, in Report of the Fouteenth Meeting of the British Association for Advancement of Science. Londres.

[7] D. Marcuse: (1982), Light Transmission Optics. Ed. Van Nostrand Reinold, New York, chap. 8 et 12.

[8] G.P.Agrawal: (1989), Nonlinear Fiber Optics. Academic Press, San Diego, Ca.

[9] Les Fibres optiques, Dossier technique, Thème d'autonomie 1999.

[10] E. Wu, Measuring chromatic dispersion of single-mode optical fibres light interferometry, A thesis submitted in fulfilment of the requirements for the Master of Science in Physics, The University of Auckland, 2006.

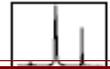


[11] F. Baribeau, Guide d'onde effilé comme compensateur de dispersion chromatique dans les systèmes de communications multi- longueurs d'onde' mémoire présenté à la faculté des études supérieures de l'université Laval pour l'obtention du grade de maître des sciences (M.Sc.), Avril, 2001.

[12] M. Zafrullah, Polarization mode dispersion: it's measurement and impact on soliton tansmission characteristics, thesis, university of engineering and technology, Taxila, Pakistan, January 2006.

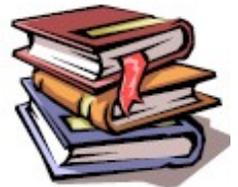
[13] P. A. Bélanger, Les fibres optiques : Supplément d'électromagnétisme appliqué, Université Laval, Canada.

[14] R. Zaouk, Literature Review and Preliminary Study on Feasibility of a MEMS Polarization Mode Dispersion Compensator, thesis, University of California, Irvine, 2002. 2006.



[15] Web Page: www.forceinc.com, The effects of fibre nonlinearities on high speed fiber optic data transmission, a brave new world of complexity.

[16] Zeno Toffano, composants photoniques et fibres optiques, Ellipse Edition Maketing 2001.



Conclusion générale

Ce mémoire rapporte les travaux de recherche réalisés au sein du Département de Physique de l'Université Aboubekr Belkaid de Tlemcen, dans le cadre du mémoire de Magister intitulé « **ÉTUDE DE LA PROPAGATION D'IMPULSIONS ULTRACOURTES DANS LES FIBRES OPTIQUES NON-LINÉAIRES ET DISPERSIVES** ».

L'équation de Schrödinger non-linéaire généralisée modélise les différents effets des phénomènes physiques rencontrés lors de la propagation d'impulsions ultracourtes dans les différents types de fibres optiques.

Nous avons montré dans cette étude comment obtenir l'équation de Schrödinger généralisée à partir des équations de Maxwell. Si la durée des impulsions est de l'ordre de la picoseconde, cette équation de Schrödinger généralisée peut être simplifiée et seuls les effets linéaires de dispersion de la vitesse de groupe (GVD) et les effets non-linéaires de la (SPM) de l'effet Kerr peuvent être considérés.

Dans le cas du régime dispersif (ou non-linéaire) pris séparément la solution analytique permet de connaître l'impulsion exacte à la sortie de la fibre. Si les deux régimes sont pris en considération la solution analytique reste inaccessible sauf le cas particulier du soliton (où les deux effets se compensent) et la solution numérique reste le seul moyen pour déterminer l'évolution de ces impulsions

ultracourtes lors de la propagation dans les fibres optiques. La méthode de Fourier Split Step (SSFM) est souvent utilisée pour calculer cette solution numérique. Nous avons présenté l'algorithme de résolution numérique de la (SSFM) que nous avons utilisé et implémenté en Matlab pour simuler la propagation des impulsions.

Nous avons déterminé par simulation les impulsions de sortie pour différents paramètres de la fibre optique. Nous avons étudié les effets de l'atténuation, de la GVD en fonction de la longueur z de la fibre et les effets de la SPM en fonction de la puissance de l'impulsion d'entrée. Les courbes obtenues ont permis la caractérisation du coefficient γ de l'effet Kerr de certaines fibres optiques en Chalcogenide hautement non linéaires.

La simulation de la mise en forme des impulsions femto secondes présentée au chapitre 3 de ce mémoire et qui sont utilisées dans certaines applications de l'endomicroscopie bi-photonique fera l'objet de mes futurs travaux de recherche.

ANNEXE

Annexe

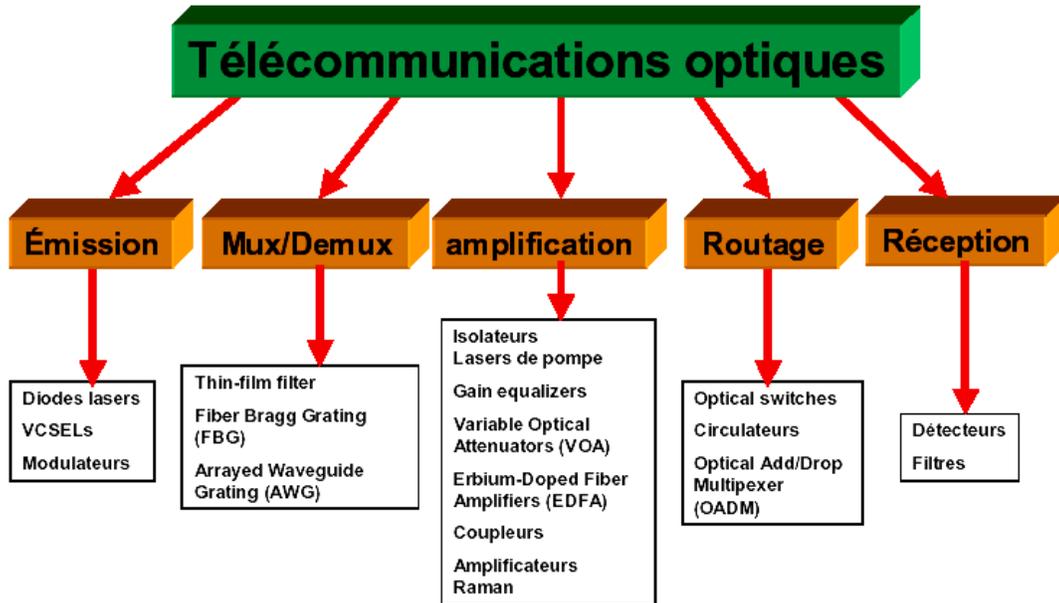


Fig. 1 Synthèse des principaux éléments constitutifs des télécommunications optiques

Les Fibres optiques

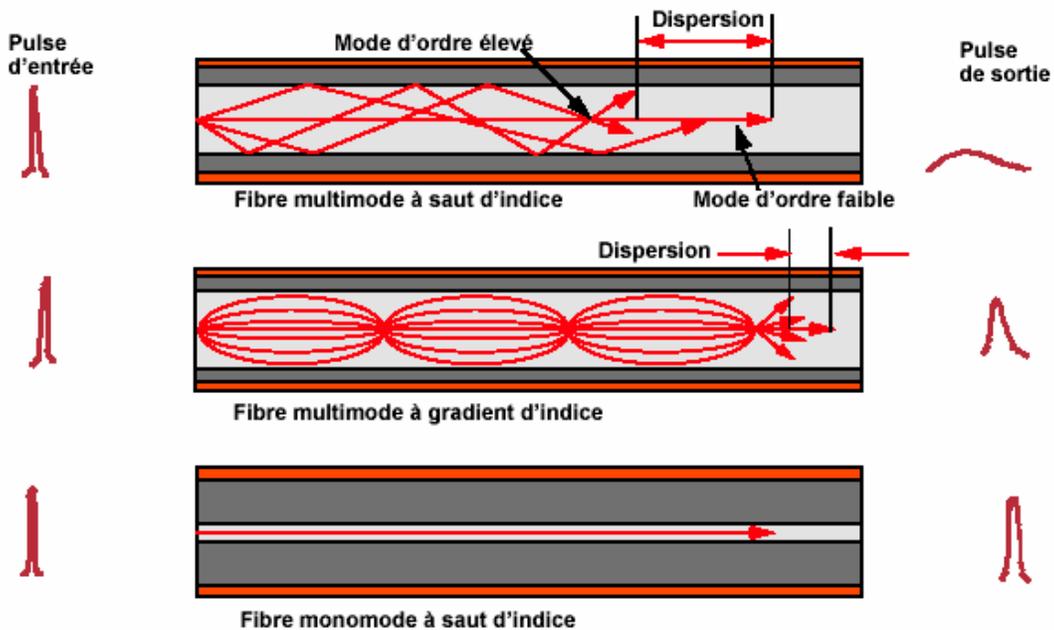


Fig. 2 Fibres optiques

Transmissions par solitons

Dès lors que la largeur typique des impulsions est supérieure à la picoseconde, la propagation dans une fibre optique monomode est modélisée par l'équation non linéaire de Schrödinger (ENLS).

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{j}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = j\gamma |A|^2 A$$

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, α l'atténuation linéique, β_2 est lié à la dispersion chromatique D de la fibre et γ est le coefficient d'effet non linéaire de Kerr. Omettant le terme lié à α , qui correspond à une atténuation pure, il apparaît que les sources de distorsion proviennent de deux effets bien distincts : la dispersion chromatique (par β_2) qui joue à la fois sur la phase, et l'amplitude de A , et l'effet Kerr qui déphase A en fonction de la puissance. Suivant la valeur de β_2 et de la puissance en ligne, l'un ou l'autre de ces deux effets peut prédominer.

D < 0 « régime normal »

Pour des valeurs de dispersion négatives même faibles, il y a coopération entre l'effet Kerr et la dispersion, les impulsions s'élargissent très vite, avec la

conséquence système d'apparition d'interférence entre symboles rapidement insurmontables.

D>0 « régime anormal »

Quand la dispersion est positive, les deux effets 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).

Le soliton est la solution à la recherche d'un équilibre stable dans ce régime de propagation. Il s'agit en fait d'une impulsion de forme et de largeur donnée, d'une puissance donnée, se propageant dans une fibre de dispersion chromatique positive donnée. Lorsque toutes ces conditions sont réunies, il y a propagation à l'infini (en omettant évidemment le terme de perte linéique de la fibre pourtant bien présent). Plus précisément, le soliton est une impulsion optique de forme générique.

$$A(z, t) = \sqrt{P_c} \operatorname{sech}\left(\frac{t}{\tau}\right) \quad \operatorname{sech}(x) = 1/\cosh(x)$$

Où P_c est la puissance crête, et τ la largeur caractéristique de l'impulsion, elles sont liées par :

$$\tau^2 P_c = f(\beta_2, \gamma)$$

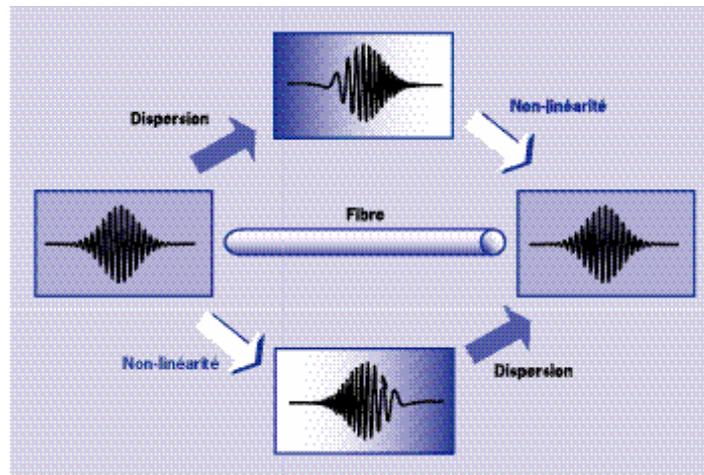


Fig. 3 Schéma de principe de la propagation des solitons dans les fibres. La non-linéarité de la fibre produit une dérive de fréquences qui compense exactement celle produite par la dispersion. L'impulsion soliton se propage alors sans déformation

RESUME :

Ce travail concerne l'étude des effets dispersifs et non-linéaires sur la propagation d'impulsions ultracourtes dans différents types de fibres optiques. L'équation de Schrödinger non-linéaire généralisée modélise les différents phénomènes physiques rencontrés lors de la propagation de ces impulsions. La solution analytique du régime dispersif (ou non-linéaire) pris séparément permet d'obtenir l'impulsion exacte de sortie. Si les deux régimes sont pris en considération simultanément, la solution analytique s'avère inaccessible sauf pour le cas particulier du soliton. La méthode de Fourier Split Step (SSFM) est souvent utilisée pour déterminer la solution numérique. Nous avons utilisé cette technique numérique pour simuler et déterminer les impulsions de sortie pour différents paramètres de la fibre et de l'impulsion d'entrée.

Mots Clés : Équation de Schrödinger généralisée, impulsion ultracourte, impulsion Gaussienne, méthode de Fourier Split Step (SSFM).

ABSTRACT:

This study is about of the dispersive and nonlinear effects on the ultrashort pulses propagation in different types of optical fibers. The generalized nonlinear Schrödinger equation is an important model describing the different physical phenomena encountered when ultrashort pulses propagate through the optical fibers. The analytical solution of the linear (or non-linear) regime when taken alone, describes the exact output pulse. If the two effects have been considered, analytical solution remains inaccessible except for the special case of soliton. The Split Step Fourier Method (SSFM) is usually used to determine the numerical solution. We have used this numerical technique to simulate the ultrafast pulses propagation for different parameters of the optical fiber and of the input pulse.

Keywords: Generalized Schrödinger equation; ultra-short pulse, Gaussian Pulse, Split Step Fourier Method (SSFM).

الخلاصة

نلخص دراسة هذا المشروع وبصورة عامة إلى دراسة تقنية الألياف البصرية من حيث مكوناتها واستخداماتها ومميزاتها ويركز في الأساس على استخدام تقنية الألياف البصرية في مجال هندسة الاتصالات وتطبيقاته وبالخصوص المراحل الغير خطية والمتشعبة لانتقال الضوء عبر الليف البصري ونمط معادلة شرودينغر، وكذلك دراسة محاكاة أشكال الذبذبات القصيرة جدا بمعرفة إشارة الدخول والخروج بواسطة الليف البصري.

الكلمات الدليلية : معادلات شرودينغر الذبذبات القصيرة جدا، ذبذبات قوسن قطع مكافئ