وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

BADJI MOKHTAR- ANNABA UNIVERSITY
UNIVERSITE BADJI MOKHTAR ANNABA



جامعة باجي مختار- عنابة

Faculté: Sciences de l'ingénieur **Année :** 2008
Département: Electronique

MEMOIRE
Présenté en vue de l'obtention du diplôme
de MAGISTER

Intitulé

Les Solitons Optiques

Option : Traitement et communications numériques

Par : MAYACHE Hichem

Directeur de mémoire: Mr. S.TOUMI Professeur Univ. Annaba

Devant le jury

Président: Mr. K.SAOUCHI Maître de conférences Univ. Annaba

Examinateur: Mr. L.BENNACER Maître de conférences Univ. Annaba
Mr. B.DJEDOU Maître de conférences Univ. Annaba
Mr. A.LARBI Maître de conférences Univ. Annaba

ABSTRACT

The concept of soliton represents a symptomatic example of physical phenomenon basically nonlinear, and its history is intimately linked to the developpement of theories of nonlinear waves' equations. On this ground, we know that the solitons expresses itself naturally, in the majority of nonlinear systems: from the physics of particles, to the molecular biology, in passing by the optic. This work has for target to better apprehend the soliton in this vast research field. First we remind of the different phenomenons seen during the spread of a pulse in an optic fiber. Then we carry with the history of optic solitons, in order to have an idea of the covered way, since the first observation of a hydrodynamic soliton in form of surface wave. We will see why the space solitonique phenomenons allow noticeable dynamic proprieties that make soliton beams serious candidates to the expected progress in the optic telecommunication. We will try especially to realize that the soliton beam's application field in the optic is already so vast and the target of this work makes only one modest contribution.

RESUME

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 : de la physique des particules à la biologie moléculaire, en passant par l'optique. Ce travail a pour but de mieux appréhender les solitons dans ce vaste domaine de recherche. Nous commencerons dans un premier temps par rappeler les différents phénomènes rencontrés lors de la propagation d'une impulsion dans une fibre optique. Puis nous enchainerons par l'histoire des ***solitons optiques*** afin d'avoir une idée du chemin parcouru, depuis la première observation d'un soliton hydrodynamique sous forme d'une onde de surface. Nous verrons pourquoi les phénomènes solitoniques spatiaux autorisent des propriétés dynamiques remarquables qui font des faisceaux solitons de sérieux candidats aux progrès attendus en télécommunication optique. Nous tâcherons surtout de tenter de rendre compte que le champ d'application des faisceaux solitons dans le seul domaine de l'optique est déjà très vaste et que l'objet de ce travail n'en constitue qu'une modeste contribution visant à mieux faire connaître ce phénomène.

Dédicace

A Mes Parents

Remercîments

Je débute ces remercîments par adresser un grand merci à monsieur TOUMI Salah Professeur à l'université de Badji-Mokhtar à Annaba, directeur de mémoire, qui m'a guidé durant ces mois, et qui a été on ne peut plus compréhensif. Son soutient, sa confiance sa Générosité dans l'effort et sa patience m'ont permis de mener a bien ce travail. Merci monsieur pour tes relectures minutieuses, j'ai beaucoup appris à ton contact.

Je remercie les membres du jury qui ont accepté d'évaluer mon travail : Mr. SAOUCHI Kadour, Maître de conférences à l'université de Badji-Mokhtar à Annaba ; Mr. BENNACER Layachi, Maître de conférences à l'université de Badji-Mokhtar à Annaba ; Mr. DJEDOU Bachir Maître de conférences à l'université de Badji-Mokhtar à Annaba ; et Mr. LARBI Allal Maître de conférences à l'université de Badji-Mokhtar à Annaba.

Un grand merci à mes amis de la post-graduation télécommunication, ainsi qu'aux enseignants, avec une mention spéciale pour mon compagnon de route BENHAOUES Atef.

Je remercie mes parents de m'avoir permis de faire ces études.

Merci à toute ma famille, ainsi qu'à tous mes amis.

Hichem

LISTE DES ACRONYMES

ASE	Amplified Spontaneous Emission	Emission Spontanée Amplifiée
BER	Bit Error Rate	Taux d'erreur par Bits
BPM	Beam Propagation Method	Méthode de Faisceau Propagé
C	Central Wavelengths	Longueur d'onde Centrale
CC	Complex Conjugate	Conjugué Complexe
DCF	Dispersion Compensating Fiber	Fibre à Compensation de Dispersion
DDFs	Dispersion Decreasing Fibers	Fibre à Dispersion Décroissante
DGD	Differential Group Delay	Retard de Groupe Différentiel
DFB	Distributed FeedBack	rétroaction Distribuée
DPSK	Differential Phase Shift Keying	Modulation de Phase Différentielle
DSF	Dispersion Shifted Fiber	Fibre à Dispersion Décalée
DWDM	Dense Wavelength Division Multiplexing	Multiplexage en Longueur d'Onde Dense
DWT	Discrete Wavelet Transform	Transformée Discrète en Ondelette
EDFA	Erbium Doped Fiber Amplifier	Amplificateur à Fibre Dopée Erbium
FFT	Fast Fourrier Transform	Transformé de Fourrier Rapide
FPU	Fermi Pasta Ulam	Fermi Pasta Ulam
FWM	Four wave Mixing	Mélange à Quatre Ondes
GVD	Group Velocity Dispersion	Dispersion de la vitesse de Groupe
IST	Inverse Scattering Transform	Transformée par Diffusion Inverse
ITU	International Telecommunication Union	Union International de telecom.
KdV	Korteweg & De Vries	Korteweg & De Vries
L	Long Wavelengths	Longueur d'onde Longue
MI	Modulation Instability	Instabilité Modulationnelle
MOF	Micro-structured Optical Fiber	Fibre Optique Micro-structurée
NLSE	NonLinear Schrödinger Equation	Equation Non-Linéaire de Schrödinger
OOK	On-Off Keying	Modulation par Tout ou Rien
PCF	Photonic Crystal Fiber	Fibre à Cristaux Photoniques
PMD	Polarization Mode Dispersion	Dispersion Modale de Polarisation
PSK	Phase Shift Keying	Modulation par Saut de Phase
PSP	Principal States of Polarization	États Principaux de Polarisation
S	Short Wavelengths	Longueur d'onde Courtes
SBS	Stimulated Brillouin Scattering	Diffusion Brillouin Stimulée

SDH	Synchronous Digital Hierarchy	Hiérarchie Numérique Synchronisée
SH	Second Harmonic	Seconde Harmonique
SMF	Single Mode Fiber	Fibre Monomode
SONET	Synchronous Optical Networks	Réseau optique synchronisé
SPM	Self Phase Modulation	Auto-Modulation de Phase
SRS	Stimulated Raman Scattering	Diffusion Raman Stimulée
SSFM	Split Step Fourrier Method	Méthode de Fourrier Itérative
TDM	Time Division Multiplexing	Multiplexage temporel
TOD	Third Order Dispersion	Dispersion d'ordre Trois
UDWM	Ultra Dense Wavelength Multiplexing	Multiplexage en Longueur d'Onde Ultra Dense
VCSEL	Vertical Cavity Surface Emitting Laser	Laser à Cavité Verticale et Emission Surfacique
WDM	Wavelength Division Multiplexing	Multiplexage en Longueur d'Onde
XPM	Cross Phase Modulation	Modulation de phase croisée

LISTE DES FIGURES

Figure 1. 1. Schéma de principe d'une communication……07

Figure 1. 2. Fibre optique à saut d'indice……09

Figure 1. 3. Coefficient d'atténuation dans une fibre avec pertes……11

Figure 1. 4. Dispersion chromatique dans une fibre optique linéaire……12

Figure 1. 5. Coefficient de dispersion chromatique d'une fibre ITU- T G 652 en fonction de la longueur d'onde……13

Figure 1. 6. Dispersion modale de polarisation dans une fibre biréfringente……...15

Figure 1.7. (a) Principe du mélange à quatre ondes (b) Spectre correspondant……...20

Figure 1.8. Schéma des transitions énergétiques à la base de la diffusion Raman……...21

Figure 1. 9. Réseaux de Bragg de pas Λ……..27

Figure 1. 10. Fibre optique microstructurée…….....28

Figure 2.1. Interaction oblique entre deux solitons hydrodynamiques ……...36

Figure 2.2. Propagation d'un train d'onde soliton…….36

Figure 2.3. Reproduction en 1995 et au même endroit de la première observation d'un soliton……38

Figure 2.4. Schéma de principe de la propagation des solitons dans les fibres……44

Figure 2.5. Propagation d'un faisceau en régime linéaire (a), non-linéaire (b). La variation induite de l'indice de réfraction est approximée à un guide à saut d'indice…….46

Figure 2.6. Représentation qualitative de la formation d'un soliton spatial…….47

Figure 2.7. Formation d'un soliton Kerr unidimensionnel scalaire par l'utilisation d'un guide plan……...52

Figure 2.8. Diagramme de bandes montrant les processus de transition et de transport de charges lors de l'effet photorérfractif……57

Figure 2.9. Génération d'un soliton 2D dans un cristal photoréfractif……..60

Figure 2.10. Réorientation moléculaire suivant l'épaisseur d'une cellule……64

Figure 2.11. Diffraction discrète (a), excitation d'un guide d'onde et visualisation d'une fonction de Green (b) et propagation sans diffraction (c)…….65

Figure 2.12. Excitation de 7 solitons de cavité dans le plan transverse par injection d'un faisceau d'écriture cohérent……...66

Figure 2.13. Illustration qualitative de l'interaction de deux solitons scalaires A et B de trajectoires initiales parallèles……68

Figure 2.14. Illustration du concept de balle de lumière : (a) en régime linéaire et (b) en régime non-linéaire, obtention d'un soliton spatio-temporel……..71

Figure 2.15. Quelques exemples d'opérations tout-optiques par solitons…….74

Figure 2.16. Schéma d'un dispositif d'interconnexion reconfigurable par solitons……..74

Figure. 3.1. Méthode à pas fractionnaire symétrique…….80

Figure 3.2. Simulation numérique de la propagation d'un soliton fondamental clair sur une période soliton…….87

Figure 3.3. Propagation d'une impulsion soliton dans une fibre optique sans perte……87

Figure. 3.4. Les profils (a), (b), (c), (d) et (e) correspondent à la propagation d'un faisceau initial sécante hyperbolique pour différentes puissances initiales……89

Figure. 3.5. Évolution de la largeur de l'impulsion lors de la propagation en régime linéaire ($L_D<<L_{NL}$)……..90

Figure. 3.6. Évolution de la largeur de l'impulsion lors de la propagation en régime soliton ($L_D=L_{NL}$)……91

Figure. 3.7. Évolution de la largeur de l'impulsion lors de la propagation en régime non linéaire ($L_D>>L_{NL}$)…….92

Figure. 3.8. Propagation d'une impulsion soliton à différentes valeur du paramètre de dispersion D……..93

Figure. 3.9. Propagation d'une impulsion soliton à différentes valeur du paramètre A_{eff}…...94

Figure. 3.10. Propagation d'une impulsion soliton dans une fibre optique sur une distance $L=4L_D$ avec un coefficient d'atténuation $\alpha_{dB}=0.23dB/km$……96

Figure. 3.11. Évolution de la largeur de l'impulsion lors de la propagation dans une fibre avec perte ($\alpha_{dB}=0.23dB/km$) sur une distance $L=4L_D$……97

Figure. 3.12. Évolution de la fluctuation dans l'énergie de l'impulsion durant la propagation dans une fibre avec perte ($\alpha_{dB}=0.23dB/km$) sur une distance $L=4L_D$…….98

Figure. 3.13. Propagation d'une impulsion soliton dans une fibre optique sur une distance $L=4L_D$ avec un coefficient d'atténuation $\alpha_{dB}=0.23dB/km$ et une dispersion d'ordre deux exponentiellement décroissante…….99

Figure. 3.14. Évolution de la fluctuation dans l'énergie de l'impulsion durant la propagation dans une fibre avec perte ($\alpha_{dB}=0.23dB/km$) et une dispersion d'ordre deux exponentiellement décroissante……99

Figure. 3.15. Propagation d'une impulsion soliton ultra-courte de largeur $T_0=10fs$ sur différentes distances en présence de la dispersion de troisième ordre…….101

Figure. 3.16. Propagation d'une impulsion soliton ultra-courte de largeur $T_0=1fs$ sur une distance $L=L_D$ en présence de la dispersion de troisième ordre……102

Figure. 3.17. Évolution de la largeur de l'impulsion lors de la propagation en présence de la dispersion de troisième ordre……103

Figure. 3.18. Évolution de la fluctuation dans l'énergie de l'impulsion durant la propagation…….....104

Figure. 3.19. Propagation d'une impulsion soliton ultra-courte de largeur $T_0=30fs$ sur différentes distances en présence de l'auto-raidissement…….105

Figure. 3.20. Évolution de la largeur de l'impulsion lors de la propagation sur une longueur $L=4L_D$ en présence de l'auto-raidissement……106

Figure. 3.21. L'énergie perdue en pourcentage de l'impulsion lors de la propagation sur une longueur $L=4L_D$ en présence de l'auto-raidissement……106

Figure. 3.22. Propagation d'une impulsion soliton ultra-courte de largeur $T_0=30fs$ sur différentes distances en présence de l'Intrapulse Raman Scattering……..108

Figure. 3.23. Évolution de la largeur de l'impulsion lors de la propagation sur une longueur $L=4L_D$ en présence de l'effet Raman……108

Figure. 3.24. Les pertes relatives de l'énergie de l'impulsion lors de la propagation sur une longueur $L=4L_D$ en présence de l'effet Raman……109

Figure. 3.25. Propagation d'un soliton d'ordre deux sur deux périodes solitons……..112

Figure. 3.26. Propagation d'un soliton d'ordre trois sur une période soliton……..110

Figure. 3.27. Évolution du profil d'une impulsion soliton d'ordre deux lors de la propagation sur une période soliton……..111

Figure. 3.28. Évolution du profil d'une impulsion soliton d'ordre trois lors de la propagation sur une période soliton……..111

Figure. 3.29. Évolution de la largeur de l'impulsion lors de la propagation d'un soliton d'ordre deux sur une distance $L=2L_S$……112

Figure. 3.30. Évolution de la largeur de l'impulsion lors de la propagation d'un soliton d'ordre trois sur une distance $L=2L_S$…….113

Figure. 3.31. Propagation d'un soliton gris de coefficient de noirceur B=0.5 dans une fibre optique sur une distance $L=L_D$……..114

Figure. 3.32. Profil de soliton gris distincts de coefficients de noirceur différents…..115

Figure. 3.33. Evolution d'une paire de solitons sur une distance $L=150L_D$ pour $r=1$ et $\theta=0$.....116

Figure. 3.34. Evolution d'une paire de solitons sur une distance $L=150L_D$ pour $r=1$ et $\theta=\pi/4$.....117

Figure. 3.35. Evolution d'une paire de solitons sur une distance $L=150L_D$ pour $r=1$ et $\theta=\pi/2$.....117

Figure. 3.36. Evolution d'une paire de solitons sur une distance $L=150L_D$ pour $r=1,1$ et $\theta=0$.....118

SOMMAIRE

INTRODUCTION GÈNÈRALE

1. Problématique de la propagation dans les fibres optiques……02
2. Objectif du travail……03
3. Hypothèses de travail……03
4. Structure du manuscrit……..04

CHAPITRE PREMIER

Introduction aux systèmes de télécommunications à fibres optiques…….....05

1.1. Introduction……...06
1.2. Télécommunications par fibres optiques……...07
1.2.1. Historique……07
1.2.2. La fibre optique……....09
1.2.2.1. Paramètres de guidage……09
1.2.2.2. Effets linéaires……10
- Atténuation……..10
- Dispersion chromatique……...12
- Dispersion modale de polarisation……..14

1.2.2.3. Effets non- linéaires……...16
- L'effet Kerr……17
- L'auto- modulation de phase……...18
- La modulation de phase croisée……...18
- Mélange à quatre ondes……...19
- L'effet Raman et l'effet Brillouin……20

1.2.3. Amplificateurs optiques……...23
1.2.3.1. Amplificateurs à semi-conducteurs…….....24
1.2.3.2. Amplificateurs à fibre…….……...25
- Amplificateurs à fibre dopée…….....25
- Amplificateurs non- linéaires…….....26

1.2.4. Réseaux de Bragg…….....27

1.2.5. Fibres à cristaux photoniques….....27
1.3. Les réseaux WDM….....29
1.3.1. Techniques de multiplexage….....30
1.3.1.1. Le multiplexage temporel ou TDM……...30
1.3.1.2. Le multiplexage en longueur d'onde ou WDM…….30
1.3.2. Présentation des réseaux WDM……...31
1.3.2.1. Architecture générale d'un système WDM…….31
1.3.3.1.1. Sources et détecteurs……...31
1.3.3.1.2. Modulateurs et démodulateurs……...32
1.3.3.1.3. Multiplexeurs et démultiplexeurs……..33
1.3.3.1.4. Amplificateurs……...…33
1.3.3. Avantages de la technologie WDM……33
1.4. Conclusion……34

CHAPITRE DEUXIÈME

Les Solitons optiques…….35

2.1. Introduction……...36
2.1.1. Petite entrée en matière historique……...37
2.2. Solitons optiques……...41
2.2.1. Les solitons temporels……..43
2.2.2. Les solitons spatiaux……45
2.2.2.1. Les solitons Kerr…….49
- Le soliton fondamental……50
- Les tous premiers…….53
- Les seuls vrais, mais unidimensionnels……...53
- Les milieux Kerr……..55

2.2.2.2. Les solitons photoréfractifs……56
- La photoconduction……57
- Équation de propagation…….59
- Spécificité des solitons photoréfractifs……61

2.2.2.3. Les solitons dans les cristaux liquides……63
2.2.2.4. Les solitons quadratiques……...64
2.2.2.5. Et les autres…….65

2.2.2.6. Dynamique des solitons spatiaux……...66
- Interactions……...67
- Instabilité……..70

2.2.3. Les solitons spatiaux temporels……...70
2.3. Enjeux des faisceaux solitons……...72
2.3.1. Traitement tout-optique de l'information……72
2.3.2. Opérations ultrarapides, photoinscription et reconfigurabilité……73
2.4. Conclusion……75

CHAPITRE TROISIÈME

Étude de la propagation des solitons optiques……....76
3.1. Introduction……...77
3.2. La méthode à pas fractionnaires SSMF……77
3.3. Description de la méthode symétrisée……..78
3.4. Considérations numériques……...82
3.4.1. Choix des pas d'échantillonnages……83
3.4.1.1. Pas d'échantillonnage temporel Δt……83
3.4.1.2. Pas d'échantillonnage en propagation Δz……...84
3.5. Résultats de la simulation……84
3.5.1. Propagation d'un soliton fondamental dans une fibre optique……86
3.5.2. Les différents régimes de propagation……88
3.5.3. L'influence de la dispersion d'ordre inférieur sur la propagation des solitons fondamentaux……...92
3.5.4. Influence de l'aire effective sur les solitons fondamentaux……94
3.5.5. Impact des pertes de la fibre sur la propagation des solitons fondamentaux……95
3.5.6. Les effets d'ordre supérieur……...100
3.5.6.1. Effet de la dispersion d'ordre trois……...100
3.5.6.2. L'effet d'auto-raidissement……..104
3.5.6.3. L'effet Raman (Intrapulse Raman Scattering)……..107
3.5.7. Les solitons d'ordre supérieur……109
3.5.8. Les solitons sombres……..113
3.5.9. Interaction des solitons fondamentaux……..115
3.6. Conclusion……..119

CONCLUSIONS ET RECOMMENDATIONS……...120

1. Bilan……121

2. Recommandations…….....122

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES……...……..124

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Dans les systèmes de communications optiques, la fibre optique joue un rôle prédominant. En effet, non seulement elle sert à transporter l'information mais aussi, elle entre dans la fabrication d'autres composants que l'on retrouve dans l'architecture des réseaux optiques : les filtres, les routeurs tout- optiques, les amplificateurs optiques, les réseaux de Bragg, etc. Quand la lumière est injectée dans la fibre, il se passe au niveau de cette dernière des phénomènes aussi divers que complexes qui modifient le comportement de l'information optique. Le présent travail se veut une contribution à l'étude de la propagation des impulsions solitons dans des fibres optiques.

1. Problématique de la propagation dans les fibres optiques

Au cours du 'voyage' de la lumière dans la fibre optique, divers phénomènes ont lieu. D'un côté, ces derniers causent l'atténuation et la distorsion du signal se propageant. D'un autre côté, ils sont à l'origine de plusieurs applications intéressantes, telles que les réseaux de Bragg avec leurs intérêts dans les télécommunications à haut débit ainsi que les lasers à solitons [1]. La lumière se propage sous forme d'onde qui, selon le milieu, peut subir de la réflexion, réfraction, diffraction, dispersion... Par exemple, c'est la réflexion de la lumière avec une longueur d'onde spécifique qui est à l'origine de l'intérêt des réseaux de Bragg. En effet, les diverses composantes spectrales de la lumière propagée dans un réseau de Bragg sont réfléchies vers l'entrée de ce dernier. Ainsi de suite de sorte que chacune des composantes spectrales de la lumière est successivement réfléchie vers l'entrée et le réseau de Bragg sert alors de décomposition de la lumière. Ceci est particulièrement utile dans les systèmes **DWDM** où l'on doit réaliser des opérations de démultiplexage ou d'extraction de longueur d'onde.

Par ailleurs, lorsque le signal lumineux traverse une fibre dispersive, il subit un élargissement temporel de son enveloppe ; or, l'information à transmettre étant constituée de bits, cet étalement d'impulsions conduit à un enchevêtrement de bits, rendant le déchiffrage d'information à l'arrivée inintelligible (Cf. chapitre I). Par

contre si le signal lumineux traverse un milieu auto-focalisant c'est tout le contraire qui va se passer.

L'étude de la propagation des impulsions solitoniques est donc d'un intérêt capital dans la conception, l'analyse et l'optimisation de la performance des systèmes de communications optiques basés sur les solitons. En effet, cette étude permet de ressortir les phénomènes que peut rencontrer une impulsion dans un certain type de fibres et de les corriger ou de les exploiter.

2. Objectifs du travail

Le but de ce travail est entre autres :

1) d'étudier la propagation des solitons dans les fibres optiques par la méthode à pas fractionnaires basée sur la transformée de Fourier,
2) de faire ressortir les différents régimes de propagation,
3) d'étudier l'impact des différents paramètres sur la détermination des caractéristiques de l'impulsion soliton,
4) de simuler la propagation d'impulsions solitons ultra-courtes, est de voir les effets d'ordre supérieur lors de la propagation de la propagation,
5) de simuler les solitons d'ordre supérieur, les solitons sombres, et finir avec les interactions inter-solitons

3. Hypothèses de travail

Pour atteindre ces objectifs, cinq grandes hypothèses sont émises :

1) on suppose que le signal optique est monochromatique,
2) on suppose que la fibre optique est un milieu homogène: un milieu est dit homogène lorsque les constantes diélectrique ε et magnétique μ de ce dernier sont les mêmes en chaque point,
3) on suppose que la fibre optique est isotrope: un milieu est dit isotrope lorsque la perméabilité ε et la permittivité μ en un point donné sont les mêmes dans toutes les directions :, $\varepsilon_x = \varepsilon_y = \varepsilon_z = \varepsilon$, et $\mu_x = \mu_y = \mu_z = \mu$,

4) on suppose que les conditions de faible guidage sont satisfaites, i.e que la propagation a lieu dans le voisinage de l'axe longitudinal z (approximation paraxiale). En d'autres termes, pour les milieux homogènes ou faiblement inhomogènes comme la fibre optique, la différence entre les indices des différents milieux est suffisamment faible pour que le gradient d'indice soit négligé,

5) On suppose que si un faisceau polarisé dans une certaine direction entre dans la fibre optique, il reste polarisé dans la même direction tout au long de la propagation (effets de polarisation négligée).

4. Structure du manuscrit

Les systèmes **WDM** de même que les divers phénomènes qui ont lieu dans la fibre sont introduits dans le chapitre 1. On y présente notamment les paramètres de guidage dans la fibre optique, l'atténuation, les dispersions et les effets non- linéaires qui ont lieu dans la fibre. Les amplificateurs optiques font l'objet de la section 1.2.3. La section 1.2.5 est consacrée aux cristaux photoniques. Les réseaux **WDM** sont discutés dans la section 1.3, pour terminer par une conclusion.

Le chapitre 2 est consacré à l'étude et au développement théorique des solitons optiques temporels, spatiaux et spatiaux temporels.

Le chapitre 3 est consacré à la simulation, à base de la méthode à pas fractionnaires, des solitons et des différents effets qui peuvent influencer leur propagation, de même que l'interaction des solitons. On termine par les conclusions et les recommandations pour des travaux futures.

CHAPITRE PREMIER

Introduction aux systèmes de télécommunications à fibres optiques

1.1. Introduction

À ce jour, le déploiement des télécommunications par fibres optiques est un fait bien établi. Cependant, la demande sans cesse croissante en termes de bande passante, de débit et de performance requiert une part active de recherche et de développement afin de répondre aux besoins du marché. En 1996 par exemple, dépassant l'évolution exponentielle rapide constatée depuis dix ans, le débit d'information véhiculé sur une seule fibre optique a franchi le térabit par seconde puis a atteint quelques mois plus tard 3Tbits/s. Ce record a été obtenu en juxtaposant jusqu'à 320 longueurs d'onde porteuses transportant chacune plus de 10 à 60 Gbits/s par la fameuse technique dite du multiplexage en longueur d'onde (**WDM**) qui offre la possibilité de re-concevoir l'organisation des réseaux et en particulier leur interconnexion. Par ailleurs, les autres travaux visant à améliorer les performances des systèmes de communications ont conduit au développement des amplificateurs à fibre dopée, des réseaux de Bragg, etc. Ces découvertes majeures, non seulement renouvellent l'essor des télécommunications par fibres optiques, mais elles révolutionnent aussi les architectures de réseaux envisageables. L'objectif de ce chapitre est de retracer l'avènement des télécommunications par fibres optiques dans son contexte historique tout en rappelant quelques notions fondamentales des télécommunications. Pour cela, nous commençons par une brève définition des fondements des télécommunications par fibres optiques. Ce faisant, nous introduisons les propriétés des fibres, des amplificateurs optiques, des réseaux de Bragg et des fibres microstructurées ou fibres à cristaux photoniques.

1.2. Télécommunications par fibres optiques

1.2.1. Historique

La communication consiste essentiellement à transmettre des informations entre un émetteur (source de l'information) et un récepteur distants l'un de l'autre. En pratique, un opérateur de communications fournit les moyens d'établir la liaison entre l'émetteur et le récepteur : il met à disposition le matériel d'émission, de réception ainsi que le support de transmission (fils électriques, fibres optiques, etc.), comme illustré sur la figure (**Fig. 1.1.**):

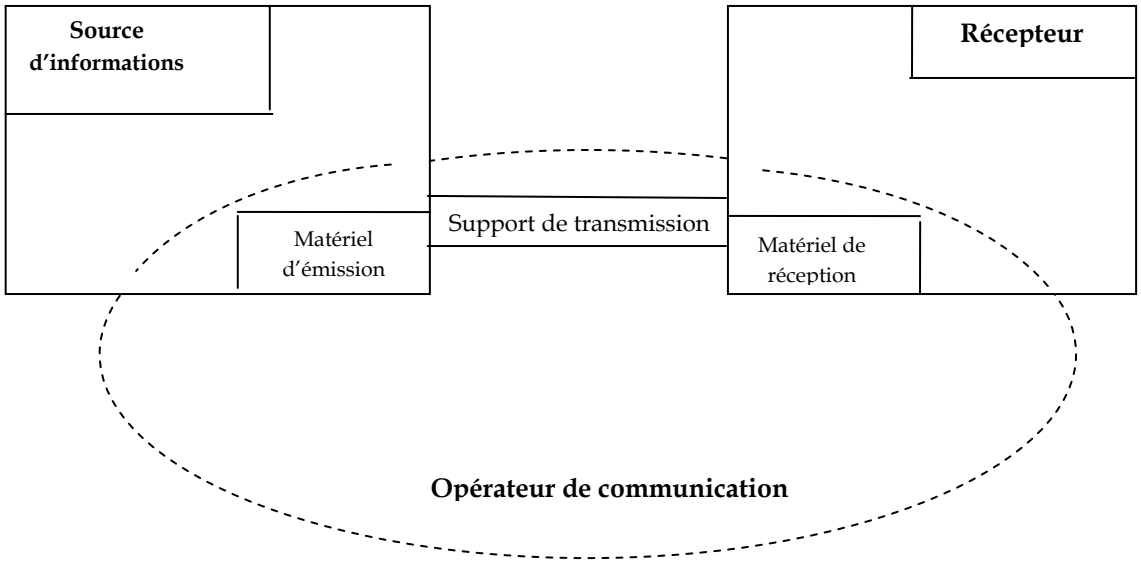


Figure 1. 1. Schéma de principe d'une communication. La zone en pointillés représente le contrôle de l'opérateur de communications

La quantité d'informations à véhiculer ne cessant d'augmenter notamment grâce à l'avènement de l'Internet et ses corollaires, les opérateurs de télécommunications cherchent à accroître les capacités de leurs systèmes tout en limitant leurs coûts. Cette tâche est rendue possible en effectuant des choix techniques sur la méthode d'envoi de l'information et sur le milieu de transmission.

La forme la plus simple et la plus utilisée pour transporter l'information à travers la fibre optique est la séquence d'impulsions brefs. En effet, l'information est représentée sous forme numérique et transmise par modulation d'amplitude par tout ou rien (**OOK**). Pour le vecteur de transmission en général, dès les années 1830 jusqu'au début des années 1980, l'information a été transmise essentiellement par

guidage ou rayonnement d'ondes électromagnétiques avec pour milieux de transmission la paire torsadée (limitée par sa faible bande passante), le câble coaxial et l'air. Les débits de 274 M*b*/*s* sont réalisés avec des câbles coaxiaux commerciaux dès 1975. Cependant, dès les années 1960, l'idée d'utiliser la lumière comme moyen de transmission apparaît avec le début des lasers et les progrès en optique guidée. Elle ne devient commercialement effective qu'à partir de 1980, une fois maîtrisées la fabrication des lasers à semi-conducteurs émettant à 0,8 μm et la réalisation de fibres optiques à faibles pertes. Les fibres monomode (**SMF**) standard actuelles, telles que spécifiées par la norme **ITU-T G** 652, ont une atténuation de l'ordre de 0,2 dB/*km*. Elles permettent notamment de transmettre l'information sur 100 *km* (contre 1 *km* pour les câbles coaxiaux) sans avoir à la régénérer au moyen d'un répéteur. Le critère évaluant les performances devient alors le produit ***débit - longueur entre répéteurs : Db.Lg***. Autrefois, cette opération de régénération se faisait dans le domaine électrique et nécessitait une conversion préalable du signal optique en un signal électrique avant les opérations d'amplification et de régénération. Cette opération était assez onéreuse, ce qui a incité des recherches intensives projetant de l'éviter. Cet objectif a été atteint, en 1987, grâce à la mise en œuvre des amplificateurs à fibre dopée (**EDFA**) qui ont rendu possible la régénération tout- optique. De plus, l'introduction des réseaux de Bragg dans le marché des télécommunications optiques en 1995 va faciliter les opérations d'insertion- extraction de longueur d'onde dans les systèmes **WDM**.

Les autres évolutions technologiques des systèmes de communications optiques visent à améliorer le produit Db.Lg et reposent sur l'exploitation de caractéristiques des fibres optiques (dispersion, atténuation, non- linéarités, ...) ou l'introduction de fibres possédant des propriétés nouvelles intéressantes comme les fibres optiques microstructurées. De plus, d'autres axes de développement concernent la gestion du brassage de longueurs d'ondes dans le domaine optique, ce qui laisse présager, dans un futur proche, la possibilité de réseaux **WDM** tout-optique intelligents. Ces éléments fondamentaux étant décrits dans les paragraphes suivants, nous indiquerons alors leur influence sur les communications optiques.

1.2.2. La fibre optique

Nous venons de voir que, dans les systèmes de télécommunications modernes, le support de transmission privilégié est la fibre optique. Il apparaît donc intéressant de rappeler ses propriétés et leur influence sur les réseaux de communications optiques. C'est ainsi que les paragraphes suivants vont décrire successivement les caractéristiques de guidage, l'atténuation, la dispersion chromatique ainsi que la dispersion de polarisation.

1.2.2.1. Paramètres de guidage

Comme le montre la figure (**Fig. 1.2.**), une fibre optique cylindrique comporte un cœur (partie centrale de rayon `*a*', généralement constituée de la silice dopée au germanium) entouré par une gaine (constituée également de silice renforcée cette fois- ci par des molécules de bore ou de fluorure afin de diminuer l'indice de réfraction comparativement à celui du cœur), et le tout est recouvert d'une armature assurant sa stabilité mécanique et son isolation du milieu environnant.

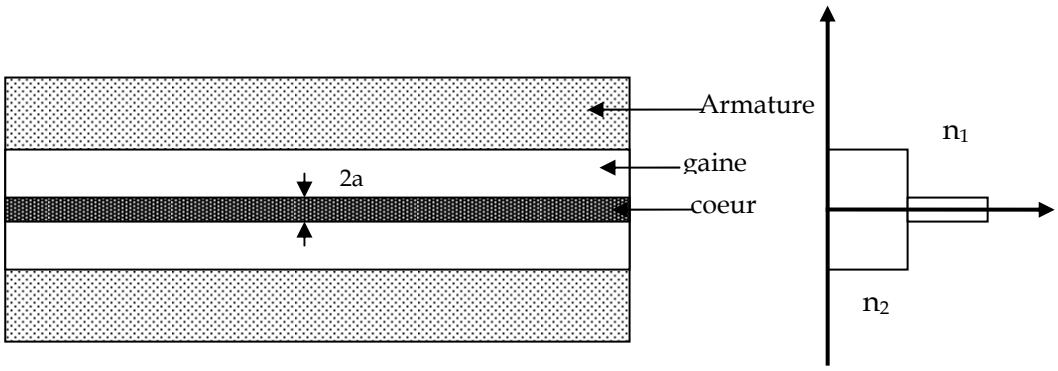


Figure 1. 2. Fibre optique à saut d'indice

Dans le cas le plus simple, les indices dans le cœur et dans la gaine sont constants et de valeurs respectives n_1 et n_2. On dit que la fibre est à saut d'indice. Pour assurer le guidage (pouvoir avoir une réflexion totale à l'interface cœur/gaine), on doit avoir $n_1 > n_2$. De plus, pour parvenir à injecter un signal dans la fibre (depuis un milieu d'indice n), ce signal doit être inclus dans le cône d'acceptance de demi-angle α, dont l'ouverture numérique, ON, est définie ci-après par [2]:

$$ON = n\sin(\alpha) = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \tag{1.1}$$

Au niveau des télécommunications, une autre caractéristique est essentielle : la propagation monomode. En effet, pour éviter qu'un signal de longueur d'onde λ transmis dans la fibre arrive en plusieurs temps (créant ainsi un chevauchement des bits d'information), il ne doit se propager qu'avec une seule vitesse. On définit, pour un rayon `a' du cœur, la fréquence normalisée [2]:

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

(1.2)

La condition $V \leq 2{,}405$ doit être vérifiée pour avoir une propagation monomode [2]. Au- delà de cette valeur, le nombre de modes augmente et vaut approximativement : $V^2/2$ [3].

Les fibres installées ou utilisées dans les différents systèmes peuvent présenter d'autres formes et profils d'indices (gradient d'indice, cœur elliptique, multi- gaines, ...). En général, afin de modifier les propriétés de la fibre (ex : position du zéro et de la pente de dispersion chromatique, ...) on peut procéder a des modifications de la fibre. Ces dernières techniques peuvent s'avérer particulièrement utiles dans la réalisation de sources générant des impulsions très courtes (effet soliton, compensation du chirp, …).

1.2.2.2. Effets linéaires

Une fois que les conditions pour injecter et assurer la propagation unimodale d'un signal dans une fibre optique sont respectées, il se passe au niveau de ce milieu des phénomènes aussi divers que complexes.

Atténuation

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, les impuretés (ions hydroxyle OH^- dans le cas de la fibre) et les micro-défauts de structure du matériau et aux effets des courbures et insertions de deux fibres ensemble.

En général, on donne la puissance de l'onde électromagnétique P(z), à la longueur d'onde λ, ayant parcouru une distance z, en fonction de la puissance incidente P(0) par la formule [2]:

$$P(z) = P(0)\exp\left(-\frac{\ln(10)}{10}\alpha_{dB}(\lambda)z\right) \tag{1.3}$$

Où $\alpha_{dB}(\lambda)$ est le coefficient d'atténuation (exprimé en dB/km) à la longueur d'onde λ.

La variation de ce coefficient en fonction de la longueur d'onde est représentée sur la figure (**Fig. 1.3.**) pour une fibre **SMF** standard [2]:

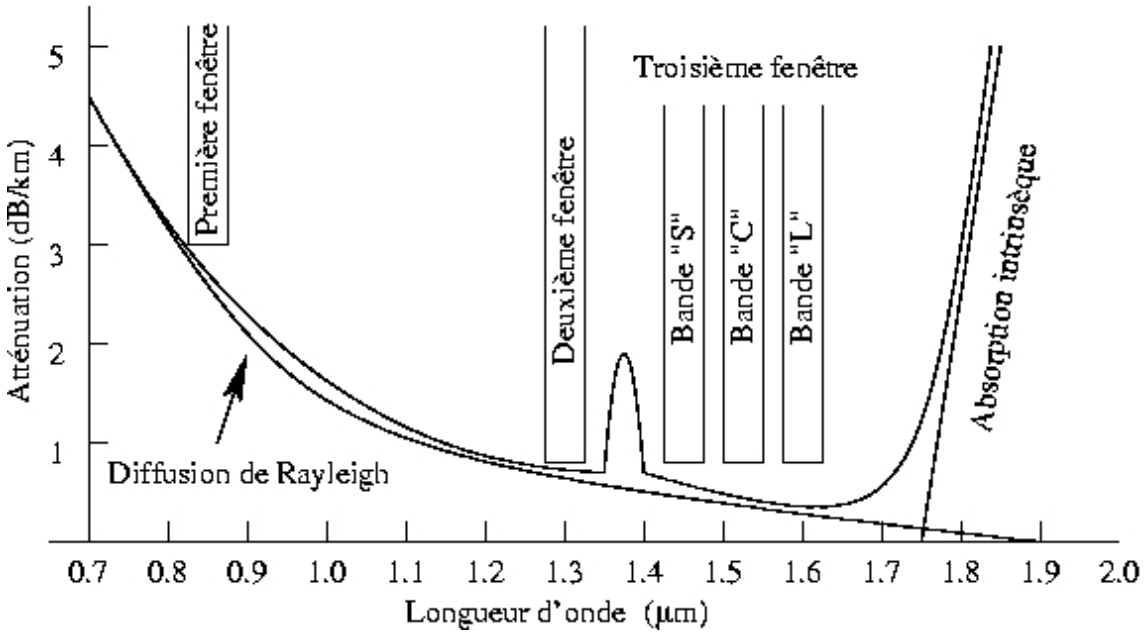


Figure 1. 3. Coefficient d'atténuation dans une fibre avec pertes

Dans le but d'augmenter le produit Débit x Distance entre répéteurs, l'atténuation dans la fibre optique doit être la plus faible possible. La figure (**Fig. 1.3.**) nous indique les trois fenêtres de longueurs d'onde utilisables avec les fibres **SMF** conventionnelles (autour de 0,8, 1,3 et 1,5 μm). On note aussi que la suppression des impuretés hydroxyles permet d'étendre considérablement la plage de longueurs d'onde utilisables pour communiquer.

Dispersion chromatique

La dispersion chromatique est la conséquence de la dépendance de l'indice de réfraction linéaire *n* de la fibre optique par rapport à la longueur d'onde. Un tel milieu est dit dispersif.

Lorsqu'une onde de largeur spectrale $\Delta\lambda$ se propage dans un milieu dispersif, les diverses composantes fréquentielles de l'onde se propagent à des vitesses $c/n\ (\lambda)$ différentes, ce qui induit un étalement temporel de l'impulsion durant sa propagation dans le milieu:

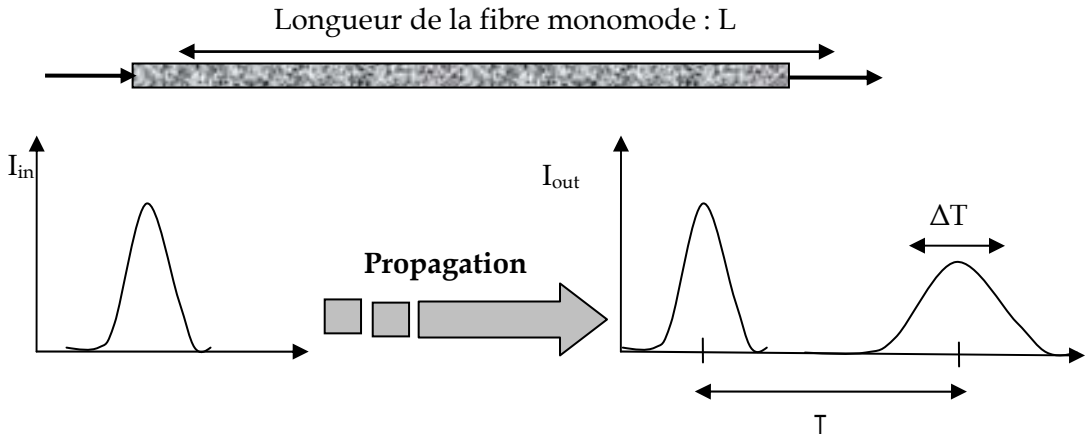


Figure 1. 4. Dispersion chromatique dans une fibre optique linéaire

Le paramètre rendant compte de cet effet, appelé D et exprimé en *ps*/(*nm.km*), est défini par [2] :

$$D = \frac{1}{c}\frac{dn_g}{d\lambda} = -\frac{\lambda}{c}\frac{d^2n}{d\lambda^2} = -\frac{2\pi c\beta_2}{\lambda^2} \qquad (1.4)$$

Dans une fibre optique, il a y deux effets qui mènent à la dispersion chromatique :

- La dispersion du matériau constituant le guide, qui est intrinsèque à tout milieu, a pour origine la dépendance en fréquence de la réponse des couches électroniques du milieu diélectrique à un signal lumineux incident. Une approximation de l'indice de réfraction du matériau n_0 est obtenue par l'équation de Sellmeier [2] :

$$n_0^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^{m} \frac{B_j\omega_j^2}{\omega_j^2\omega^2} \qquad (1.5)$$

Où les $\omega_j=2\pi c/\lambda_j$ sont les pulsations de résonance et les coefficients B_j leurs poids respectifs. Pour la silice pure par exemple, les premiers paramètres B_j et λ_j ont les valeurs suivantes [2] :

$B_1=0,6961663$ $B_2=0,4079426$ $B_3=0,8974794$

$\lambda_1=0,0684043\mu m$ $\lambda_2=0,1162414\ \mu m$ $\lambda_3=9,89161\ \mu m$

- La dispersion due à la géométrie du guide, plus faible que la précédente dans les fibres conventionnelles, résulte de la dépendance spectrale des caractéristiques modales de la fibre. Elle peut être expliquée par le fait qu'une partie de l'onde lumineuse se propage dans la gaine. Elle peut être utilisée pour adapter la dispersion chromatique totale.

Les fibres standards (normalisation **ITU-T G**.652) installées dans les réseaux de communications présentent un zéro de dispersion (D (λ_{ZD})=0) à la longueur d'onde $\lambda_{ZD}=1310nm$ [3]. La variation du facteur $\lambda^2\frac{d^2n}{d\lambda^2}$ (qui représente le coefficient de dispersion du matériau) en fonction de la longueur d'onde est tracée en figure (**Fig. 1.5.**)

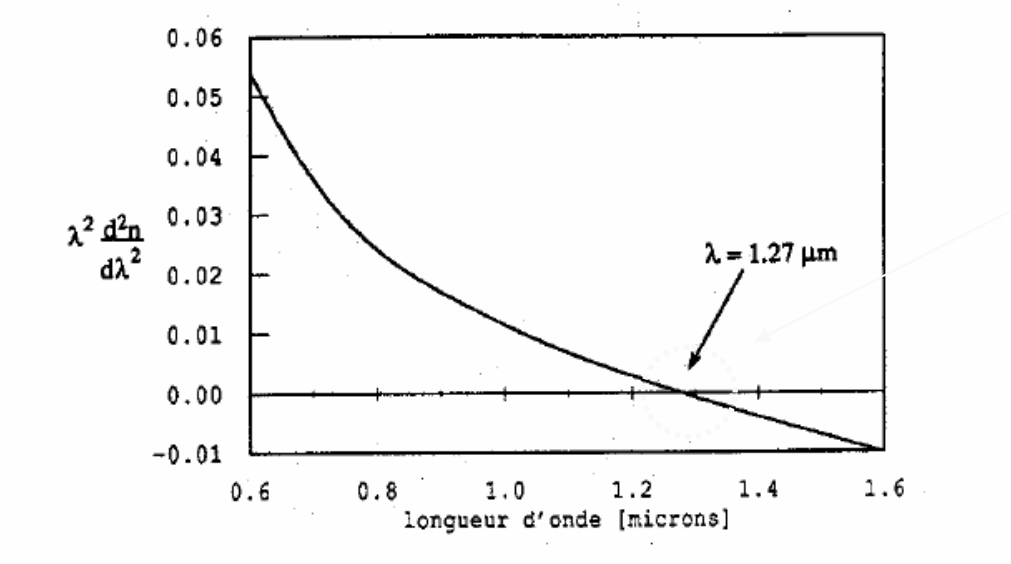


Figure 1. 5. Coefficient de dispersion chromatique d'une fibre ITU- T G 652 en fonction de la longueur d'onde

Au vu de la courbe ci-dessus, on remarque que la dispersion chromatique a une faible influence sur des communications autour de 1,3 μm (zone de dispersion nulle) alors qu'elle devient un obstacle pour des transmissions rapides à 1,55 μm. Le choix

de la seconde fenêtre de télécommunications (autour de 1,3 μm), en 1983, résulte du compromis entre l'atténuation et la dispersion chromatique.

Dispersion modale de polarisation (PMD)

La dernière caractéristique linéaire d'une fibre est sa dispersion modale de polarisation, bien que la fibre utilisée soit une fibre monomodale (**SMF**) conçue de telle sorte qu'un seul mode puisse se propager. Ce paramètre donne une indication sur la dépendance à la polarisation de la propagation dans une fibre. Une étude différentielle de la dépendance fréquentielle du vecteur de polarisation consistant en la recherche des états de polarisation à l'abscisse z qui soient indépendants de la fréquence optique, met en évidence une équation aux valeurs propres dont la résolution montre l'existence de deux vecteurs propres $\hat{\varepsilon}^{+}$ et $\hat{\varepsilon}^{-}$ [4]. Ces deux vecteurs propres sont associés aux valeurs propres (qui représentent le 'temps de voyage' de chaque état) τ_{+} et τ_{-} et ils correspondent à des états de polarisation orthogonaux appelés états principaux de polarisation (**PSP**).

Ces deux états de polarisation sont orthogonaux et indépendants de la fréquence optique, sauf qu'ils se propagent à des vitesses différentes. Les composantes du champ se propageant suivant ces deux états admettent donc une différence de temps de groupe (**DGD**) :

$$\Delta\tau = \tau_{+} - \tau_{-} \tag{1.6}$$

A priori, la symétrie cylindrique des fibres optiques leur confère un comportement identique pour tous les états de polarisation. Cependant, les défauts de fabrication brisent cette symétrie et produisent un cœur de forme plutôt elliptique. De plus, à l'utilisation, les contraintes mécaniques et/ou thermiques induisent un effet photo- élastique dans la fibre et rendent cette dernière anisotrope. Si un rayon non-polarisé est injecté dans une fibre, il est décomposé suivant les deux axes de l'ellipse ; les deux composantes n'évoluant pas à la même vitesse. Cette dispersion modale de polarisation se modélise comme l'apparition d'une légère biréfringence entre deux axes de polarisation, un lent, l'autre rapide.

Si l'on injecte une impulsion d'enveloppe $\vec{E}_{in}$ dans une fibre biréfringente, l'enveloppe du champ obtenu à la sortie peut s'écrire [4] :

$$\vec{E}_{out}(t) = \cos\theta E_{in}(t+\tau+\frac{\Delta\tau}{2})\hat{\varepsilon}_{out}^{+} + \sin\theta E_1(t+\tau-\frac{\Delta\tau}{2})\hat{\varepsilon}_{out}^{-} \quad (1.7)$$

Cette formule signifie que l'on observe à la sortie de la fibre optique deux répliques de l'impulsion injectée en entrée et décalées dans le temps d'un temps égal au **DGD**. Les coefficients de pondération $\cos^2\theta$ et $\sin^2\theta$ indiquent l'énergie transportée par chacun des états principaux de polarisation :

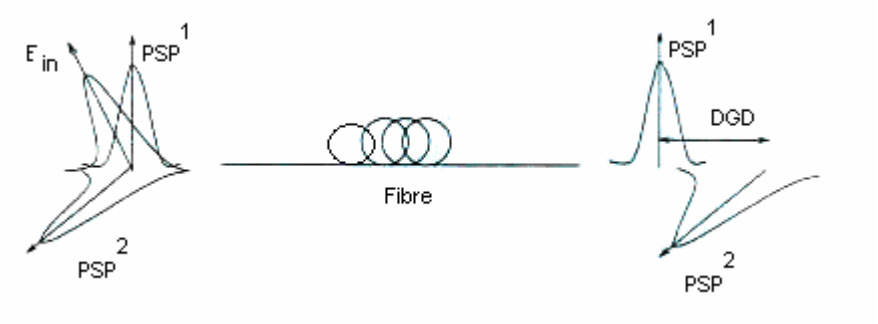


Figure 1. 6. Dispersion modale de polarisation dans une fibre biréfringente

La **PMD** résulte en une dégradation de la qualité de la transmission numérique. Le fait d'avoir à la sortie de la fibre deux répliques de l'impulsion initiale décalées dans le temps va générer de l'interférence entre symboles (diaphonie) : le diagramme d'œil se fermera et le taux de bits erronés (**BER**) augmentera. De plus, une des caractéristiques essentielles de la **PMD** réside dans son caractère aléatoire, étant donné qu'il est d'origine extrinsèque et dépend de la qualité de la pose de la fibre. Cette dernière apparaît ainsi comme un milieu fluctuant [4].

Habituellement, on considère que la **PMD** devient gênante lorsque le **DGD** est égal à 10% de la période de pulsation (l'inverse de la vitesse de transmission), un **DGD** de 10 *ps* en sortie de fibre est donc la limite à ne pas franchir si l'on veut transmettre un débit de 10 G*bits*/*s*. Actuellement, il est recommandé que la **PMD** soit inférieure à 0.1 $ps.km^{1/2}$. Si en sortie de fibre, nous avons un **DGD** de 2.5 *ps* (ce qui correspond à un débit de 40 G*bits*/*s*), la distance qui pourra être parcourue sera de 625 *km*, distance qui est assez faible devant les quelque 5000 *km* d'une liaison transatlantique. Les sources utilisées en télécoms optiques étant généralement polarisées, la **PMD** affecte considérablement les transmissions par fibre et devient gênante pour des communications à 40 G*b*/s se propageant sur plus de 200 *km* [5].

1.2.2.3. Effets non- linéaires

Lorsqu'un champ électromagnétique est appliqué à un ensemble d'atomes (dans notre cas à une fibre optique), le déplacement des charges électriques conduit à la création de moments électriques dipolaires. Pour de faibles valeurs du champ, ces dipôles induits sont proportionnels au champ électromagnétique. Cependant les communications océaniques nécessitent l'injection à l'entrée d'un champ électromagnétique intense. Par conséquent la réponse d'un milieu diélectrique à la lumière qui le traverse devient non- linéaire. Cette réponse non- linéaire est due notamment aux mouvements non- harmoniques des électrons du matériau de transmission sous l'influence de l'onde qui le traverse. Les effets non- linéaires (**NL**) sont parfois observables pour des puissances de l'onde dans la fibre relativement faibles, ceci à cause des très petites dimensions des fibres (cœur) et des pertes très faibles (<1dB/*km*, [6]). Les effets **NL** se voient surtout dans les fibres monomodes et se traduisent par une atténuation du signal en fonction de l'augmentation de $P_{transmise}$ et une création de nouvelles longueurs d'onde à partir du signal. Le vecteur de polarisation peut être exprimé de la sorte [2]:

$$P = \varepsilon_0\left(\chi^{(1)}.E + \chi^{(2)}:EE + \chi^{(3)}:EEE + \cdots\right)$$

$$= P_L^{(1)} + P_{NL}^{(2)} + P_{NL}^{(3)} + \cdots \quad (1.8)$$

Où ε_0 est la permittivité du vide et $\chi^{(n)}$ est le tenseur de susceptibilité d'ordre n; les symboles : et ⋮ désignent les produits tensoriels de premier et deuxième espèces. Les termes $P^{(n)}$ devraient s'exprimer comme suit [2]:

$$P_L^{(1)}(r,t) = \varepsilon_0 \int \chi^{(1)}(t-t').E(r,t)dt' \quad (1.9)$$

$$P_{NL}^{(2)}(r,t) = \varepsilon_0 \int\int \chi^{(2)}(t-t',t-t'):E(r,t)E(r,t'')dt'\,dt'' \quad (1.10)$$

$$P_{NL}^{(3)}(r,t) = \varepsilon_0 \int\int\int \chi^{(3)}(t-t',t-t'')\vdots E(r,t)E(r,t'')\,E(r,t''')dt'dt''dt''' \quad (1.11)$$

La susceptibilité d'ordre 1 est déjà prise en compte dans l'atténuation et les dispersions discutées plus tôt. La susceptibilité d'ordre 2, responsable des effets **NL** comme les générations de seconde harmonique, de somme de fréquences et d'oscillation paramétrique, est nulle pour des molécules possédant une inversion

symétrique comme la silice pure qui constitue le cœur de la fibre en absence de dopants.

Par conséquent, les effets non linéaires qui ont lieu dans les fibres ont leur origine dans la susceptibilité d'ordre 3, qui est responsable de phénomènes tels que l'effet Kerr optique, les diffusions Brillouin et Raman stimulées, le mélange à quatre ondes ou l'instabilité de modulation.

En négligeant les ordres plus élevés de la susceptibilité, la polarisation totale se résume alors à la somme de deux termes :

$$P(r,t) = P_L^{(1)}(r,t) + P_{NL}^{(3)}(r,t) \qquad (1.12)$$

Où $P_L^{(1)}(r,t)$ et $P_{NL}^{(3)}(r,t)$ représentent respectivement les polarisations linéaire et non linéaire.

L'effet Kerr

Nous venons de voir dans le paragraphe précédant que la susceptibilité d'ordre 3 est responsable de plusieurs phénomènes dont la réfraction **NL** plus connue sous le nom d'effet de Kerr. L'effet Kerr provient des interactions du champ électrique avec les électrons du matériau.

Sous l'action d'un champ optique intense, l'indice de réfraction d'un milieu transparent devient dépendant de l'intensité du champ. Dans une fibre optique, il est souvent considéré comme un phénomène instantané provenant de la déformation, par le champ optique, de la répartition de charge électronique des molécules de silice. L'indice de réfraction est alors défini de la manière suivante [2] :

$$n_{NL}(\omega, |E|^2) = n(\omega) + n_2 . |E|^2 \qquad (1.13)$$

Où $n(\omega)$ est l'indice de réfraction linéaire du matériau donné par l'équation (1.5), $|E|^2$ est l'intensité du champ optique appliqué en $W.m^{-2}$ et n_2 le coefficient non linéaire de l'indice qui est relié à la susceptibilité de troisième ordre par la relation [2]:

$$n_2 = \frac{3}{8n_0}\Re[\chi^{(3)}_{xxxx}] \quad (m^2.W^{-1}) \qquad (1.14)$$

Pour cette expression, nous avons considéré que le champ électrique est polarisé linéairement au cours de la propagation dans la fibre. La valeur de l'indice de réfraction non linéaire n_2 varie d'une fibre à une autre. Il est typique de prendre une valeur de n_2 égale à $2{,}6.10^{-20} m^2.W^{-1}$ à $1{,}55\mu m$ pour une fibre en silice dopée GeO_2 [2]. Le milieu est considéré suffisamment transparent pour pouvoir négliger la dispersion de la susceptibilité de troisième ordre.

L'auto- modulation de phase (SPM)

Une des conséquences directes de la variation non linéaire de l'indice de réfraction est le déphasage auto-induit par un champ intense se propageant sur une distance L. Le déphasage se calcul directement à partir de l'équation (1.11), est donné par l'équation suivante [2]:

$$\Delta\Phi = \tilde{n}k_0L = (n + n_2|E|^2)k_0L \qquad (1.15)$$

Ce déphasage non linéaire, proportionnel à l'intensité est donné par [2]:

$$\Delta\Phi_{NL} = n_2|E|^2k_0L \qquad (1.16)$$

Où $k_0=2\pi/\lambda$ et L est la longueur de la fibre. Ce déphasage, en raison de la dépendance de la fréquence d'une onde vis-à-vis de sa phase instantanée $\omega(t) = -\delta\Phi/\delta t$, se traduit par un élargissement spectral symétrique d'impulsions brèves et symétriques injectées en entrée de fibre.

Elle affecte une onde modulée en amplitude par dispersion chromatique. La **SPM** accroît le taux d'élargissement pour un régime de dispersion normale ($\beta_2>0$) et réduit ce taux pour un régime de dispersion anormale ($\beta_2<0$). Le faible taux d'élargissement dans ce dernier cas peut être très utile pour les systèmes de communications optiques à $1.55\mu m$ pour lesquels $\beta_2 \sim -20\ ps^2/km$.

La modulation de phase croisée (XPM)

C'est un décalage de phase non linéaire φ_{NL} d'un champ optique induit par la co- propagation de champs à différentes λ. La **XPM** est 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 [2]. Si nous considérons deux champs optiques de longueurs d'onde λ_1 et λ_2 différentes, copropagatifs dans une fibre de longueur L suivant l'axe « x » tels que le champ électrique est donné par :

$$E(r,t) = \frac{1}{2}\mathcal{R}[E_1(r,t)\exp(-j\omega_1 t) + E_2(r,t)\exp(-j\omega_2 t) + c.c.] \qquad (1.17)$$

Le déphasage non linéaire induit sur le premier champ par le second est :

$$\Delta\Phi_{XPM} = 2n_2|E_2|^2 k_0 L \qquad (1.18)$$

$$\Delta\Phi_{NL} = n_2 k_0 L(|E_1|^2 + 2|E_2|^2) \qquad (1.19)$$

Où $|E_2|^2$ est l'intensité du second champ optique. Il s'ensuit des équations (1.14) et (1.16) que si les deux champs sont d'intensité égale, alors le déphasage **XPM** est deux fois plus important que celui induit par la **SPM**. La particularité la plus importante du déphasage causé par la **XPM** est qu'en général, il est responsable d'un élargissement spectral asymétrique des impulsions par rapport à leurs fréquences initiales.

Mélange à quatre ondes FWM

L'influence de l'intensité sur l'indice de réfraction a pour origine la susceptibilité d'ordre 3 ($\chi^{(3)}$). Le phénomène non linéaire connu sous le nom du mélange à quatre ondes **(FWM)** est aussi originaire de la susceptibilité d'ordre 3.

En réalité, et en particulier dans des applications télécoms multiplexées en longueur d'onde (**WDM**), bon nombre de signaux à différentes longueurs d'onde se propagent simultanément au sein de la même fibre optique. Nous prenons l'exemple d'un champ optique composé de trois fréquences ω_1, ω_2, et ω_3 qui copropagent dans la fibre simultanément, une onde est générée sous l'effet (**FWM**) de fréquence $\omega_4 = \omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3$. Plusieurs fréquences correspondant à plusieurs combinaisons (somme, et différence) sont possible en principe, en raison de la condition de conservation de l'énergie. En pratique, plusieurs de ces combinaisons ne peuvent trouver la puissance suffisante pour se propager car une condition d'accord de phase est nécessaire.

Il y a deux types de termes de mélange à quatre ondes. Le premier correspond au cas où trois photons transfèrent leur énergie à un seul photon à la fréquence

$\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3$. Ce terme est à l'origine de la conversion de fréquence ($\omega_1=\omega_2\neq\omega_3$) ou encore de la génération de troisième harmonique ($\omega_1 = \omega_2 = \omega_3$), cette dernière étant généralement omise car la condition d'accord de phase est très difficile à réaliser dans une fibre. Le deuxième terme correspond au cas où deux photons dégénérés ($\omega_1 = \omega_2$) ou non-dégénérés ($\omega_1 \neq \omega_2$) sont annihilés tandis que deux autres photons sont créés simultanément aux fréquences Stokes $\omega_4 < (\omega_1+\omega_2)/2$ et anti-Stokes $\omega_3 > (\omega_1+\omega_2)/2$ telles que $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4$. En règle générale, son efficacité est liée au respect d'une condition dite d'accord de phase entre les différents vecteurs d'ondes mis en jeu. La condition d'accord de phase linéaire pour ce processus, lorsque les termes de **SPM** et de **XPM** sont négligeables, est réalisée lorsque :

$$\Delta k = k_3 + k_4 - k_1 - k_2 = (n_3\omega_3 + n_4\omega_4 - n_1\omega_1 - n_2\omega_2)/c = 0 \qquad (1.20)$$

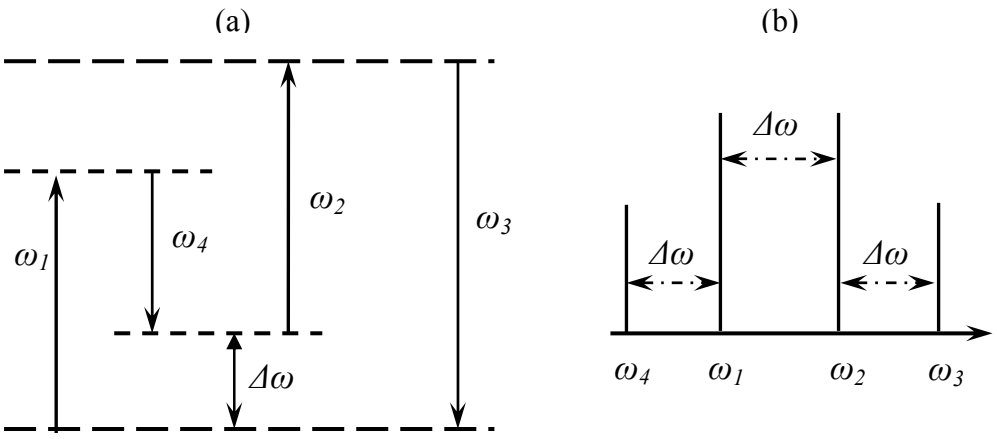


Figure 1.7. (a) Principe du mélange à quatre ondes (b) Spectre correspondant

L'effet Raman et l'effet Brillouin

Outre les effets élastiques qui sont caractérisés par l'absence d'échange d'énergie entre le rayonnement et le milieu diélectrique, une autre classe d'effets **NL** qui a lieu dans la fibre optique est constituée par les effets **NL** inélastiques que sont l'effet Raman et l'effet Brillouin [6], en référence a la non conservation de la quantité de mouvement en mécanique et ils font principalement intervenir la partie imaginaire de la susceptibilité non linéaire d'ordre 3.

Ces effets proviennent de l'interaction, avec perte d'énergie, de photons avec le milieu (diffusion inélastique). La perte d'énergie, représentée par l'apparition d'un

phonon[1], se traduit par un transfert inélastique de puissance de la fréquence initiale vers les plus basses fréquences (coté stokes), décalées d'une quantité égale à la fréquence du phonon par rapport à la fréquence d'excitation (un décalage de l'ordre du THz pour le cas Raman et GHz pour le cas Brillouin), un décalage qui peut varier d'une fibre à une autre, notamment en fonction du dopage. Ce transfert d'énergie est dû l'application d'un champ optique intense qui donne naissance à une excitation résonnante de niveaux de vibrations moléculaires de la silice pour la diffusion Raman (phonons optiques) et hypersonores pour la diffusion Brillouin (phonons acoustiques).

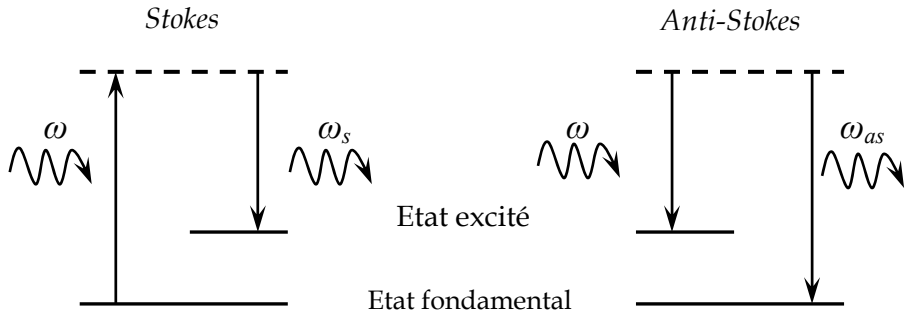


Figure 1.8. Schéma des transitions énergétiques à la base de la diffusion Raman

La figure (**Fig.** 1.8.) représente le principe de base de la diffusion Raman stimulée (**SRS**) qui consiste en l'absorption d'une fraction $\hbar\Omega_r$, de l'énergie $\hbar\omega$ des photons incidents, par les molécules du matériau, initialement dans son état fondamental. Cette énergie permet de passer vers un état excité correspondant à une résonnance de vibrations intramoléculaires. En conséquence, les photons résultant de ce processus sont réémis de manière copropagative à une fréquence plus basse appelée fréquence des photons stokes $\omega_s = \omega - \Omega_r$. Où Ω_r est la fréquence de décalage Raman, qui est de l'ordre de 13-THz pour des fibres standard **G** 652. Ce phénomène peut provoquer la naissance de photons de type anti-stokes si le nombre de molécules en état d'excitation est suffisamment élevé, le retour dans l'état fondamental est accompagné de l'émission de photons à une fréquence dite anti-stokes $\omega_{as} = \omega - \Omega_r$.

Finalement, cet effet est maintenant largement utilisé par les amplificateurs de type Raman. En effet, lorsque la puissance de l'onde Stokes devient non négligeable

[1] Par définition, le photon est la plus petite unité d'énergie que peut posséder un mode de vibration lumineuse, tandis que le phonon est la plus petite quantité d'énergie que peut posséder un mode de vibration cristalline (vibration des atomes dans un solide)

devant celle du signal qui lui a donnée naissance, nous observons alors un régime de diffusion Raman stimulée dans lequel les basses fréquences sont continuellement amplifiées par les hautes fréquences.

L'effet de diffusion Brillouin stimulée (**SBS**) est le premier phénomène non linéaire rencontré lors de l'injection d'une onde lumineuse quasi continue et de forte puissance dans une fibre optique. Par conséquent, la diffusion Brillouin se trouve être un des premiers effets limitant le rapport signal sur bruit dans les systèmes télécoms. D'un point de vue général, la diffusion Brillouin stimulée se manifeste par la génération d'une onde stokes contra-propagative contenant une grande partie de l'énergie incidente. Nous comprenons la nécessité de s'affranchir de ce phénomène, d'abord afin d'augmenter l'efficacité des phénomènes non linéaire co-propagatifs souhaités, mais également afin d'éviter le retour de puissance dans les sources lasers ou autres amplificateurs.

La diffusion Brillouin est un phénomène semblable à la diffusion Raman dans le sens où il s'agit dans les deux cas de la génération, à partir d'une onde pompe, d'une onde Stokes décalée vers les basses fréquences et dont la puissance évolue de manière exponentielle avec la distance de propagation.

Cependant, les ordres de grandeur des quantités caractéristiques de ces phénomènes (gain, largeur de la bande spectrale, décalage fréquentiel de l'onde Stokes et puissance critique) sont radicalement différents et ce, principalement parce que l'origine physique de la diffusion Brillouin est différente de celle de l'effet Raman. Il s'agit ici essentiellement de l'interaction entre 3 ondes : la pompe, l'onde Stokes Brillouin rétro-diffusée et une onde acoustique. Un photon de l'onde pompe est en fait annihilé pour générer un photon Stokes et un phonon acoustique. L'énergie et le moment cinétique étant conservés, les fréquences et les vecteurs d'onde satisfont $\Omega_a=\omega_p-\omega_s$ et $k_a=k_p-k_s$, où ω_p, ω_s sont les pulsations et k_p, k_s les vecteurs d'ondes, respectivement des ondes pompe et Stokes. Ω_a et k_a correspondent, quant à eux, à la pulsation et au vecteur d'onde de l'onde acoustique. L'onde acoustique ainsi générée module l'indice optique de la fibre et constitue localement un réseau optique de type Bragg qui réfléchit alors une partie de la lumière incidente sous la forme d'une onde Stokes. Le décalage de l'onde Stokes υ_b est donné par la relation suivante [2] :

$$v_b = \Omega_b / 2\pi = 2nv_a / \lambda_p \qquad (1.21)$$

Où n est l'indice optique du milieu, λ_p la longueur d'onde de la pompe et v_a la vitesse de propagation de l'onde acoustique au sein du milieu.

Dans les deux cas, cet échange est négligeable à faible puissance mais augmente exponentiellement une fois qu'une certaine puissance seuil est dépassée. En dépit de leur origine similaire, chacun de ces deux phénomènes présente ses spécificités du fait que des relations de dispersion différentes s'appliquent aux deux types de phonons. En particulier, l'effet Brillouin se caractérise par une transformation à bande très étroite (environ 100 MHz) du photon initial en un photon contrapropagatif. L'effet Raman, quant à lui, se produit dans le même sens de propagation que le photon initial sur une bande passante bien plus étendue (environ 6 THz) et conduit à la formation d'ondes Stokes et anti-Stokes par interaction lumière-phonon. Toutefois, il présente une puissance de seuil plus importante que l'effet Brillouin (environ 570 mW contre 5 mW à 1,55 μm).

L'existence de ces phénomènes **NL** inélastiques impose un certain nombre de contraintes sur les réseaux :

- une obligation de limiter la puissance totale à injecter dans une fibre à des niveaux inférieurs à 100 mW à cause de l'effet Brillouin.
- une réception complexifiée dans les systèmes comportant plusieurs canaux de puissance égale car il provoque un transfert d'énergie des canaux de faible longueur d'onde vers ceux de plus grande longueur d'onde [2].

1.2.3. Amplificateurs optiques

L'atténuation est un des facteurs principaux qui limitent la distance de transmission des systèmes optiques de télécommunications. Pour palier à cette limite, il faut donc augmenter la puissance du signal à intervalles réguliers dans la fibre.

Jusqu'au début des années 1990, les télécommunications optiques n'occupaient qu'une fenêtre spectrale située autour de la longueur d'onde de dispersion nulle (λ_0=*1300nm*) des fibres monomodes usuelles et l'amplification des signaux était

essentiellement assurée par des régénérateurs électro-optique, limitant les débits à une centaine de M*bit/s*. Ceux-ci convertissaient le signal optique en un signal électrique qui servait alors de signal de modulation d'un nouvel émetteur. Seulement, tant les capacités restreintes (conversion optoélectronique, complexité du système multi- canaux, le coût de ces systèmes) conduisaient à étudier et développer les systèmes amplifiant directement le signal optique.

Ces amplificateurs se répartissent en deux catégories : les amplificateurs à semi-conducteurs et ceux à fibre [6] en fonction du milieu qui les compose.

1.2.3.1. Amplificateurs à semi-conducteurs

L'élément fondamental d'un amplificateur à semi-conducteurs est une hétéro-structure, c'est à dire une jonction p- n à l'intérieur de laquelle est insérée une couche d'environ 0,1 *mm* d'un matériau semi-conducteur de bande interdite plus faible que celles des zones avoisinantes mais de structure cristalline très proche (même constante de réseau). Cette couche centrale, aussi appelée zone active, sert à confiner à la fois les porteurs de charge (électrons et trous) et les photons créés. Si l'on utilise des matériaux de bande interdite directe et qu'on injecte des porteurs par polarisation de la jonction dans le sens direct, le passage d'un photon de longueur d'onde correspondant à la bande interdite de la zone active provoque l'émission de photons à la même longueur d'onde par recombinaison radiative d'électrons avec des trous [7]. L'amplification du signal optique résulte alors de cette production de photons, connue sous le nom d'émission stimulée.

Les matériaux utilisés, combinés à des techniques de frustration de l'effet laser (dépôt de miroirs anti-réflexion ou structures à guide oblique), permettent d'avoir une amplification de 30 dB sur une bande spectrale supérieure à 70 *nm*, en particulier, lorsque la zone active n'est pas faite d'un seul matériau mais d'un empilement de plusieurs semi-conducteurs constituant une structure à multi- puits quantiques[2]. Comme la taille de ces amplificateurs est généralement inférieure à 0,5x2 mm^2, cet amplificateur offre, en plus, l'avantage d'être très compact ([6]; [7]).

Ces dernières caractéristiques en feraient de bons amplificateurs en ligne (entre émetteur et récepteur) si deux effets non linéaires ne se manifestaient pas

[2] Un puits quantique étant une couche de matériau d'épaisseur de l'ordre de 1 à 10*nm*

fréquemment. En effet, la saturation du gain et le mélange à quatre- onde peuvent être obtenus de façon efficace dans ces composants, ce qui crée des distorsions de signal et une diaphonie inter- canal importantes dans les systèmes multi- canaux. A cela, deux autres inconvénients s'ajoutent : la dépendance relativement importante du gain des matériaux à la température et un couplage non idéal avec les fibres optiques.

1.2.3.2. Amplificateurs à fibre

Les amplificateurs à semi-conducteurs possèdent des gains et des bandes passantes intéressantes mais les effets non linéaires ne les rendent pas attractifs pour l'amplification en ligne. Pour contrecarrer ces inconvénients et éviter les problèmes de couplage avec la fibre, la recherche d'amplificateurs basés sur les fibres optiques a été favorisée. Les différents travaux permettent de démontrer que l'amplification dans les fibres peut être de natures distinctes. Soit, comme précédemment, l'amplification est de type émission stimulée et l'on a affaire à un amplificateur à fibre dopée, soit elle provient de l'interaction photons/phonons (effet Raman ou Brillouin) et l'on parle alors d'amplificateurs non linéaires.

Dans les deux cas, on souligne que ces composants sont conçus à partir de fibres optiques et donc l'ensemble des propriétés des fibres données au paragraphe 1.2.2 s'appliquent aussi.

Amplificateurs à fibre dopée

Les amplificateurs à fibre dopée ont été introduits dès 1964 [8] et commercialisés au début des années 1990. Il s'agit de morceaux de fibres optiques de longueur variant de quelques centimètres à quelques dizaines de mètres dans le cœur desquelles ont été ajoutés des ions de terre rare à une concentration de 0.1 % environ. Le dopant le plus utilisé est l'erbium qui permet d'obtenir du gain sur la fenêtre de spectrale dite «C» qui couvre les longueurs d'onde de 1528 à 1563 *nm*. Lorsqu'un signal laser de longueur d'onde plus faible (980 ou 1480 *nm*) dit signal de pompe est envoyé dans la fibre, les dopants passent dans un état de plus haute énergie (approximativement 1.27 *e*V) dit excité. Le passage d'un photon dans la bande de gain stimule les ions excités à relâcher des photons de même longueur d'onde, même phase, même état de polarisation, et même directivité spatiale que le photon incident et on retrouve le phénomène d'amplification par émission stimulée [8]. La nature de

la radiation (relaxation d'ions) fait que la dynamique de ce milieu est généralement plus lente que celle des amplificateurs à semi-conducteur. Cependant, le gain est quasi indépendant de la température.

La capacité d'amplification multi- canaux de ces amplificateurs et les augmentations de débit de transmission tendent à accroître la bande d'amplification et, en conséquence, à développer des amplificateurs à gain plat pour les bandes «L», «S» ou pour la région autour de 1310 *nm*. Des solutions prometteuses à base d'ions erbium et de filtres de Bragg ou utilisant d'autres matrices que la silice [9] ont été proposées pour la bande «L». D'autres terres rares ont aussi été incluses notamment les ions praséodyme pour la région autour de 1310 *nm*, les ions thulium pour la bande «S» [10]. On souligne, de plus, que, par nature, l'émission stimulée amplifie tout signal dont la longueur d'onde est dans la bande de gain. En particulier, les photons produits par la relaxation des atomes excités en l'absence de photon incident (dite émission spontanée) créent un signal en sortie de l'amplificateur appelé émission spontanée amplifiée (**ASE**). Cette **ASE** peut pénaliser les transmissions où plusieurs amplificateurs sont mis en cascade.

Amplificateurs non- linéaires

Contrairement aux deux précédents types d'amplificateurs que nous avons introduits, l'amplification dans ces composants ne repose pas sur une émission stimulée mais sur l'utilisation d'un des phénomènes **NL** non- résonnants que sont les effets Raman ou Brillouin étudiés dans le paragraphe 1.2.2.3.

L'utilisation volontaire d'un laser de pompe émettant un signal de forte puissance dont la direction et la longueur d'onde sont choisies en fonction du type d'amplification (Raman ou Brillouin) désiré permet de provoquer les transferts d'énergie et conduit à la réalisation d'amplificateurs optiques non- linéaires. Cependant, la faible efficacité de la conversion de puissance fait que de grandes distances de propagation (>1 *km*) sont généralement requises.

L'écart de 11 GHz entre la longueur d'onde pompe et le signal (dans le cas d'une diffusion Brillouin) a restreint l'utilisation des amplificateurs à effet Brillouin au développement de quelques sources optiques. Au contraire, les amplificateurs à effet Raman sont des alternatives intéressantes aux amplificateurs à fibre dopée tant

pour l'amplification à 1,3 μm qu'à 1,55 μm et font partie de l'arsenal des techniques utiles, entre autre, pour l'aplanissement du gain d'amplificateurs large bande ou la compensation des effets Raman dans les réseaux **WDM** à 1,55 μm. Leur pompage est souvent réalisé en combinant l'émission laser de plusieurs lasers à semi-conducteur de longueurs d'onde différentes afin d'obtenir la distribution spectrale du gain désirée (uniforme ou non).

1.2.4. Réseaux de Bragg

Nous introduisons ici un bref exposé sur les réseaux de Bragg qui sont notamment utilisés dans les réseaux **WDM** comme sélecteurs de longueurs d'onde.

Les réseaux de Bragg photo- inscrits dans les fibres optiques découlent de la découverte de la photosensibilité par Kenneth Hill en 1978 [11]. La photosensibilité est une exposition aux rayonnements ultraviolets qui causent des modifications permanentes de l'indice de réfraction du cœur d'une fibre dopée. Un réseau de Bragg dans une fibre consiste donc en une structure périodique formée par une modulation de l'indice de réfraction du cœur, structure qui se comporte pratiquement comme un miroir pour une bande spectrale très fine autour d'une longueur d'onde caractéristique λ_B (alors appelée de Bragg) et reste transparente pour toutes les autres.

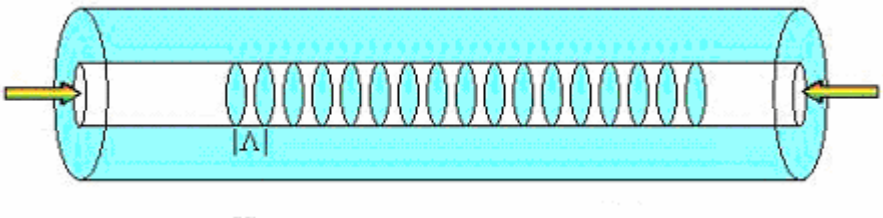


Figure 1. 9. Réseaux de Bragg de pas Λ

Ce type de composants est notamment utilisé comme filtre de longueur d'onde ou dans les multiplexeurs- démultiplexeurs à insertion- extraction de longueur d'onde. Ils sont également utilisés dans la compensation de la dispersion chromatique dans les fibres optiques.

1.2.5. Fibres à cristaux photoniques

Un nouveau type de fibres optiques est apparu depuis quelques années: il s'agit des fibres optiques microstructurées (**MOF**) dont nous tenons à donner un aperçu

dans ce travail en raison de leur intérêt croissant et de leur utilisation imminente dans les systèmes de communications optiques.

Aussi appelées fibres à cristaux photoniques, fibres à bande photonique interdite, fibres air- silice, ces fibres sont constituées d'une matrice (en silice ou en polymère) dans laquelle se trouvent, sur toute la longueur de la fibre, des inclusions de bas indice optique (le plus souvent de simples trous; [7]). Ces nouvelles fibres sont intéressantes à la fois du point de vue théorique et du point de vue technologique pour les télécommunications ou pour le transport d'énergie lumineuse. Elles possèdent en effet des propriétés que n'ont pas les fibres optiques classiques [7]. Pour certaines configurations (quand la zone périphérique du cœur présente une structure de type cristal photonique), le confinement de la lumière peut être assuré alors que l'indice du cœur (celui du vide, par exemple) est inférieur à l'indice moyen périphérique et ce par le phénomène dit des 'bandes photoniques interdites'. Ces fibres microstructurées peuvent aussi présenter des propriétés très spécifiques: caractère quasi-monomode sur un très grand intervalle de longueur d'onde (parfois sur une plage de plus de 1000 *nm*), dispersion chromatique ultra- plate ou de pente contrôlée, renforcement des effets **NL** par une petite surface effective.

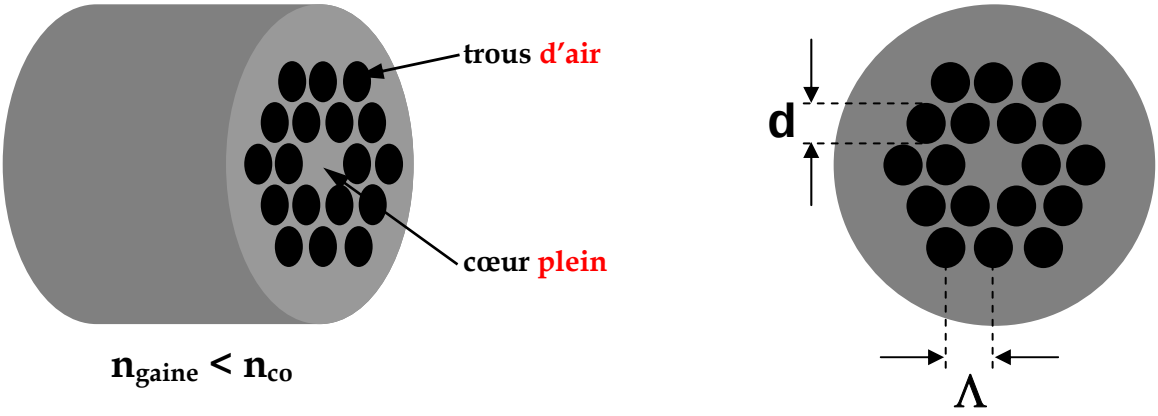


Figure 1. 10. Fibre optique microstructurée

Deux phénomènes physiques permettent le guidage par microstructure de trous dans une fibre optique : celui de réflexion totale interne et les bandes interdites photoniques. Le premier consiste à faire varier, grâce aux trous, l'indice effectif moyen dans la gaine de la fibre. Dans ce cas, le cœur de silice possède un indice supérieur à la gaine microstructurée ce qui confine la lumière. Le second utilise les

propriétés récemment découvertes de bande interdite photonique. Lorsqu'une structure d'indice périodique possède des dimensions de l'ordre de la longueur d'onde, la propagation de certaines longueurs d'onde peut être prohibée dans la direction de la périodicité. Ce phénomène est utilisé pour interdire la propagation du faisceau hors de la zone de cœur. Ce procédé permet d'obtenir des fibres dont l'indice du cœur peut être faible comme c'est le cas pour les fibres à cœur creux.

Depuis la première démonstration expérimentale par Knight et Alii. en 1996 [12], l'intérêt pour ce sujet a dramatiquement augmenté en regard de sa fertilité. Plusieurs types de **FOM** ont été développés pour plusieurs domaines comme les télécommunications, les capteurs ou le biomédical. Par exemple, les **FOM** permettent de modifier la dispersion de la fibre en fonction de sa structure (géométrie des trous, diamètre des trous, interstice entre les trous, etc.). La non- linéarité peut être soit diminuée ou augmentée selon les besoins.

Les applications directes des fibres optiques microstructurées concernent :

- le contrôle de la dispersion

Ce contrôle est obtenu en jouant sur les dimensions des trous et leur positionnement.

- le contrôle de la non- linéarité

Afin d'obtenir des effets **NL** très faibles, il suffit de grossir le mode propagé, ce qui permet d'éviter des intensités où les effets non linéaires deviennent sensibles. La fibre microstructurée à large mode permet un tel grossissement tout en préservant le caractère monomode.

- Faibles pertes aux courbures

En combinant une fibre classique dopée Germanium avec une microstructure, ou en utilisant une fibre microstructurée adaptée, il est possible de diminuer énormément les pertes par courbures

- Contrôle de la polarisation

Les **FOM** permettent d'obtenir une haute biréfringence.

1.3. Les réseaux WDM

Les réseaux optiques ont permis la mise en place de la technologie **WDM** qui était née de l'idée de transmettre sur la même fibre plusieurs informations. Le premier multiplexage en longueur d'onde fut effectué en 1994 avec deux longueurs d'onde [13]. Deux coupleurs biconiques fusionnés étaient alors utilisés pour combiner deux signaux dans une même fibre optique. Les systèmes utilisés alors combinaient essentiellement les longueurs d'onde de 1310 *nm* et 1550 *nm* avec une vitesse de transmission de 2.5 G*b*/*s* sur chaque longueur d'onde, soit un total de 5 Gb/s sur toute la fibre. Bien que la performance d'un tel système ne soit pas comparable à celle des systèmes existant sur le marché actuel, ce fut une grande avancée technologique dans le temps, surtout que cela dispensait de l'effort d'ajouter une nouvelle fibre pour transmettre le deuxième signal.

Cette partie vise à introduire les différents concepts liés à l'organisation des réseaux de télécommunications et, en particulier, à l'utilisation du multiplexage en longueur d'onde. Deux techniques de multiplexage sont utilisées dans les systèmes de communications optiques : le multiplexage temporel (**TDM**) et le **WDM**.

1.3.1. Techniques de multiplexage

1.3.1.1. Le multiplexage temporel ou TDM

A partir de N canaux de débit D, le multiplexage temporel constitue une chaîne de bits de débit NxD en prenant successivement les premiers bits de chacun des canaux, puis les seconds, etc.… En pratique, le signal résultant, aussi appelé agrégat, est la combinaison des différents canaux codés individuellement et décalés temporellement au moyen de lignes à retard optiques.

Cette technique est limitée par la difficulté de générer des impulsions de plus en plus courtes, de les transmettre correctement (effets de la dispersion) et de récupérer le signal d'horloge au démultiplexeur.

1.3.1.2. Le multiplexage en longueur d'onde ou WDM

Le multiplexage en longueur d'onde vise à transmettre les N canaux en utilisant N porteuses optiques de longueurs d'onde différentes.

La fibre optique monomode standard présente trois fenêtres spectrales de transmission. Deux d'entre elles (la deuxième et la troisième) sont caractérisées par de faibles atténuations (inférieures à 1dB*/km*) : la deuxième fenêtre centrée autour de la longueur d'onde de 1300 *nm* avec des pertes de l'ordre de 0,5 dB*/km* et la troisième fenêtre (bandes 'S+C+L') qui est située autour de la longueur d'onde de 1550 *nm* avec des pertes théoriques de l'ordre de 0,18 dB*/km*. C'est autour de ces deux fenêtres à faibles atténuations qu'a lieu le multiplexage en longueurs d'onde. Ces deux fenêtres sont découpées en cinq bandes : O entre 1 260 et 1 360 *nm*, E entre 1 360 et 1 460 *nm*, S entre 1 460 et 1 530 *nm*, C entre 1 530 et 1 565 *nm*, et L entre 1 565 et 1 625 *nm*. Tout cela sans compter NTT, qui, avec une fibre dopée au thulium, offre désormais une nouvelle ouverture en ayant réalisé la transmission de huit canaux entre 1 467 et 1 478 *nm*. La norme **ITU- T G**692 définit la plage de longueurs d'ondes dans la fenêtre de transmission de 1530 à 1565 (la C- Band). L'espacement normalisé entre 2 longueurs d'ondes est de 1,6 ou 0,8 *nm*. La technologie **DWDM** est une extension du **WDM** en ce sens qu'ici, l'espacement entre les canaux est de plus en plus petit en vue d'assurer le maximum de longueurs d'ondes sur une même fibre (de l'ordre de 0,4 *nm*). On parle même de **UDWM** où l'espacement entre canaux peut diminuer jusqu'à 0,2 *nm* [14].

1.3.2. Présentation des réseaux WDM

1.3.2.1. Architecture générale d'un système WDM

Les principaux composants d'un système **WDM** sont présentés dans les sous-paragraphes suivants.

1.3.2.1.1. Sources et détecteurs

Nous avons parlé précédemment du principe de l'émission stimulée amplifiée (paragraphe 1.2.3.2.).C'est ce principe qui est utilisé dans les lasers de type *FABRY-PEROT* ; ces derniers sont constitués de deux miroirs plans parallèles et réfléchissants placés à chaque extrémité de la cavité de résonance et entre lesquels les photons de lumière font des allers-retours, engendrant ainsi plusieurs émissions stimulées et donc le gain en longueur d'onde. On constate que dans cet appareil, certaines longueurs d'ondes sont favorisées alors que les autres sont atténuées. En

concevant plus adéquatement le laser, une source extrêmement stable émettant un mode simple peut être créée. Les réflecteurs utilisés ici dépendent alors de la fréquence. Ce type de laser est dit à rétroaction distribuée (**DFB**) : ce qui permet alors au laser d'émettre une seule longueur d'onde et ce, de façon cohérente et stable.

Dans les systèmes **DWDM**, étant donné que l'on multiplexe plusieurs canaux, la nécessité d'utiliser les sources de lasers accordables, pouvant émettre plusieurs longueurs d'ondes à la fois se fait sentir. C'est d'ailleurs ce type de laser qui est utilisé dans les systèmes **DWDM** actuels [15]. Les lasers accordables actuels peuvent émettre jusqu'à 160 longueurs d'onde dans la bande de 1 530 à 1 565 nm pour la bande C ou 1565 à 1625 nm pour la bande L.

Les détecteurs, eux utilisent un mode de fonctionnement inverse à celui des sources : ils transforment les photons en électrons. En effet, les photons cèdent leur énergie aux électrons qui passent de la bande de valence à la bande de conduction, générant ainsi un courant proportionnel à la puissance optique reçue. Les photo-détecteurs les plus utilisés sur le marché actuel sont de type InP/InGaAs à absorption et multiplication séparées parce qu'ils introduisent moins de bruit dans le système.

1.3.2.1.2. Modulateurs et démodulateurs

Le signal binaire électrique est transporté par la porteuse optique à travers une modulation qui peut être directe ou externe.

Dans la modulation directe, le courant du signal de données contrôle directement la puissance de la source optique. Un des désavantages de la modulation directe est un rapport signal- Bruit élevé. En effet, puisque l'intensité de la source croît et décroît, il y a le phénomène de 'gazouillement', connu en anglais sous le nom 'Chirp' (déformation d'impulsion due à la dérive de fréquence résultant de la dispersion), qui a lieu : la source de lumière prend un certain temps avant de se stabiliser et ainsi donc, du bruit additionnel est ré- injecté au signal.

Dans la modulation externe, par contre, la source optique est maintenue au même niveau de puissance sauf que la porteuse optique est modifiée à la sortie de la source en phase ou en amplitude. Dans ce cas, pour obtenir une modulation en phase (**PSK** ou **DPSK**), on fait passer la lumière à travers un guide d'onde composé d'un matériau électro- optique tel que le niobate de lithium. L'électrode du bas est reliée à

la masse tandis que le signal d'information est appliqué à l'électrode du haut, ce qui fait que la longueur de la phase de la voie se trouve modifiée en fonction du signal appliqué à l'électrode du haut.

La modulation d'amplitude peut être effectuée par un interféromètre de type Mach- Zehnder. La tension modulante (Signal de données) crée une variation de la différence de phase, donc de la proportion de puissance dans chaque mode ; ainsi donc, le signal recombiné à la sortie du Mach- Zehnder est atténué (modulé) en intensité [13].

1.3.2.1.3. Multiplexeurs et démultiplexeurs

Une fois que les signaux de données dans les systèmes **DWDM** sont modulés par la lumière, ils sont multiplexés, c'est-à-dire combinés entre eux pour produire un signal unique qui sera propagé à travers la fibre optique. Cependant, il y a plusieurs techniques de multiplexage. Mais la plus utilisée et répandue demeure le couplage à l'aide d'opto-coupleurs. Le principe de base dans ce genre de composants est celui du couplage par onde évanescente entre deux fibres dont les cœurs sont très proches. Le champ magnétique s'étend au- delà des cœurs. De ce fait, les ondes provenant de guides différents se mélangent à partir d'un point donné et acheminent ensemble sur une zone d'interaction avant de se séparer à nouveau au niveau du démultiplexeur. Les démultiplexeurs les plus utilisés dans les systèmes **WDM** sont basés sur les réseaux de Bragg photo- inscrits directement sur une portion d'un coupleur réalisant ainsi les opérations de démultiplexage directement au niveau de la fibre [15].

1.3.2.1.4. Amplificateurs

Le signal transmis doit être périodiquement régénéré et amplifié à cause de l'atténuation qu'il connaît au cours de sa propagation dans la fibre optique. Ceci est réalisé dans les systèmes **WDM** actuels par les amplificateurs à fibre qui effectuent directement l'amplification dans le domaine optique voir paragraphe (1.2.3.).

1.3.3. Avantages de la technologie WDM

Les avantages de la technologie **WDM** sont énormes. Au nombre de ces avantages, nous pouvons citer notamment :

- La flexibilité : chaque signal est traité séparément, permettant le transport de divers types de signaux ou de données (vidéo, parole, images, etc.) sur une même fibre.
- La souplesse : la capacité du réseau peut être rapidement augmentée au fil des besoins en améliorant les liens point à point et l'envergure des anneaux **SONET/SDH** existants.
- L'approvisionnement dynamique : une simple implantation des connexions réseaux donne la possibilité aux entreprises de fournir des services à large bande en termes de jours plutôt que de mois.
- La faiblesse des coûts : contrairement à la **TDM** qui nécessite des répétiteurs à tous les 40km, la **WDM** n'utilise des amplificateurs qu'aux 120 km.

1.4. Conclusion

Par ce tour d'horizon, nous avons retracé l'avènement des télécommunications optiques dans son contexte historique. Nous avons notamment fait une introduction à la fibre optique, aux phénomènes qui ont lieu dans la fibre lors du voyage de la lumière dans cette dernière et aux diverses composantes d'un système **WDM**.

Dans le prochain, chapitre, nous présentons une étude approfondie sur la théorie des solitons optiques.

CHAPITRE DEUXIÈME

Les Solitons

2.1. Introduction

Voilà plus de 150 ans passés que le concept d'onde soliton a été avancé pour la première fois par un ingénieur de la navigation fluviale écossaise J.S. Russell (1808-1882). Une onde hydrodynamique parvenait à se propager «sans changer de forme ou diminuer de vitesse » sur un canal étroit et peu profond. Dans son sens le plus général, les solitons sont des ondes auto-piégées et localisées ne subissant aucun étalement lors de leur propagation dans un environnement dispersif. Les solitons existent en vertu d'un exact équilibre entre la dispersion (ou la diffraction) qui tend à l'expansion de l'onde localisée, et l'effet non-linéaire qui contrebalance l'effet dispersif (diffractif). Cette caractéristique est unique: cela implique qu'à travers l'effet non-linéaire, l'onde induit simultanément un puits de potentiel et se capture elle-même dans son propre potentiel induit. Encore plus fascinant, les solitons se propagent et peuvent interagir avec d'autres solitons (**Fig. 2.1.**), et possédant donc à ce titre les mêmes propriétés qu'une particule. Cependant, les observations décrites par Russell en ce temps là n'ont pas bénéficiés de plus d'attentions. Il fallut attendre la fin du XXème siècle pour que le domaine des solitons et la science non-linéaire commencent à émerger. Notamment, de nouvelles manifestations de ce phénomène d'ondes solitaires ont pu être identifiées dans un grand nombre de domaine de la physique.

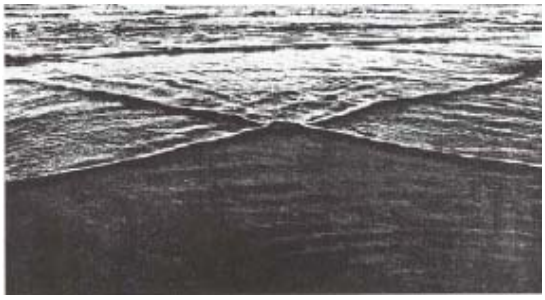


Figure 2.1. Interaction oblique entre deux solitons hydrodynamiques en eau peu profonde

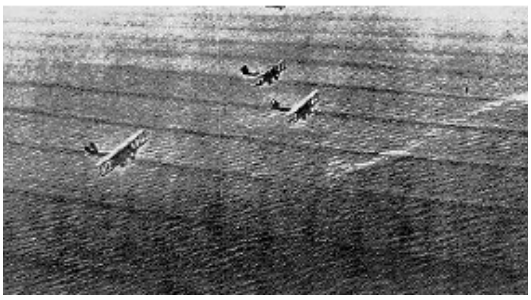


Figure 2.2. Propagation d'un train d'onde soliton l'observation aérienne dénote la stabilité des ondes

Les solitons se manifestent donc naturellement dans la plupart des systèmes non linéaires. Ainsi, malgré la diversité des systèmes dans lesquels les solitons se révèlent, malgré les multiples mécanismes physiques mis en jeu, ces différentes variétés de solitons ont une caractéristique commune et universelle : ce sont toutes des entités auto-piégées possédant un comportement particulaire.

2.1.1. Petite entrée en matière historique

"I was observing the motion of a boat which was rapidly drawn along a narrow channel by a pair of horses, when the boat suddenly stopped-not so the mass of water in the channel which it had put in motion ; it accumulated around the prow of the vessel in a state of violent agitation, then suddenly leaving it behind, rolled forward with great velocity, assuming the form of a large solitary elevation, a rounded, smooth, and well-defined heap of water, which continued its course along the channel apparently without change of form or diminution of speed. I followed it on horseback, and overtook it still rolling on at a rate of some eight or nine miles an hour, preserving its original figure some thirty feet long and a foot to a foot and a half in height. Its height gradually diminished, and after a chase of one or two miles I lost it in the windings of the channel. Such, in the month of August 1834, was my first chance interview with that singular and beautiful phenomenon which I have called the Wave of Translation".

John Scott RUSSELL[16], 1844

John Scott Russell était principalement un ingénieur et un architecte naval, plutôt qu'un mathématicien; mais son nom est bien connu aujourd'hui des mathématiciens par sa découverte expérimentale. Il y a maintenant 174 ans fut rapportée, par l'ingénieur écossais, la première observation d'une onde solitaire.

Il nota la propagation dans un canal étroit et peu profond de cette « onde de translation » sur plusieurs kilomètres ! À la suite de cette observation, Russell réalisa plusieurs expériences à l'aide d'un canal artificiel, convaincu qu'il était du caractère inconnu de ce phénomène. Il pu déterminer la forme typique en sécante hyperbolique de l'onde solitaire ainsi que la relation qui lie sa vitesse et son amplitude. Cette découverte avait entraîné une controverse dans le monde scientifique, la question étant de savoir si les équations de mécanique des 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 [17] 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–de Vries » (**KdV**) admet comme solutions des solitons dont celui de Russell [18]. Avant d'en arriver là, quelques travaux auraient pu être reliés à la découverte de Russell, en particulier la démonstration par Benjamin et Feir du phénomène d'instabilité de modulation [19] et le problème de non thermalisation des systèmes conservatifs faiblement non linéaires soulevé par Fermi, Pasta et Ulam [20].



Figure 2.3. Reproduction en 1995 et au même endroit de la première observation d'un soliton. Sans l'action non-linéaire, une onde hydrodynamique isolée devrait s'étaler sur une très courte distance de propagation. Ici, le bateau génère l'onde au devant de sa proue, laquelle devient une entité indépendante : un soliton.

Avant la découverte de solutions aux équations d'ondes non linéaires, il n'y avait en effet plus de doute sur l'existence d'ondes d'enveloppe invariante représentant des états d'équilibre dynamique parfait à la surface des fluides. Dans le cas des ondes à la surface d'eau profonde, une série décrivant un train d'ondes non linéaire périodique fut découverte par Stokes [21] en 1847. La preuve de l'existence de cette solution pour les conditions aux limites requises par le problème non linéaire fut obtenue en 1926 [22]. Il est à noter que la même année Schrödinger publiait 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. Dite « non linéaire » pour caractériser le puits de potentiel adopté, 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 peu profonde. Nous verrons par la suite plus en détails les implications fondamentales de l'équation de Schrödinger non linéaire (**NLS**) dans le domaine de l'optique, à savoir les faisceaux et impulsions solitons. Ceci dit et, sans le savoir, dans le cadre de cette équation, Benjamin et Feir découvrirent l'instabilité de la solution de Stokes et, par extension, de tout train d'ondes uniforme en eau suffisamment profonde. Ce phénomène, dit « d'instabilité de modulation » (**MI**), apparaît pour une onde de fréquence ω sujette à une faible perturbation résiduelle sous forme de bandes latérales à $\omega \pm \delta\omega$. Pour des conditions initiales que les auteurs quantifièrent, une résonance non linéaire à la surface entraîne le transfert d'énergie à un taux exponentiel entre le mode fondamental et les bandes latérales, déstabilisant le train d'ondes initial. À l'inverse, en mettant en évidence une bande spectrale d'amplification symétrique et contiguë au mode fondamental, ils montrèrent que seul le bruit aléatoire initial suffit pour développer une telle instabilité aux fréquences $\omega \pm \delta\omega$. Cependant, le comportement dynamique, c'est-à-dire à long terme, de cette instabilité n'avait pas été étudié, malgré les travaux antérieurs de Fermi, Pasta et Ulam.

En effet, de 1953 à 1955, ces trois chercheurs, alors au laboratoire de Los Alamos, réalisèrent une série d'expériences numériques qui visaient à expliquer le mécanisme de transfert d'énergie devant aboutir à l'équilibre thermique dans les systèmes dynamiques faiblement non linéaires à grand nombre de degrés de liberté. Par souci d'intégration numérique, le problème en question était discrétisé sous forme d'une chaîne unidimensionnelle d'oscillateurs anharmoniques (en assez grand nombre, ici 64) couplés et excités par le mode de Fourier fondamental. Le couplage non linéaire entres oscillateurs devait selon eux aboutir, au bout d'un temps assez rapide, à une équipartition de l'énergie initiale entre l'ensemble des degrés de liberté menant ainsi le système à l'équilibre, soit à sa thermalisation. Contrairement à leur attente et avec tous les types de couplage simulés, ils notèrent que non seulement un faible nombre de modes participait à la dynamique du processus, mais aussi que le transfert d'énergie entre ces modes suivait un comportement quasi périodique : s'inversant au bout d'un

temps suffisant pour quasiment revenir à l'état initial avant de recommencer le processus. Ce phénomène fondamental, connu aujourd'hui sous le nom de « récurrence » **FPU**, est présent dans les systèmes modélisés par **NLS** tel que celui de Benjamin et Feir. Il est en effet une caractéristique de la dynamique des systèmes non linéaires non dissipatifs à grand nombre de degrés de liberté et en particulier de **NLS**.

Les explications à tous ces phénomènes vinrent en 1965 avec Zabusky et Kruskal [23] qui étudiaient le problème **FPU** et réussirent à intégrer numériquement l'équation **KdV**. Ils découvrirent des solutions sous la forme d'ondes dites « ondes solitaires » se propageant avec un profil invariant. Ces solutions avaient la surprenante propriété d'interagir élastiquement entre elles. De par cette propriété à caractère particulaire, ils nommèrent ces solutions ***solitons***. On peut dire que cette année 1965 marque l'envol de la théorie des solitons et, avec elle, des théories des équations d'ondes non linéaires. En effet, en quelques années seulement fut découverte la méthode mathématique de résolution de tels problèmes non linéaires dont la condition initiale est connue et les conditions aux limites rapidement décroissantes (en pratique une enveloppe localisée) : la transformée par diffusion inverse (**IST**). En 1967 [24], Gardner et Al. introduisirent les bases pour résoudre l'équation **KdV** alors qu'en 1971, Zakharov et Shabat [25] montrèrent que la technique était aussi applicable à l'autre équation d'évolution d'importance qu'est 1D **NLS**, et donnèrent cette notation mD , ou$(m+1)$D, qui est utilisée pour signifier que le paquet d'ondes peut diffracter suivant m dimensions transverses au cours de son évolution suivant la dimension longitudinale. On parlera alors de solitons unidimensionnel, bidimensionnel, voire tridimensionnel dans le cas des ***light bullets*** « balles de lumière ».

En 1974, Ablowitz et *Al*, montrèrent que la méthode était en fait applicable à une grande variété d'équations non linéaires et la généralisèrent en montrant qu'elle était l'équivalent non linéaire de la transformée de Fourier [26]. À l'aube de cette découverte, les solitons purent ainsi être interprétés en tant que modes propres d'un milieu non linéaire dispersif (dans le sens spatial ou temporel). Ils jouent à ce titre un rôle similaire aux modes de Fourier d'un milieu linéaire. En particulier, un soliton, en tant que valeur propre de l'**IST**, supporte une analogie particulaire. En règle générale, une équation

d'évolution non linéaire est dite « intégrable » quand elle est soluble par **IST** [27]. En réalité, la classe des équations intégrables ne constitue qu'une petite partie des équations d'évolution non linéaires. Bien souvent le type de non-linéarité en jeu (autre que celle de type Kerr pour **NLS**) rend ces équations non intégrables.

D'autres méthodes de résolutions peuvent alors être appliquées pour étudier l'existence et la stabilité d'éventuelles solutions sans toutefois égaler la puissance de l'**IST** : on citera par exemple l'analyse de stabilité linéaire [22], la méthode variationnelle [28], la méthode perturbative [29]. Il n'existe cependant pas d'outil analytique universel pour l'étude des phénomènes liés aux équations non intégrables et c'est souvent le problème considéré qui gouverne la méthode choisie. Mais le principal outil théorique (**IST**) permettant d'éclaircir la compréhension des nouveaux phénomènes physiques observés a été découvert à partir de travaux numériques en physique des fluides et des plasmas. Qu'en est-il du domaine de l'optique ?

2.2. Solitons optiques

Il est aujourd'hui établi que les solitons constituent un phénomène général de la nature. Toute impulsion ou paquet d'ondes a une tendance naturelle à s'étaler durant sa propagation dans un milieu. En optique, une onde localisée dans l'espace ou dans le temps peut subir un étalement, soit de son enveloppe temporelle soit de ses dimensions spatiales ou même des deux simultanément.

- Pour une impulsion temporelle, l'étalement est dû à la dispersion chromatique, les différentes composantes de fréquence, qui constituent l'impulsion, voyagent à des vitesses différentes. En fonction de la nature même de la dispersion (positive ou négative), le front de l'impulsion voyagera donc plus ou moins vite que l'arrière de l'impulsion, d'où un étalement chromatique.
- Une impulsion spatiale, préférentiellement appelée faisceau, subira un étalement sous l'influence naturelle de la diffraction.

Un soliton optique est donc tout simplement, la compensation auto-induite de ces étalements.

Dans un milieu linéaire, on sait par différents procédés technologiques, remédier à la dispersion naturelle, temporelle ou spatiale. Spatialement, la méthode la plus commune est l'utilisation de guides d'onde. Dans de telles structures caractérisées par une variation locale de l'indice de réfraction, le comportement de la propagation d'un faisceau est modifié par une réflexion totale interne à la limite entre une région à haut indice et une à plus faible indice de réfraction. Sous certaines conditions liées à l'interférence constructive entre les différentes réflexions, le faisceau piégé forme un ***mode guidé***. Un exemple de guide d'onde est le guide planaire diélectrique, que l'on nomme communément guide (1+1)-D ou 1D, car l'on considère dans ce cas un axe de propagation et un seul axe transverse guidant. Une fibre optique constitue donc un guide (2+1)-D.

Mais pour certains matériaux possédant des qualités optiques non-linéaires, c'est-à-dire dont les propriétés (indice de réfraction ou absorption) peuvent être modifiées par la présence de lumière, la propagation d'impulsions optiques (dans l'espace ou dans le temps) peut être altérée. En particulier, si l'indice de réfraction du milieu est modifié par le biais de la lumière, il est possible sous certaines conditions d'éliminer l'élargissement temporel ou spatial de l'impulsion. Ceci se produit lorsque l'effet de dispersion chromatique ou de diffraction est contrebalancé par l'effet de la modification auto-induite de l'indice de réfraction. On parlera alors de solitons temporels optiques dans le cas d'une compensation de la dispersion chromatique et de solitons spatiaux optiques lors de la neutralisation de la diffraction du faisceau.

Par ailleurs, en optique linéaire deux faisceaux ou impulsions peuvent se croiser sans interagir. En régime non-linéaire, il en va tout autrement puisque le milieu est justement sensible à l'intensité totale du champ couplé et dépend donc des amplitudes des différentes composantes en présence. Les solitons, bien qu'existant en régime non-linéaire, ont la propriété extraordinaire de pouvoir survivre à un croisement en préservant leur énergie, leur quantité de mouvement et leur forme. Il s'agit d'une propriété essentielle du soliton dont le comportement est à rapprocher des particules. Mathématiquement, cette propriété repose sur le fait que les équations différentielles auxquelles obéit la propagation sont intégrables [30]. L'intégrabilité dans ce sens définie

une solution analytique exacte. Notons qu'en optique, ce cas est restrictif aux solitons Kerr scalaires gérés mathématiquement par l'équation de Schrödinger Non-Linéaire (**NLS**) unidimensionnelle définie par Zakharov et Shabat [31] en 1972. Il faut donc retenir que l'ensemble des autres équations non-linéaires qui sont non intégrables, rassemble la classe des ***ondes solitaires*** comme solution, représentant une famille beaucoup plus large ne bénéficiant pas d'une stabilité de type corpusculaire comme la collision inélastique de deux entités. On fait donc généralement la différence entre onde solitaire et onde soliton, mais nous utiliserons durant tout le manuscrit la nomination de « soliton » pour décrire un phénomène ne subissant pas de variation de son enveloppe durant sa propagation et bénéficiant de propriétés de stabilité.

2.2.1. Les solitons temporels

Dans le cas des solitons temporels, il s'agit de compenser la dispersion naturelle du milieu de propagation à l'aide de l'effet non-linéaire. La dispersion est caractérisée par le coefficient β_2 qui donne la dispersion de vitesse de groupe en fonction des fréquences qui constituent l'impulsion temporelle, telle que :

$$\beta_2 = -\frac{1}{v_g^2}\frac{dv_g}{d\omega} = \frac{2}{c}\frac{dn}{d\omega} + \frac{\omega}{c}\frac{d^2n}{d^2\omega} \qquad (2.1)$$

Où v_g est la vitesse de groupe, n est l'indice effectif du mode et ω la fréquence de l'onde. Ce coefficient peut être soit positif (dispersion normale), soit négatif (dispersion anormale). Les conséquences physiques sur l'impulsion sont donc différentes dans les deux cas :

- Si $\beta_2<0$, alors les fréquences élevées voyagent plus vite que les fréquences basses.
- Si $\beta_2>0$, on observe le phénomène inverse.

Dans les deux cas, ce phénomène naturel donne naissance à un élargissement des impulsions temporelles au cours de la propagation.

En présence d'une non-linéarité $\Delta\varphi=k.n_2.I.L$, après une propagation sur une longueur L. Ce déphasage dépend de l'intensité lumineuse I et est donc plus important

au centre qu'à l'avant et à l'arrière de l'impulsion. Par définition, la dérivée de ce déphasage donne la variation de la fréquence instantanée $\frac{d\Delta\varphi}{dt} = -\Delta\omega$ due à la non-linéarité et donc le décalage de fréquence.

Il est donc possible d'obtenir une impulsion soliton si le décalage non-linéaire de fréquence compense exactement la dispersion chromatique. Il y a donc deux cas où l'on peut observer des solitons temporels. En régime de dispersion anormale ($\beta_2<0$) en présence d'une non-linéarité positive. C'est le cas le plus courant qu'on rencontre en particulier dans les fibres optiques qui possèdent un régime de dispersion anormale, pour $\lambda \geq 1.3\mu m$, dans la bande de transparence, grâce à la contribution de la dispersion modale. La deuxième combinaison qui permet d'obtenir un soliton temporel correspond à l'association d'une non-linéarité négative et d'un milieu de propagation de dispersion normale ($\beta_2>0$). Dans les deux autres cas, la non-linéarité ne fait que renforcer la dispersion linéaire qui se traduit par un élargissement temporel de l'impulsion encore plus conséquent.

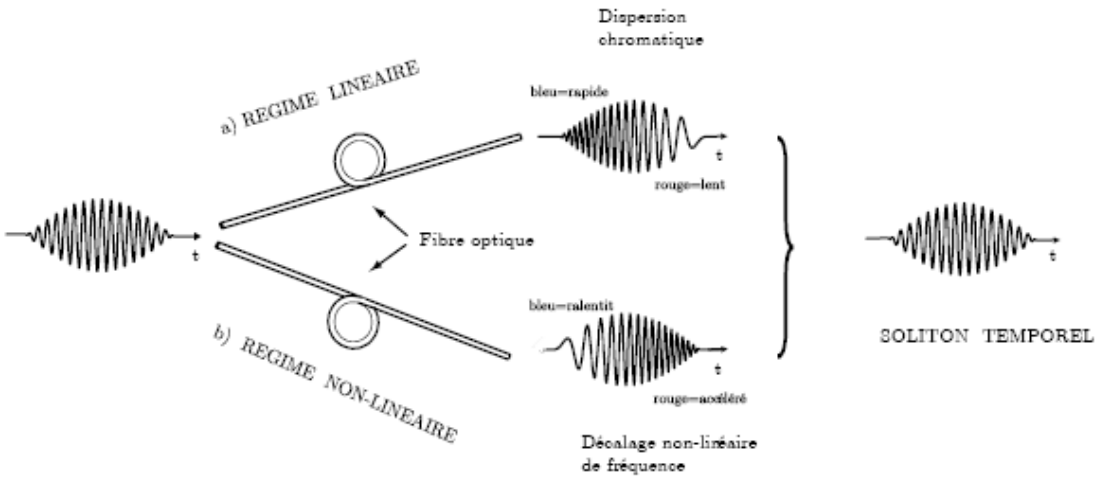


Figure 2.4. Schéma de principe de la propagation des solitons dans les fibres.

La figure (**Fig. 2.4.**) illustre le principe du soliton temporel dans le cas d'une dispersion anormale. En régime linéaire (a), les fréquences élevées du spectre se propagent plus vite que les fréquences basses de sorte que l'impulsion arrive déformée après propagation. L'effet non-linéaire (b) va produire un décalage de fréquence se

traduisant par le ralentissement des fréquences élevées et l'accélération des fréquences basses (front d'impulsion). On voit alors que le déphasage non-linéaire peut compenser l'effet de la dispersion.

C'est sans doute grâce à l'optique guidée, notamment dans les fibres optiques, que cette propriété n'est pas restée une curiosité d'intérêt académique. Malgré une non-linéarité très faible, les faibles pertes de propagation dans les fibres optiques permettent d'obtenir des déphasages non-linéaires cumulés importants et donc d'explorer ce domaine de la propagation en régime de soliton. Les solitons eux-mêmes constituent un vecteur de transport des informations fonctionnant à haut débit et sur de très grandes distances. De plus, le signal n'est plus un vecteur relativement passif de l'information mais peut devenir un moyen de se prémunir contre les imperfections du canal, du fait de son insensibilité aux faibles perturbations. En revanche, cette technique fait apparaître des problèmes nouveaux dus, entre autres, aux couplages avec les sources de bruit (instabilité modulationnelle) ou à l'instabilité de polarisation. Nous sommes là au cœur de la technique de transmission par solitons temporels [32]. Ainsi, la possibilité d'une auto-compensation des deux effets de la propagation, dispersion chromatique et auto-modulation de phase (conséquence directe de l'effet de Kerr), va permettre de s'échapper de la logique propre à la conception de ces systèmes pour lesquels la propagation est traitée comme un phénomène pénalisant mais incontournable ; le soliton temporel, impulsion particulière garantissant cet équilibre idéal, en est la clé.

2.2.2. Les solitons spatiaux

Les solitons spatiaux correspondent à des faisceaux optiques dont la diffraction naturelle a été exactement compensée par l'effet non-linéaire du milieu de propagation sensible à l'intensité. L'effet de lentille induit optiquement par la modification de l'indice va permettre l'autofocalisation du faisceau durant sa propagation. Lorsque l'autofocalisation contrebalancera exactement l'élargissement du faisceau dû à la diffraction naturelle, l'observation d'un soliton spatial sera possible. Deux concepts simples permettent de comprendre la formation d'un soliton spatial.

Un modèle géométrique du guide auto-induit : un faisceau de largeur limitée se propage en obéissant aux lois de la diffraction caractérisée par la longueur de Rayleigh :

$$L_D \approx r/\theta_D \approx \pi n_0 r^2/\lambda \qquad (2.2)$$

Où r est le rayon de l'ouverture, n_0 l'indice linéaire de réfraction et λ la longueur d'onde optique. On peut trouver cette même formule sous une autre forme dans la littérature, et qu'on verra dans un paragraphe ultérieur. C'est la longueur de propagation au bout de laquelle le diamètre du faisceau a été multiplié par deux. Dans le cas où un milieu de non-linéarité positive est placé à droite de l'ouverture, le faisceau induit une augmentation d'indice Δn, proportionnelle à l'intensité. L'angle critique de réflexion totale entre le deux milieux, $\theta_C = \sqrt{2\Delta n/n_0}$ permet de définir une longueur caractéristique d'autofocalisation dans l'approximation des petits angles (développement limité) :

$$L_{NL} = r/\theta_C = r/\sqrt{2\Delta n/n_0} \qquad (2.3)$$

Un soliton spatial correspond à un équilibre entre diffraction et autofocalisation, c'est-à-dire vérifiant l'égalité :

$$L_{NL}=L_D \quad <=> \quad \theta_C=\theta_D \qquad (2.4)$$

La figure ci-dessous décrit le modèle géométrique basé sur un guide induit approximé à un saut d'indice Δn.

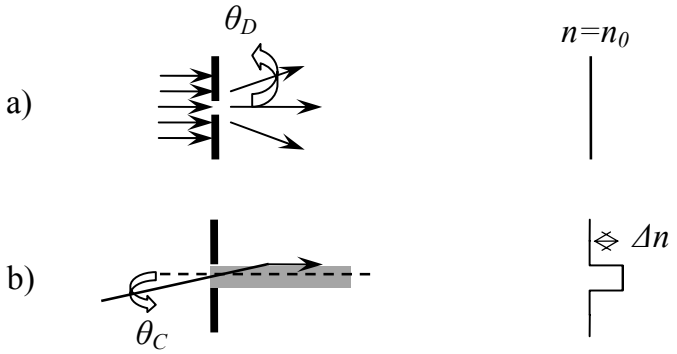


Figure 2.5. Propagation d'un faisceau en régime linéaire (a), non-linéaire (b). La variation induite de l'indice de réfraction est approximée à un guide à saut d'indice.

- Un second modèle basé sur le ***déphasage photoinduit*** et la distorsion des fronts d'onde est également possible: un faisceau, supposé monochromatique, peut être représenté par une superposition d'ondes planes (représentant les fréquences spatiales), ayant le même vecteur d'onde en module $k=n\omega/c$.

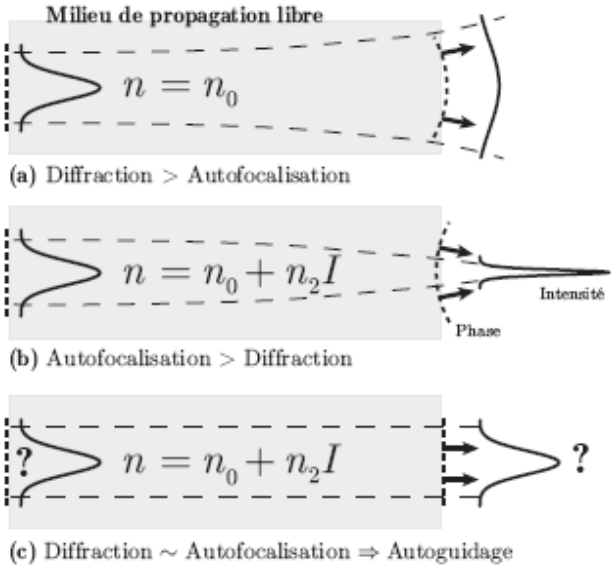


Figure 2.6. Représentation qualitative de la formation d'un soliton spatial.

Chacune de ces ondes planes diffèrent par leur direction de propagation par rapport à l'axe de propagation (d'un angle α). Ainsi, chaque onde plane étant caractérisée par la projection de son vecteur d'onde sur l'axe de propagation, les vitesses des ondes relativement à cet axe sont donc différentes. De cette façon, on comprend aisément que l'onde plane dont le vecteur d'onde est colinéaire à l'axe optique, se propagera plus vite que les autres composantes du faisceau possédant une constante de propagation proportionnelle à $\cos(\alpha)$. Durant la propagation, le déphasage entre ces différentes composantes se traduit par un élargissement de la taille du faisceau optique (diffraction). Si une non-linéarité introduit un déphasage dépendant du profil d'intensité (auto-modulation de phase), ce déphasage peut modifier le front optique et induire l'autofocalisation (**Fig. 2.6.**). On notera toute l'importance du signe de la non-linéarité représentée par la variation d'indice de réfraction Δn. Pour un faisceau dit « brillant », c'est-à-dire à profil gaussien, la

diffraction dans le matériau a les mêmes effets qu'une lentille divergente (défocalisation) ; il faut donc induire une variation d'indice de réfraction positive, qui cette fois sera traduit par un effet de lentille convergente (focalisation), pour pouvoir compenser exactement la vergence de la diffraction, et aboutir à l'effet soliton spatial désiré. Un matériau dont l'indice de réfraction diminue sous éclairement, produirait un accroissement de la diffraction et donc une divergence amplifiée du faisceau. Au même titre, un effet focalisant trop élevé, peut aboutir à une sur-focalisation. Cette sur-focalisation peut, dans certains cas, endommager le matériau.

Par comparaison aux solitons temporels, les solitons spatiaux exploitent la non-linéarité de matériaux massifs ou planaires sur des distances de propagation beaucoup plus courtes de l'ordre du centimètre. L'accumulation de l'effet non-linéaire n'étant plus envisageable (comparé aux longueurs des fibres optiques), de fortes puissances provenant de sources lasers pulsées étaient nécessaires afin de générer les premiers solitons spatiaux, les solitons Kerr. Il est aussi envisageable d'avoir recours à des matériaux exhibant une plus forte réponse non-linéaire. A ce titre, des efforts considérables portant sur l'amélioration des matériaux ont été réalisés, ce qui a révolutionné ce champ de recherche.

La physique des solitons spatiaux reste plus riche car, à la différence des solitons temporels, le piégeage se produit dans une ou deux dimensions transverses et dans des matériaux non-linéaires de différents types. Le soliton spatial est d'autant plus fascinant qu'il comporte différents aspects, qui ne trouvent pas d'équivalent chez son homologue temporel, par exemple : l'autofocalisation en configuration 1-D, la spiralité, l'existence de vortex optiques, la formation de motifs complexes ou des structures localisées dans les cavités, tout ceci est observable grâce à des configurations 2-D stables. Ces multiples aspects des solitons spatiaux ont grandement stimulé l'intérêt pour ce champ de recherche, comme en témoigne le nombre fleurissant de résultats publiés depuis une dizaine d'années.

Rapidement, nous allons décrire quelques exemples clés de ce champ de recherche pour illustrer la richesse de ces phénomènes, tant dans la variété de la physique exploité

que dans les configurations particulières grâce auxquelles, il est possible d'envisager un grand nombre d'applications.

2.2.2.1. Les solitons Kerr

Un matériau soumis à l'action d'un champ électromagnétique est le siège d'une polarisation induite qui détermine entièrement la réponse du milieu à l'excitation du rayonnement. Cette réponse peut avoir une composante non linéaire, par exemple si la déformation du nuage électronique sous l'action du champ excitateur devient anharmonique. C'est ce qui se produit pour l'effet Kerr d'origine électronique, où le champ n'est plus négligeable devant les champs intra-atomiques. L'optique non linéaire n'est ainsi apparue que dans les années 60 avec l'invention du laser qui a permis des champs excitateurs intenses. La propagation des ondes dans de tels milieux, découle de manière tout à fait classique des équations de Maxwell, avec simplement la prise en compte de la composante non linéaire de la polarisation. Dans le domaine paraxial, pour un milieu de Kerr unidimensionel (*i.e.* l'effet non linéaire ne perturbe la propagation que dans un seule dimension), homogène, transparent, et isotrope, l'équation de propagation se réduit à la fameuse équation non linéaire de Schrödinger (**NLSE**) [2], écrite ici :

$$i\frac{\partial\psi}{\partial\zeta}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2\psi}{\partial\xi^2}\pm N^2|\psi|^2\psi=0 \qquad (2.5)$$

Où ψ est l'enveloppe lentement variable du champ électromagnétique d'intensité $I = |\psi|^2$, et N une constante exprimant la non-linéarité dépendant des conditions initiales. Le premier terme correspond à la propagation de l'onde. Le deuxième terme caractérisant l'étalement linéaire, se rapporte soit à la dispersion, soit à la diffraction ; car écrite sous cette forme **NLSE** peut s'appliquer au cas temporel ou bien au cas spatial. Enfin le troisième terme exprime l'influence de la non-linéarité. Le signe ± signifie respectivement la possibilité d'une augmentation ou d'une diminution de l'indice de réfraction.

Ce qui se traduit dans le cas spatial par un effet focalisant ou défocalisant. Le milieu pourra alors être le support de solitons brillants (faisceau focalisé) ou de solitons

noirs (faisceau étendu présentant une bande ou tâche sombre en son milieu, correspondant au soliton).

Le soliton fondamental

Pour l'effet focalisant (qui nous intéresse plus particulièrement pour la suite) et pour $N = 1$, une solution analytique de **NLSE** est le soliton fondamental brillant, qui s'exprime sous la forme [2] :

$$\psi(\xi,\zeta) = \operatorname{sech}(\xi)\exp\left(i\frac{\zeta}{2}\right) \tag{2.6}$$

Le champ ne dépend ainsi que de deux paramètres. Dans le cas temporel, le paramètre ξ correspond au temps et le paramètre ζ à la propagation dans la fibre. Ce soliton correspond donc à une impulsion temporelle en forme de sécante hyperbolique qui se propage le long de la fibre de manière invariante.

Revenons à l'expression dimensionnée de **NLSE**, afin de discuter plus en détail le cas du soliton spatial. Les deux variables du champ correspondent alors à deux dimensions spatiales. Notons z la dimension de propagation du faisceau. L'autre dimension, notée x, est la dimension dans laquelle le faisceau diffracte en régime linéaire. On s'affranchit de la troisième dimension y en se limitant au cas où le faisceau ne peut pas diffracter dans l'autre dimension transverse. Cette configuration est notée (1+1) D. Expérimentalement il s'agira d'un faisceau confiné dans la dimension y, par une distribution d'indice non homogène. En régime permanent et pour un effet non linéaire focalisant, **NLSE** se réécrit [2] :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i\frac{1}{2k}\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + i\frac{2\pi}{\lambda}n_2|A|^2A \tag{2.7}$$

Où A est l'enveloppe lentement variable, k le vecteur d'onde définit par $k = \frac{2\pi}{\lambda}n \simeq \frac{2\pi}{\lambda}n_0$, avec l'hypothèse de l'indice effectif constant (i.e. l'automodulation de phase est négligeable devant le terme de propagation linéaire). L'expression analytique (2.6) devient [2] :

$$A(x,z) = \frac{1}{kT_0}\sqrt{\frac{n_0}{n_2}}\operatorname{sech}\left(\frac{x}{T_0}\right)exp\left(i\frac{z}{2kT_0{}^2}\right) \tag{2.8}$$

Où T_0 correspond à la largeur du faisceau.

Une caractéristique notable du soliton est que cette largeur w est inversement proportionnelle à l'intensité soliton I_S, qui est l'intensité crête [2] :

$$I_S = |A(0,z)|^2 = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 n_0 n_2 T_0^2} \tag{2.9}$$

Ainsi, plus on voudra piéger un faisceau étroit, plus la puissance nécessaire pour atteindre la propagation soliton devra être importante. Ce qui se comprend puisqu'un faisceau étroit diffracte plus fortement qu'un faisceau plus large, l'effet non linéaire (proportionnel à l'intensité) devra donc être plus important. Les deux longueurs de propagation caractéristiques : la longueur de diffraction L_D et la longueur non linéaire L_{NL} [2]. D'après **NLSE** (2.5), la longueur de diffraction, distance à partir de laquelle la diffraction devient significative[1], est définie par [2] :

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \tag{2.10}$$

C'est la deuxième forme de l'équation (2.2) vue dans le paragraphe précédent.

De façon équivalente, on définit la longueur non linéaire qui caractérise l'effet Kerr [2]:

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \tag{2.11}$$

Où $I_{max}=|A_{max}|^2$ est l'intensité crête du faisceau. Ainsi, on se rend compte que plus une longueur caractéristique est faible, plus le faisceau sera rapidement affecté par cet effet, au cours de la propagation.

Le paramètre N de l'équation (2.5) qui détermine la stabilité du soliton, correspond à [2] :

$$N = \sqrt{\frac{L_D}{L_{NL}}} \tag{2.12}$$

[1] Dans le cas d'une sécante hyperbolique, *w* est la demi-largeur du faisceau mesurée à 42% de *Imax* (c.f. éq. 1.6). Dans le cas d'un faisceau gaussien, qui correspond généralement au cas expérimental, *w* est la demi-largeur mesurée à 1/*e* de *Imax*. Pour un faisceau gaussien, cette longueur *LD* correspond alors à la distance de propagation au bout de laquelle la taille du faisceau est augmentée d'un facteur √2. Si la propagation du faisceau s'effectue sur plus de quelques *LD*, la taille du faisceau en sortie, en régime linéaire, sera alors multipliée par le nombre de longueurs de diffraction parcourues.

Dans le cas particulier où L_D=L_{NL}, le soliton formé est le soliton fondamental ($N=1$) décrit par l'expression (2.8).

Si L_D est légèrement inférieure (respectivement légèrement supérieure) à L_{NL}, le faisceau va d'abord commencer par diffracter (resp. focaliser), puis atteignant la puissance soliton d'un soliton plus large (resp. étroit), le faisceau n'évoluera plus. Cette propriété témoigne de la stabilité des solitons.

Si $L_D >> L_{NL}$, on augmente alors le rapport N. Lorsqu'il passe par un entier supérieur à un, cela correspond aux solitons d'ordres supérieurs. Leur différence principale avec le soliton fondamental est une périodicité du phénomène, conduisant à des alternances de focalisation et de diffraction. Le faisceau est alors capable de retrouver son profil de sécante hyperbolique, mais de manière périodique au cours de la propagation, la périodicité augmentant avec la puissance. Toutefois, en augmentant l'intensité, les phénomènes d'absorption non linéaires prennent de l'ampleur, tout comme la diffusion stimulée. Ce qui explique que les solitons d'ordres supérieurs restent peu étudiés expérimentalement.

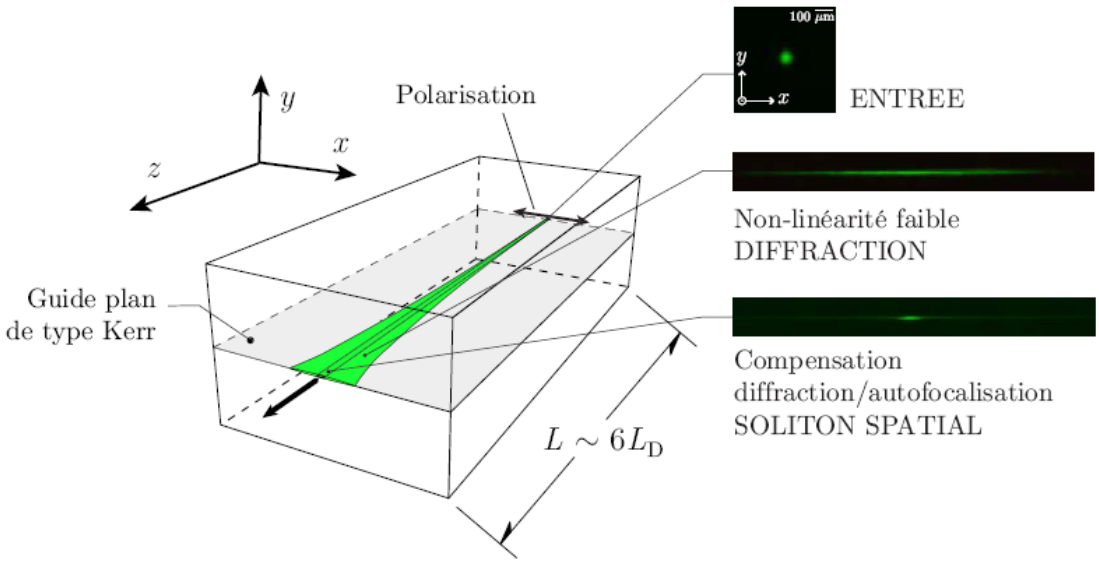


Figure 2.7. Formation d'un soliton Kerr unidimensionnel scalaire par l'utilisation d'un guide plan.

Les tous premiers

Les solitons Kerr ont ainsi été les premiers types de solitons optiques spatiaux étudiés. Dès 1964, Chiao, Garmire et Townes ont suggéré que l'autofocalisation pouvait permettre « l'autoguidage » (***selffocusing***) de la lumière. Cependant, une étude plus détaillée a rapidement montré que cette autofocalisation était instable en pratique et conduisait à une dislocation du faisceau. De plus, à la même époque, différents auteurs [33-35], ont montré qu'un faisceau intense et étendu se propageant dans un milieu Kerr était sensible à de faibles perturbations d'amplitude et/ou de phase, et allait se disloquer conduisant à une filamentation. Il a fallu attendre le fameux article de Zakharov et Shabat [36], pour que **NLSE** soit enfin résolue de manière analytique, et qu'il soit montré que des solitons peuvent effectivement se propager dans des milieux non linéaires de type Kerr ; à condition cependant, que le milieu soit unidimensionnel transverse, faute de quoi la propagation est instable. Les efforts des expérimentateurs se sont alors tournés vers la mise en évidence de cette propagation soliton dans des milieux (1+1) D, que ce soit dans le domaine temporel ou dans le domaine spatial. Pour les solitons temporels, il aura fallu attendre le développement de sources lasers intenses et des fibres optiques relativement transparentes. Dans le cas des solitons spatiaux, c'est l'ingéniosité de l'équipe de Limoges pour rendre le milieu unidimensionnel qui a permis de stabiliser la propagation soliton. Leur dispositif utilisait le liquide CS_2 comme milieu non linéaire, et évitait le phénomène de filamentation grâce à un système de franges d'interférences dans une des dimensions transverses. Le milieu n'était donc pas rigoureusement (1+1)D. La réalisation d'un guide plan de CS_2, leur permit de renouveler l'expérience dans un milieu cette fois-ci rigoureusement (1+1) D. Ensuite, en quelques années, le soliton Kerr spatial fut démontré dans des guides plan en verre, puis en semi-conducteur AlGaAs et enfin en polymère [37].

Les seuls vrais, mais unidimensionnels

Autant la propagation d'une onde dans un milieu Kerr idéal est intrinsèquement instable en 2D, autant la propagation soliton en 1D, solution de **NLSE**, est robuste. La question de la stabilité des solitons est un point essentiel dans l'étude des solitons. Elle

traduit des phénomènes complexes et omniprésents dans les systèmes dynamiques non linéaires. Deux catégories d'instabilité peuvent être distinguées :

– les instabilités de collapsus qui correspondent à l'autofocalisation catastrophique d'un faisceau cylindrique sur lui-même. La saturation ou la non-localité de la non-linéarité, l'influence de diffusions stimulées ou encore une dissipation d'énergie peuvent arrêter, ou totalement supprimer ce type d'instabilité.

– Les instabilités transverses qui affectent une onde solitaire de dimension inférieure à la dimension du milieu. Un exemple est l'***instabilité modulationnelle*** : lors de la propagation d'une onde plane confinée dans une dimension transverse, l'onde plane peut devenir instable vis-à-vis de perturbations (bruit), et se disloquer. Certaines fréquences spatiales sont alors amplifiées exponentiellement et induisent une modulation de plus en plus forte. L'instabilité de modulation peut ainsi être mise à profil pour générer des réseaux de solitons temporels ou spatiaux.

Cette robustesse et les formidables propriétés qui en découlent, ont motivé les efforts fournis pour observer ces solitons (temporels ou spatiaux). Une des propriétés fondamentales des solitons Kerr est leurs comportements similaires, à bien des égards, à ceux des particules matérielles, notamment lors de la collision de deux solitons. Une collision entre deux solitons fondamentaux est élastique, ce qui signifie que les solitons retrouveront leur forme, leur énergie, et continuerons de se propager après la collision. Une autre manifestation de la robustesse des solitons est qu'ils n'interagissent pas avec les ondes linéaires (c'est-à-dire dispersives ou radiatives). C'est pourquoi un profil initialement gaussien et suffisamment intense va tendre vers un profil de sécante hyperbolique et ne plus évoluer. Ou bien encore, un profil initialement bruité (ou perturbé par la suite par les inhomogénéités du milieu) va se nettoyer et évacuer ces perturbations de son enveloppe lors de la propagation. Ce sont ces deux propriétés qui font que le soliton est plus un mode propre de **NLSE**, qu'une simple solution parmi d'autres. Par définition, un soliton préserve énergie, quantité de mouvement, et profil, non seulement au cours de sa propagation mais encore lors d'une interaction avec un autre soliton, comme c'est le cas, pour les solitons Kerr. Un soliton n'existe par ailleurs que pour des problèmes intégrables. Les autres types de solitons optiques, quant à eux,

ne sont pas solutions de systèmes intégrables, et ne sont donc pas, au sens mathématique le plus strict, des solitons ! Ils conservent bien leur profil invariant au cours de la propagation, mais ne possédant pas les mêmes critères de stabilités (ou d'instabilité c'est selon), ils ne sont que des ondes solitaires. Les collisions pourront par exemple être inélastiques et une fusion de solitons pourra survenir. Nous continuerons cependant d'appeler ces ondes solitaires des solitons, comme c'est généralement le cas en optique, tout en gardant à l'esprit que le seul ***vrai*** soliton optique est le soliton Kerr. . .

Au départ, la recherche sur les solitons spatiaux s'est donc focalisée (au sens propre comme au figuré), dans les milieux Kerr unidimensionnels. Ils ont permis de démontrer expérimentalement, les principales propriétés des solitons (interactions entre deux solitons, guidage d'un faisceau de faible intensité, adressage, solitons vectoriels) en faisant faire de grands progrès à la physique non linéaire en général. Ils restent encore aujourd'hui largement étudiés. Et même en se limitant à la configuration (1+1)D de nouvelles voies sont explorées : par exemple dans les milieux structurés pour l'étude des solitons discrets ou dans les amplificateurs optiques à semiconducteurs (on parle alors de ***solitons dissipatifs***) [38]. L'intérêt de ces derniers est de faire baisser les puissances requises, car pour l'instant, l'un des facteurs limitant l'utilisation des solitons Kerr pour les applications envisagées est la puissance requise.

Les milieux Kerr

Les milieux Kerr idéaux peuvent être présentés comme étant des milieux qui vérifient l'équation :

$$n(I) = n_0 \pm n_2 I \tag{2.13}$$

Une équation déjà vue dans le premier chapitre (1.13). Cependant dès 1974, c'est-à-dire avant la première démonstration expérimentale d'un soliton Kerr, Bjorkholm et Ashkin ont démontré expérimentalement la propagation d'un faisceau 2D (continu qui plus est) auto-confiné dans un milieu massif de vapeur de sodium [39]. Dans cette expérience, la saturation de la non-linéarité Kerr stabilisait la propagation en 2D. Il s'agissait donc de la première démonstration d'une onde solitaire en optique. Ce type de propagation n'avait pourtant pas suscité un grand engouement à l'époque, car elle ne

correspondait pas à une solution analytique, et donc pas à proprement parlé d'un soliton. Pourtant l'effet saturant permettait une propagation bidimensionelle autorisant ainsi un degré de confinement supplémentaire. Il existe ainsi des milieux Kerr où la dépendance de l'indice de réfraction n'est pas totalement proportionnelle à l'intensité, ce qui stabilise la propagation 2D. Depuis, l'intérêt pour les faisceaux auto-piégés en configuration (2+1)D, que nous appellerons solitons, rappelons-le, s'est largement développé. Le cas des solitons photoréfractifs est un exemple particulièrement intéressant.

2.2.2.2. Les solitons photoréfractifs

L'effet photoréfractif, tout comme l'effet Kerr, provoque une modification de l'indice de réfraction d'un matériau induite par un éclairement. Cependant dans ce cas, ce sont les variations spatiales de l'éclairement qui induisent cette modification d'indice. Plusieurs processus se combinent pour donner l'effet photoréfractif : l'éclairement induit une photo-excitation de charges dans le matériau, et leur migration des zones éclairées vers les zones sombres engendre un champ de charge d'espace qui à son tour produit une modulation de l'indice de réfraction par effet Pockels (modification linéaire de l'indice de réfraction en fonction du champ électrique local). Un cristal n'est donc photoréfractif que sous la double condition d'être photo-conducteur et de posséder un effet électro-optique. Il doit de surcroît contenir des centres photo-excitables et des centres pièges.

L'effet photoréfractif fut observé pour la première fois en 1966 par Ashkin, des laboratoires Bell lors d'une expérience sur le doublage de fréquence dans les cristaux de niobate de lithium [40].

Il fut compris quelques années plus tard que ce n'était alors qu'un effet indésirable associé aux dommages optiques induits par les lasers, ce qui ouvrit la voie aux enregistrements holographiques utilisant ces matériaux. Les premières tentatives d'exploitation se sont orientées vers le stockage de l'information, puis son traitement en temps réel grâce à la réversibilité de cet effet. Ce ne fut qu'en 1992 que Segev démontra que cet effet pouvait aussi servir à focaliser un faisceau optique, rendant possible la génération de solitons spatiaux. La démonstration expérimentale fut faite dès l'année suivante.

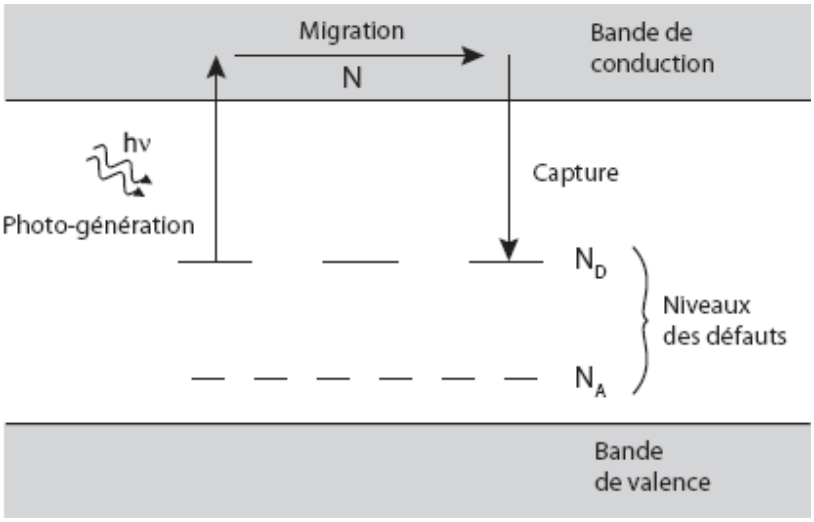


Figure 2.8. Diagramme de bandes montrant les processus de transition et de transport de charges lors de l'effet photorérfractif. Modèle à un seul niveau de donneurs (N_D) et un seul type de porteurs N

La photoconduction

Dans la première phase de l'effet photoréfractif, une onde électromagnétique, qui éclaire un cristal, excite localement des porteurs de charge. Ces porteurs peuvent être des électrons ou des trous selon les cristaux et les conditions de leur utilisation. Ils sont issus de centres donneurs ou accepteurs, dont le niveau d'énergie se situe dans la bande interdite du matériau. Les porteurs excités passent donc dans la bande de conduction du matériau (ou dans la bande de valence s'il s'agit de trous). Ils migrent ensuite, sous les effets combinés de la diffusion, de leur entraînement par le champ électrique local ou par l'effet photovoltaïque, ce dernier privilégie certaines directions de migration même en l'absence de champ électrique. A la suite de leur migration, les porteurs de charge arrivent dans les zones moins éclairées du matériau où ils sont piégés. La distribution non uniforme de charge qui résulte de la migration des porteurs crée un champ électrique, appelé le champ de charge d'espace. Le modèle de base, qui décrit la séparation des charges dans un matériau photoréfractif, a été formulé à la fin des années 70. Malgré bon nombre d'approximations, il contient les éléments élémentaires nécessaires à la prédiction et la description de l'autofocalisation dans les milieux photoréfractifs.

Les interactions lumière/matière reflètent une structure de bande typique d'un diélectrique légèrement dopé. En particulier, la structure peut normalement être approximée en considérant un modèle à simple bande : un seul niveau de donneurs et un seul type de porteurs (**Fig. 2.8**.). Pour un matériau photoréfractif, les centres profonds peuvent être ionisés par une lumière de longueur d'onde appropriée (généralement dans le visible), dépendant de l'impureté. Des électrons sont ainsi générés dans la bande de conduction, laissant des états vides derrière eux. Les impuretés ionisées peuvent alors capter un électron.

Soit N_D la concentration d'impuretés dont N^+_D sont ionisées. Le taux de génération d'électrons est $(\beta - sI)(N_D - N_D^+)$, alors que le taux de capture est $\gamma N N^+_D$, où N est la densité d'électrons libres, s est la section efficace de photo-excitation, I est l'intensité lumineuse, β est le taux d'excitation thermique et γ est le coefficient de recombinaison des électrons. L'équation décrivant l'évolution temporelle de la concentration N_D s'ecrit donc :

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = (\beta - sI)(N_D - N_D^+) - \gamma N N_D^+ \qquad (2.14)$$

Les électrons se déplacent dans le cristal sous l'effet de l'entraînement par le champ électrique local E, de la diffusion et, pour certains matériaux non centrosymétriques, de l'effet photovoltaïque, donnant naissance à une densité de courant $\boldsymbol{J}$ décrite par :

$$\boldsymbol{J} = e\mu N E + k_B T \mu \nabla N + \beta_{pv}(N_D - N_D^+) I_C \qquad (2.15)$$

Où $-e$ est la charge de l'électron, μ sa mobilité, k_B la constante de Boltzman, T la température du cristal, et β_{pv} la composante du tenseur photovoltaïque dans la direction de l'axe c[2]. Le modèle est complété par les équations de conservation des charges et de Poisson :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla . \boldsymbol{J} = 0 \qquad (2.16)$$

[2] En toute rigueur β_{pv} dépend de la polariastion et le courant induit par effet photovoltaïque n'a pas qu'une seule composante dans la direction de l'axe **c**, cependant cette composante est largement prédominante.

$$\nabla . E = \frac{\rho}{\varepsilon} \tag{2.17}$$

Où ε est la constante diélectrique du cristal et la charge ρ est donné par :

$$\rho = e(N_D^+ - N_A - N) \tag{2.18}$$

Avec N_A la densité d'accepteurs, nécessaire pour avoir une partie des donneurs ionisés en l'absence d'éclairement (où $N_D^+ = N_A$), et participant à la neutralité du matériau. La présence de ces accepteurs est donc indispensable à l'effet photoréfractif, bien qu'ils ne participent pas directement.

Le modèle de Kukhtarev (2.14 à 2.17) lie le champ électrique local E, appelé champ de charge d'espace, à l'intensité lumineuse I. En règle générale, ce système ne peut être résolu que numériquement, et cela reste compliqué en 2D. Dans quelques cas particuliers et sous certaines approximations, notamment le cas (1+1)D en régime établi, ce système peut se résumer à une équation différentielle intégrable, qui permet de calculer $E = E(I)$ de manière analytique.

Equation de propagation

Le champ de charge d'espace E influence la propagation de la lumière par une modification de l'indice de réfraction induite par l'effet électro-optique. Elle est décrite par la relation phénoménologique [2] :

$$\Delta n_{ij} = -\frac{1}{2} n_{ij}^3 \sum_k r_{ijk} E_k - \frac{1}{2} n_{ij}^3 \epsilon_0^2 (\epsilon_r - 1)^2 \sum_{kl} g_{ijkl} E_k E_l \tag{2.19}$$

Où n_{ij} est l'indice de réfraction du cristal non perturbé, r_{ijk} et g_{ijkl} sont respectivement, les tenseurs électro-optique linéaire et quadratique, et $E = (E_x, E_y, E_z)$. Pour un cristal non centrosymétrique, le terme quadratique (effet Kerr) est généralement négligeable alors que pour les cristaux centrosymétriques c'est la réponse linéaire (effet Pockels) qui est absente. Dans les matériaux photoréfractifs, tels que le $LiNbO_3$, l'effet Pockels est largement dominant, et l'équation (2.19) devient [2] :

$$\Delta n_{ij} = -\frac{1}{2} n_0^3 \sum_k r_{ijk} E_k \tag{2.20}$$

Pour un faisceau monochromatique, dans l'approximation paraxiale, la propagation est décrite par une équation de forme comparable à **NLSE** (2.7), dans un cas général (2+1)D :

$$\frac{\partial}{\partial z}A_i(x,y,z) = i\frac{1}{2k}\nabla_\perp^2 A_i(x,y,z) + i\frac{2\pi}{\lambda}\Delta n_{ij}A_i(x,y,z) \qquad (2.21)$$

Où $\nabla_\perp^2 = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}, \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)$, A_x et A_y sont les composantes transverses du champ optique lentement variable tel que $I=|A|^2$, avec $A=(A_x,A_y,A_z)$.

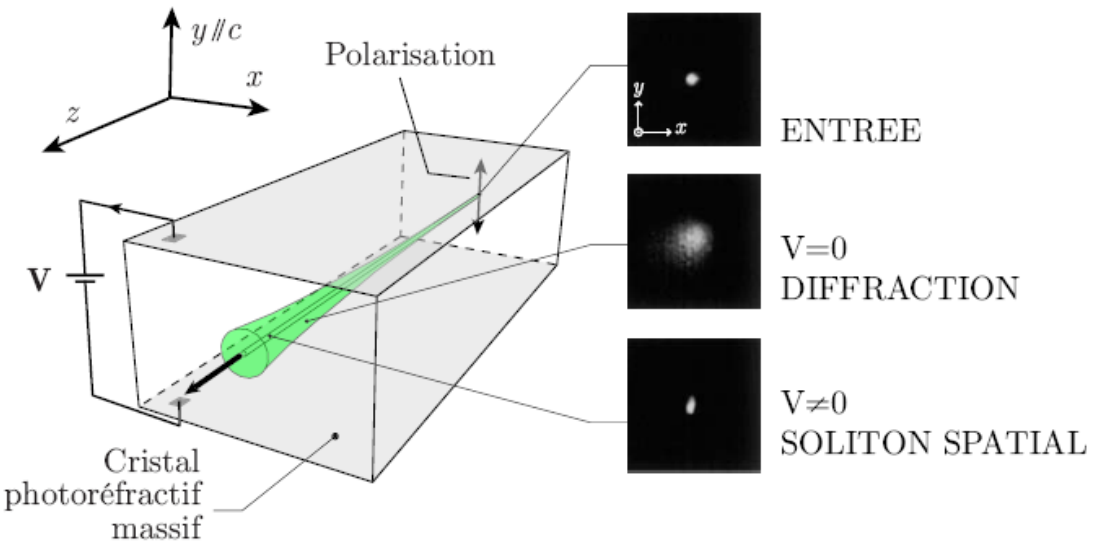


Figure 2.9. Génération d'un soliton 2D dans un cristal photoréfractif. Les photographies montrent l'exemple de l'utilisation d'un cristal de KNbO3:Fe.

La recherche de solutions solitons dans les milieux photoréfractifs passe ainsi par la résolution de l'équation (2.21) où la modification d'indice a été calculée à partir du modèle de Kukhtarev. Si l'expression de E peut dans certains cas être approximée analytiquement (par exemple dans un milieu (1+1)D où le champ appliqué domine la dynamique de déplacement des charges), l'équation de propagation est quand à elle plus difficilement intégrable. L'étude numérique est plus aisée, tout du moins en régime (1+1)D. Par contre, modéliser la propagation d'un faisceau bidimensionnel transverse est encore difficilement accessible (principalement à cause de l'absence d'une solution aisée de E), bien que ce soit sans doute la configuration expérimentale la plus intéressante.

Spécificités des solitons photoréfractifs

Nous avons vu que l'étude théorique des solitons photoréfractifs est nettement plus complexe que celle des solitons Kerr. Cela provient de la complexité des équations et de la richesse des phénomènes devant être pris en compte dans l'effet photoréfractif, conduisant à divers mécanismes d'autofocalisation.

a) Différents régimes d'autofocalisation

- **Solitons quasi-établis** Les premiers travaux suggérant l'idée de solitons photoréfractifs, correspondent à la propagation d'un faisceau lumineux dans un matériau photoréfractif avec application d'une tension continue. Ce type de solitons a la particularité de n'exister que dans une fenêtre temporelle finie. Au delà de cette fenêtre, l'équilibre du piégeage disparaît. En effet, à l'application du champ électrique, le champ de charge d'espace E se met progressivement en place, ce qui se traduit par une augmentation locale de l'indice de réfraction là où le faisceau est le plus intense et commence à focaliser. A un instant particulier du processus, il est possible d'obtenir un soliton spatial. Cependant, si le profil du champ E n'est pas stabilisé à ce moment, il continue à évoluer. Le soliton quasi-établi est caractérisé par la fenêtre temporelle pour laquelle la focalisation maximale est atteinte. Si le processus se poursuit, cela conduit à un élargissement du faisceau [41].
- **Solitons établis** Il est possible de stabiliser l'autofocalisation en ajustant les paramètres expérimentaux, afin que le champ établi E compense exactement la diffraction. La situation finale atteinte dépend du rapport entre l'intensité du faisceau I et l'intensité d'obscurité I_d. Ce type de soliton est appelé soliton écran, puisqu'une fois l'équilibre atteint, le champ électrique E est proche de zéro là où l'intensité optique est maximale. La lumière apparaît alors comme un obstacle à une distribution homogène des charges.
- **Solitons photovoltaïques** Certains matériaux non-centrosymétriques, tel que le LiNbO3 exhibent un effet photovoltaïque, qui correspond à un courant photoinduit décrit par le dernier terme de l'équation (2.15) du modèle de Kukhtarev. Ce type de solitons photoréfractifs ne nécessite donc pas l'application

d'un champélectrique externe, puisque le déplacement des porteurs libres est simplement induit optiquement suivant une direction privilégiée.

b) A basse puissance, mais lent

La caractéristique principale des solitons photoréfractifs, est la faible puissance nécessaire pour les générer (de l'ordre du μW). Cette caractéristique les différencie radicalement des solitons Kerr ou quadratiques (qu'on verra par la suite), qui nécessitent des puissances crêtes de l'ordre du kW. En contrepartie, les temps de formation, liés à l'accumulation progressive des charges, sont nettement allongés. Le temps de formation est habituellement limité par le taux de génération des électrons. D'après l'équation (2.14), ce taux est proportionnel à l'intensité lumineuse I ; le processus peut donc être accéléré en augmentant I, mais en aucun cas le temps de formation n'atteint celui des solitons Kerr. Les temps de réponse relativement longs permettent une analyse aisée de la dynamique de formation des solitons. Dans le cas des solitons quasi-établis, on peut notamment stopper le processus dès la focalisation maximale atteinte. Par ailleurs théorie et expériences montrent que le soliton quasi-établi existe quelque soit I et que la largeur atteinte est indépendante de I et minimale si $I >> I_d$ pour un champ appliqué E_0 fixe.

c) Guides d'ondes (2+1)D

Une autre caractéristique remarquable des solitons photoréfractifs, les différenciant des solitons Kerr, est la saturation de la variation non linéaire d'indice, intrinsèque à l'effet photoréfractif, permettant de stabiliser une propagation en 2D. Il peut s'agir de la propagation d'un faisceau cylindrique issu du mode fondamental **TEM00** d'un laser, ou bien d'une structure plus complexe de type vortex. Ces démonstrations expérimentales ont été réalisées avec des solitons brillants ou même des solitons noirs. La résolution théorique du cas 2D reste cependant difficile à cause de l'anisotropie de l'effet photoréfractif. D'un point de vue intuitif, il n'est pas non plus évident de comprendre comment le piégeage du faisceau peut survenir dans les deux dimensions transverses de manière symétrique, alors que le système est fortement anisotrope, mais l'expérience montre que des solitons circulaires peuvent être formés.

Comme les solitons Kerr, les solitons photoréfractifs créent un guide auto-induit permettant le guidage d'un faisceau de longueur d'onde différente. En ne se limitant plus à une seule dimension, les solitons bidimensionnels rendent possible un adressage dans tout le cristal. De plus la répartition des charges induites lors de la création du soliton dans le matériau reste en place après la coupure du champ électrique et/ou de la propagation du soliton, le guide inscrit restant quand à lui utilisable.

d) Solitons incohérents

L'étude de solitons photoréfractifs permet l'emploi non seulement de sources laser continues et compactes, mais peut aussi s'effectuer avec une simple lampe à incandescence. Des expériences ont été réalisées, d'abord à l'aide d'une lumière issue d'un laser, rendue spatialement incohérente grâce à un disque dépoli en rotation; puis l'autofocalisation a été réalisée à l'aide d'une lumière issue d'une lampe à incandescence, donc incohérente à la fois spatialement et temporellement. Ces expériences spectaculaires ont initié la théorie des solitons incohérents. Elle repose sur le fait qu'il est possible d'autofocaliser un faisceau incohérent si le temps de réponse de la non-linéarité est lent comparé au temps caractéristique des fluctuations de phase du faisceau. Notons cependant qu'il a été récemment démontré qu'un soliton temporel incohérent pouvait être généré dans un milieu Kerr instantané.

2.2.2.3. Les solitons dans les cristaux liquides

Les cristaux liquides constituent également un milieu digne d'intérêt pour les solitons. En effet, soit par réorientation moléculaire sous l'effet d'un champ électrique appliqué, soit par effet thermo-optique permet de modifier l'indice de réfraction de ce matériau et de parvenir à un juste équilibre entre diffraction et autofocalisation (**Fig. 2.10**). La non-linéarité est ici non localisée et saturante à l'instar de la photoréfractivité. L'observation expérimentale d'un soliton 2D dans un cristal liquide en phase nématique a été tout récemment obtenue par Karpierz [42].

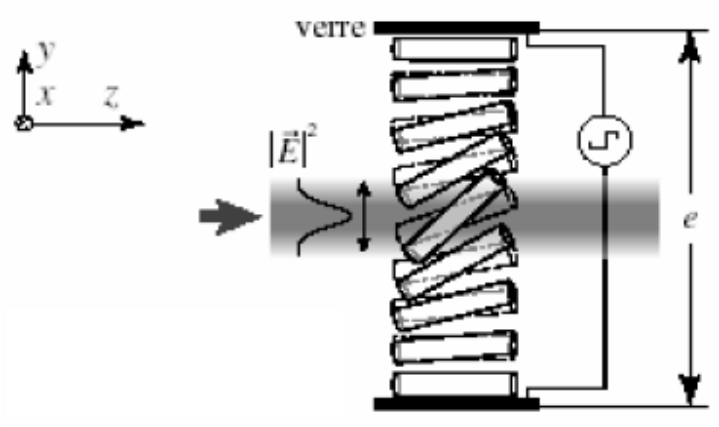


Figure 2.10. Réorientation moléculaire suivant l'épaisseur d'une cellule. Un champ électrique basse fréquence est appliqué à la cellule pour pré-orienter les molécules (en tirets) hors excitation lumineuse.

2.2.2.4. Les Solitons quadratiques (paramétriques)

Dans la physique employée, les solitons quadratiques se positionnent comme une nouvelle espèce de solitons spatiaux puisqu'ils ne font pas intervenir une modification de l'indice de réfraction. Par comparaison aux solitons photoréfractifs dont la théorie a été établie après la mise en œuvre expérimentale, les solitons quadratiques ont été tout d'abord prédits au milieu des années 70 par Karamzin et Sukhorukov, 20 ans avant leur démonstration par Kivshar et son équipe. Expérimentalement, leur existence a été vérifiée en (2+1)-D par Torruellas *et Al.* et en (1+1)-D par Shick et *Al.*. Le processus mis en jeu repose sur la conversion paramétrique d'un faisceau fondamental (**FF**) à la fréquence ω vers le second harmonique (**SH**) de fréquence 2ω. Intrinsèquement, cette classe de solitons est donc bicolore.

Le phénomène d'auto-piégeage existe uniquement en vertu des interactions et échanges d'énergies entre deux fréquences. Précisons que l'échange d'énergie va se faire de manière périodique entre ces deux fréquences. Ces solitons ne peuvent se manifester que dans des matériaux dont la structure cristalline n'est pas centrosymétrique et dans lesquels un accord de phase est possible. Ces deux conditions permettent le doublage de fréquence.

Les intensités misent en jeu sont de l'ordre du GW/cm^2. Avec l'avènement des matériaux périodiquement polarisés, notamment le **PPLN** (***periodically poled lithium***

niobate), l'observation de tels solitons est devenue possible en quasi-accord de phase et à des intensités de l'ordre de quelques kW/cm^2. Ces structures périodiquement inversées permettent d'envisager des composants intégrés.

A défaut de ne pas générer de guides photo-induits comme les autres solitons optiques, les solitons quadratiques permettent d'envisager des opérations photoniques ultrarapides et d'adressage de l'information tout-optique, basés sur leurs interactions.

2.2.2.5. Et les autres. . .

Les deux premiers types de solitons présentés sont ceux qui ont fait l'étude de développement approfondi au cours de ce chapitre, et ce sont également les deux premiers démontrés expérimentalement et les plus utilisés. Ils ne constituent pas pour autant les seuls représentants des solitons spatiaux. La propagation de faisceaux dans des milieux non-linéaires de géométries particulières fait apparaître de nouvelles catégories de solitons spatiaux, aussi dénommés ***solitons enfants***. Mentionnons deux milieux particuliers :

- ► Les milieux structurés
- ► Les cavités opiques

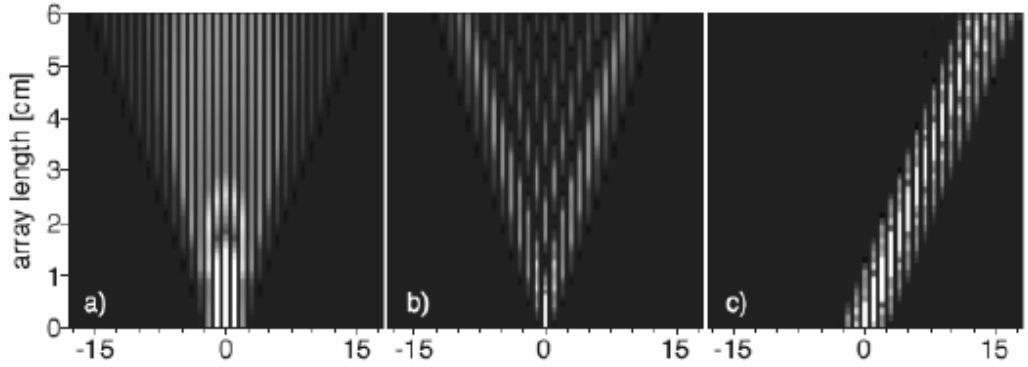


Figure 2.11. Diffraction discrète (a), excitation d'un guide d'onde et visualisation d'une fonction de Green (b) et propagation sans diffraction (c).

On parle de milieux structurés lorsque la géométrie est rendue inhomogène, modifiant les propriétés de diffraction de l'onde électromagnétique. Par exemple, pour des réseaux périodiques de l'indice de réfraction dans une ou deux dimensions transverses, il est possible d'exciter des solitons si le matériau possède des propriétés

non-linéaires. Ce sont des paquets d'ondes auto-localisés dont l'énergie réside principalement dans les sites du réseau de guides d'ondes et existent grâce à l'équilibre entre la diffraction discrète/effets de couplage (**Fig. 2.11.**) et la non-linéarité du matériau. Selon l'expérimentation, ceux-ci peuvent être des solitons ***discrets*** ou des solitons de ***Bragg*** selon que ce réseau bénéficie de fréquences spatiales interdites en régime linéaire.

Créés par une impulsion de lumière, les solitons de ***cavité*** peuvent survivre indéfiniment au sein d'une cavité optique à gain dissipatif de façon stable. Ces impulsions sont auto-localisées par le biais de la non-linéarité du matériau (de Kerr) et ne peuvent diffracter. Véritablement piégés entre deux miroirs, les solitons de cavité ne peuvent pas se propager sinon au sein de la cavité et possèdent, de ce fait, des propriétés de contrôle de localisation absolue (**Fig. 2.12.**). Cet "enfant" soliton permet d'entrevoir de formidables applications dans le domaine de stockage de données, d'autant plus conforté par leur faible encombrement lorsqu'on les génère à l'aide de **VCSEL**.

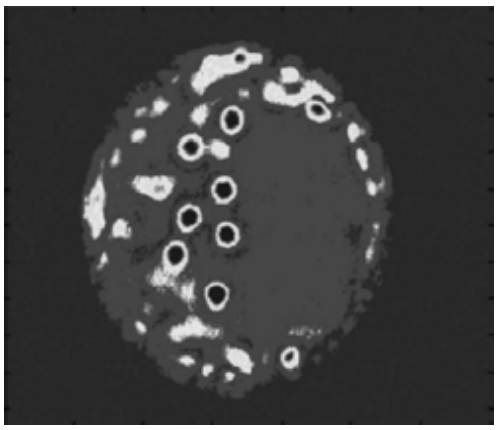


Figure 2.12. Excitation de 7 solitons de cavité dans le plan transverse par injection d'un faisceau d'écriture cohérent.

2.2.2.6 Dynamique des solitons spatiaux

Nous venons de voir que la diversité des solitons spatiaux provient en grande partie des différents effets physiques capables d'engendrer une variation non linéaire d'indice, ou de phase, autre que celle de type Kerr. Ceci s'accompagne d'une non moins riche diversité de processus dynamiques dès lors que interaction et instabilité seront permises. Cependant, sans en parler plus ici, l'idée de mettre à profit cette dynamique en

traitement tout-optique de l'information passe par une meilleure connaissance des mécanismes qui les sous-tendent. Si ceux-ci sont de mieux en mieux connus, ils sont naturellement complexes et une analyse dynamique nécessite souvent de faire appel aux outils numériques.

Il est tout de même possible de donner quelques principes physiques de base et communs à de tels phénomènes non linéaires. En règle générale, les processus dynamiques des solitons ont une origine double : les ***interactions*** entre solitons voisins suffisamment proches et les ***instabilités*** auxquelles sont sujets les solitons. Plus généralement encore, une conjugaison des deux phénomènes peut donner lieu à une dynamique toujours plus complexe : une instabilité peut générer plusieurs solitons interagissant ensuite entre eux; à l'inverse, une interaction pourra tout aussi bien déstabiliser un soliton.

Rappelons ici que la principale caractéristique de l'effet Kerr optique est la localité spatiotemporelle de la réponse non linéaire en comparaison des longueurs de cohérence caractéristiques du faisceau laser utilisé dans l'interaction. Associée à une variation d'indice non saturante, cette localité est la cause intrinsèque des diverses instabilités d'ondes intenses en milieu de Kerr.

Interactions

La terminologie de soliton résume à elle seule ce qui rend cette entité si particulière. En effet, les solitons interagissent comme des particules, exerçant entre eux des « forces » d'attraction ou de répulsion. Une interaction entre deux solitons pourra ainsi se manifester par un changement de trajectoire, une fusion, une fission ! Elle naît dès qu'un recouvrement d'intensité à lieu entre les ailes des faisceaux en influant sur le puits de potentiel photoinduit. On distingue deux catégories d'interactions qui font cependant appel à une description ondulatoire utilisant la notion connue de cohérence mutuelle.

- Les ***interactions cohérentes*** sont causées par les effets d'interférence dus au recouvrement entre faisceaux solitons et auront lieu seulement si le milieu a le temps d'y répondre. En d'autres termes, le temps de réponse de la non-linéarité

doit être beaucoup plus court que le temps pendant lequel la phase relative des solitons en interaction reste stationnaire (***temps de cohérence mutuelle***). En pratique, c'est toujours le cas pour les non-linéarités à temps de réponse instantané (en réalité ultrarapide) comme l'effet Kerr optique et la génération de second harmonique. Pour les non-linéarités avec un temps de réponse relativement long (photoréfractive ou thermique), la cohérence mutuelle des faisceaux doit être examinée. Lors d'une interaction cohérente, les solitons s'attireront ou se repousseront en fonction de leur phase relative.

- À l'inverse, les ***interactions incohérentes*** ont lieu lorsque la phase relative des faisceaux en interaction varie plus rapidement que le temps de réponse du milieu ou simplement si les faisceaux sont, d'une manière ou d'une autre, incohérents entre eux. Une interaction incohérente sera toujours attractive.

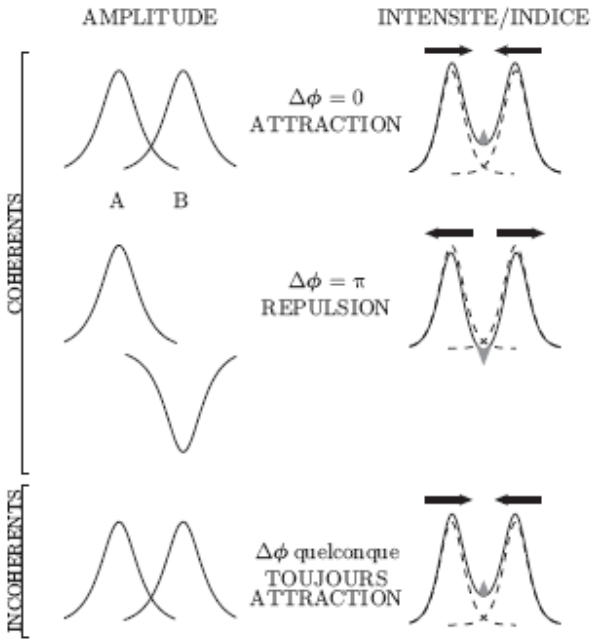


Figure 2.13. Illustration qualitative de l'interaction de deux solitons scalaires A et B de trajectoires initiales parallèles.

Afin de comprendre intuitivement l'origine des forces d'interaction et l'influence de la cohérence, prenons le cas simple, illustré par la figure (**Fig. 2.13.**), de deux solitons scalaires de trajectoires initialement parallèles (c'est-à-dire que les solitons ont initialement des surfaces équiphases planes et parallèles). Pour des solitons cohérents

mutuellement, l'interaction va dépendre de leur phase relative. Lorsqu'ils sont en phase, une interférence constructive à l'endroit où les faisceaux se recouvrent provoque un accroissement d'indice plus important que sur les bords et cause une courbure des fronts d'ondes, initiant un rapprochement des faisceaux.

En utilisant l'analogie particulaire, une force d'interaction attractive initie le rapprochement des solitons. En suivant le même raisonnement pour des solitons en opposition de phase, la dépression d'indice conduit à une force d'interaction répulsive. Avec des solitons incohérents, il y a toujours une augmentation d'intensité dans la zone de recouvrement des faisceaux, ce qui explique une interaction toujours attractive. Si les solitons, cohérents ou non, sont suffisamment distants, aucune interaction n'a lieu.

La dynamique ultérieure de l'interaction, en cas de collision, dépendra principalement du type de non-linéarité (Kerr ou non). Dans le cas Kerr, modélisé par **NLS**, les interactions de solitons scalaires sont ***planes* et *parfaitement élastiques*** quelles que soient les directions de propagation qu'ont les solitons entre eux : le nombre de solitons et l'énergie de chaque soliton sont conservés au cours d'une collision. Avec les solitons non Kerr, la dynamique d'interaction est différente. D'une part, la collision est inélastique : on observe des processus de fusion, de création ou d'annihilation sensibles à $\Delta\Phi$; des pertes d'énergie par radiation peuvent arriver au cours de l'interaction. L'explication qualitative d'un tel comportement repose sur la possibilité, avec un soliton non Kerr, d'induire un guide d'ondes multimode à la différence d'un soliton Kerr. Si l'angle que font les solitons entre eux est suffisamment grand, ils se croiseront sans échanger d'énergie durant la collision, de manière analogue aux solitons Kerr. D'autre part, la génération de solitons 2D en milieu massif, *via* des non-linéarités saturantes, entraîne d'autres possibilités pour les interactions puisque celles-ci ne sont plus limitées au plan comme pour les solitons Kerr. Les interactions en volume induisent la possibilité de trajectoires courbes, causant de spectaculaires comportements dynamiques. Ainsi, des solitons initialement non parallèles pourront avoir des trajectoires tridimensionnelles, comme pour le ***spiraling*** de solitons : deux solitons se « capturent », se propagent ensuite en spirale autour de l'axe optique et éventuellement fusionnent.

Instabilité

L'autre origine de la dynamique des phénomènes solitoniques spatiaux réside dans leurs instabilités. Celles-ci traduisent des phénomènes complexes et omniprésents dans les systèmes dynamiques non linéaires. Bien qu'il n'existe pas d'outil analytique universel pour étudier l'existence et la stabilité des solutions de modèles non Kerr, il ressort que les instabilités qui peuvent affecter la propagation non linéaire d'ondes, *a* ***fortiori*** solitaires, peuvent être distinguées en deux catégories universelles : ***instabilités de collapsus*** **et** ***instabilités transverses*****.**

La dynamique de collapsus est induite par une instabilité vis-à-vis de perturbations de même dimension que l'onde solitaire elle-même. Le collapsus se manifeste lorsqu'une onde solitaire, ***instable et localisée*** dans toutes les dimensions permises (un soliton 2D), voit son amplitude augmenter de manière infinie en un temps (ou sur une distance) fini(e) ce qui, en pratique, signifie une augmentation considérable d'intensité soit l'autofocalisation catastrophique. La possibilité d'une telle singularité n'est cependant pas physiquement réaliste et un modèle présentant une telle dynamique ne sera valable que pour décrire l'initiation du processus d'autofocalisation et son évolution à court terme. Ensuite, la situation devient plus complexe : entreront en considération des phénomènes physiques additionnels, linéaires ou non, capables d'arrêter plus ou moins rapidement la dynamique de l'instabilité, voire la prévenir. Nous citerons principalement les non-linéarités saturantes ou non locales, l'influence de diffusions stimulées, les effets linéaires de dissipation d'énergie ou encore, la non-validité de l'approximation paraxiale lorsque le faisceau atteint un diamètre comparable à la longueur d'onde [43].

2.2.3. Les solitons spatiaux-temporels

Il aurait été difficile de terminer ce chapitre sans parler des billes de lumières (***light bullets***), qui constituent le but ultime de la recherche sur les solitons optiques. Dans le cas des solitons spatio-temporels, la propagation d'une impulsion optique intense est soumise aux phénomènes de diffraction, de dispersion chromatique et aux différents processus non-linéaires présents dans le matériau. Sous certaines conditions,

les non-linéarités peuvent être utilisées pour compenser à la fois la diffraction et la dispersion chromatique et ainsi produire simultanément un soliton dans l'espace et dans le temps (**Fig. 2.14.**) [44].

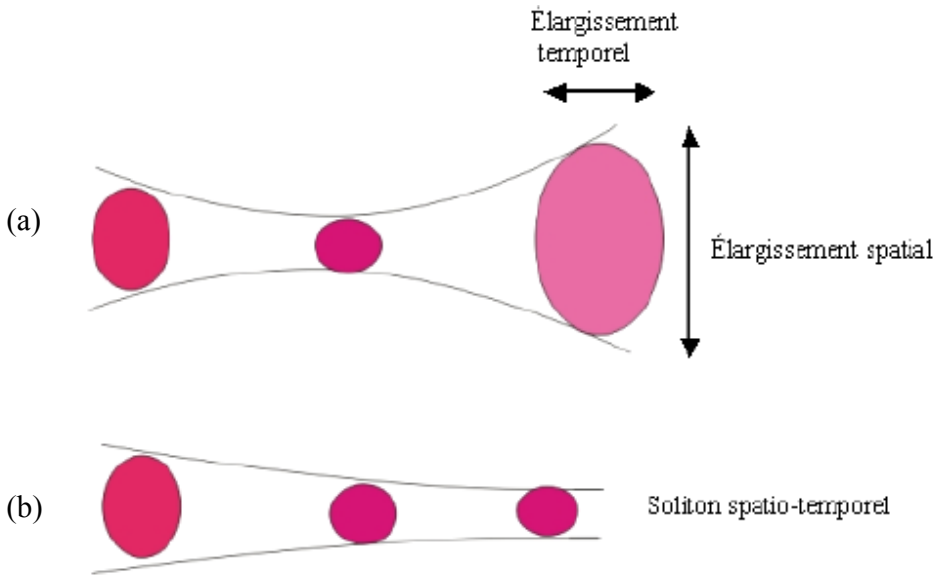


Figure 2.14. Illustration du concept de balle de lumière : (a) en régime linéaire et (b) en régime non-linéaire, obtention d'un soliton spatio-temporel.

En 1990, Silberberg a suggéré qu'une compression spatiotemporelle dans un milieu Kerr serait instable, puisque la propagation serait (2+1)D. Toutefois en incluant des termes comme l'absorption multiphotonique ou la diffusion Raman stimulée, la propagation peut être stabilisée. Une auto-focalisation spatiotemporelle a pu être démontrée dans un milieu Kerr en configuration planaire, cependant, stabiliser la propagation (3+1)D dans un milieu Kerr, reste peu envisageable. D'autres milieux sont envisagés, notamment les milieux quadratiques qui peuvent eux aussi propager des solitons temporels. Ce domaine de recherche est en plein essor, puisque la toute première mise en évidence d'un soliton spatiotemporel dans un milieu quadratique fut faite par Liu *et Al*, là encore en configuration planaire [45 ; 46]. Dans ces expériences, la nécessité d'avoir des fronts d'onde inclinés en entrée de cristal pour l'accord de phase rend la propagation moins stable et empêche toute propagation (3+1)D. Des études récentes ont porté sur la stabilité tridimensionnelle des solitons spatio-temporels dans un

milieu présentant à la fois l'effet Kerr et une modulation sinusoïdale bidimensionnelle de l'indice [47].

2.3. Enjeux des faisceaux solitons

Si l'intérêt des solitons temporels est évident et reconnu pour les télécommunications par fibre optique, l'étude des solitons spatiaux en optique est tout autant un défi. Les retombées potentielles, tant fondamentales qu'appliquées, de telles études sont en effet importantes, en témoignent le nombre de groupes de recherche à travers le monde et les financements qui les motivent.

L'étude que nous avons menée au cours de ce travail demeurant surtout à un stade amont, nous ne donnons ici qu'un aperçu rapide des multiples emplois possibles des solitons dans le domaine du traitement tout-optique de l'information.

2.3.1. Traitement tout-optique de l'information

L'exploitation des processus non linéaires d'ordre trois, en particulier de type Kerr, a été largement envisagée pour des architectures intégrées. En effet, pratiquement tous les dispositifs optiques intégrés existants (coupleur directionnel, interféromètre, etc.) peuvent être utilisés en traitement de l'information par voie tout-optique dès que des interfaces sont utilisées entre milieux présentant ou non un indice de réfraction dépendant de l'intensité optique. Ainsi, l'instantanéité des processus de type Kerr permettrait de supplanter, en termes de bande passante, l'électronique qui pourrait rapidement devenir un facteur limitant les débits de transmission d'information. Ceci dit, un autre bénéfice majeur qu'apporterait l'utilisation des solitons spatiaux à de telles applications réside dans leur propriété intrinsèque de guides d'ondes auto-induits, plus ou moins transitoirement. En plus des avantages propres à chaque non-linéarité, les architectures ainsi imaginées seraient au choix 1D (optique intégrée) ou 2D (traitement parallèle massif) et surtout optiquement reconfigurables [48]. Le soliton spatial deviendrait ***le guide d'ondes à gradient d'indice, auto-induit, reconfigurable et unité élémentaire de support d'information.*** Les architectures basées sur les solitons spatiaux profiteraient pleinement de toutes les interactions discutées entre les guides solitons, Kerr ou non, au travers d'applications comme le stockage massif d'information, la

photoinscription reconfigurable ou le traitement tout-optique parallèle et ultrarapide de l'information.

Cependant, à l'heure actuelle, certains problèmes limitent encore le basculement des solitons spatiaux dans le domaine du développement. Les matériaux quadratiques ou Kerr actuellement disponibles présentent des non-linéarités qui restent faibles pour les longueurs de propagation utiles aux processus spatiaux (millimétriques voire moins). Leur exploitation nécessite des intensités optiques élevées et donc l'emploi contraignant de sources lasers impulsionnelles. À l'inverse, les solitons photoréfractifs ou en cristaux liquides présentent l'inconvénient de temps de réponse longs, limitant de fait la bande passante d'éventuels dispositifs reconfigurables de traitement tout-optique. Comme discuté précédemment, la diminution du temps de réponse se fait au détriment de l'abaissement de puissance. Cet enjeu important explique en partie la forte activité qui existe en parallèle dans le domaine de la recherche de matériaux pour l'optique non linéaire.

2.3.2. Opérations ultrarapides, photo-inscription et reconfigurabilité

L'intérêt des solitons spatiaux réside dans leur capacité à guider une autre lumière : un signal contenant l'information à traiter [49]. L'extrême rapidité des réponses des effets Kerr et quadratique permet d'envisager des bandes passantes de l'ordre de plusieurs dizaines de THz.

Si les matériaux restent à trouver et l'optimisation à faire, des processus d'adressage, de commutation et d'opérations logiques sont d'ores et déjà connus.

La figure (**Fig. 2.15.**) illustre des opérations tout-optiques basiques réalisables par voie solitonique. Elles mettent à profit les interactions particulières entre des faisceaux solitons Kerr et sont donc ultrarapides puisque limitées, au mieux, par le temps de réponse de la non-linéarité.

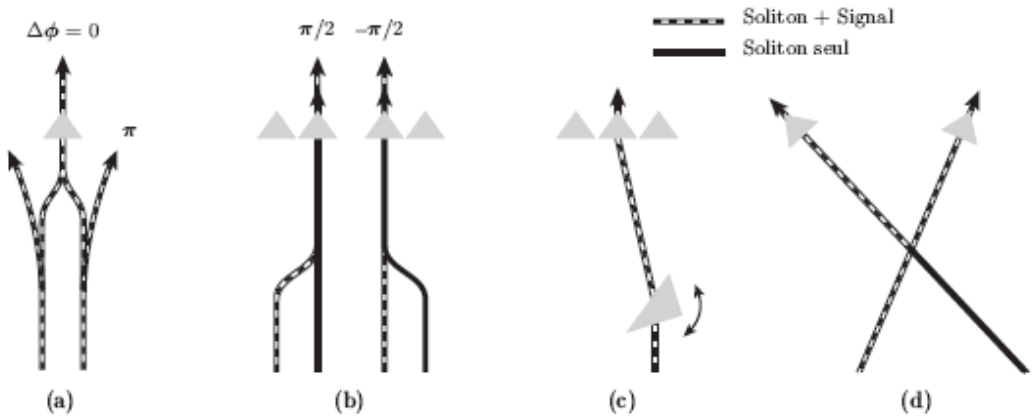


Figure 2.15. Quelques exemples d'opérations tout-optiques par solitons. Le paramètre de contrôle est soit la phase, soit l'angle de collision et l'amplitude relative des solitons. (a) *Opération logique* : si les solitons sont en phase de l'information est collectée au port de sortie ; (b) *Commutation* : l'information commute entre deux ports de sortie en fonction de la phase relative des solitons ; (c) *Adressage* : le port de sortie peut être ajusté au moyen d'un prisme d'orientation contrôlée ; (d) *Jonction X* : l'information est répartie entre les ports de sortie.

Les paramètres de contrôle pourront être, en fonction des situations, la phase relative des solitons, la phase propre d'un soliton (introduction d'un « chirp » linéaire), l'amplitude relative des solitons ou l'angle qu'ils font entre eux. Des dispositifs d'interconnexions reconfigurables ont aussi été envisagés (**Fig. 2.16.**). En orientant indépendamment chaque soliton, via des prismes, l'information est redirigée en une séquence voulue en sortie. L'utilisation de solitons Kerr garantit la non-interaction entre les canaux.

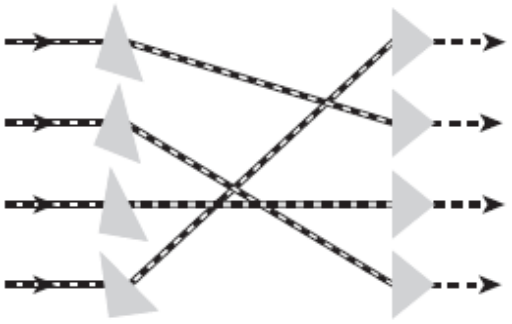


Figure 2.16. Schéma d'un dispositif d'interconnexion reconfigurable par solitons. Chaque soliton est utilisé pour guider un signal. Les triangles représentent des prismes de déflexion et des ports de sortie.

Finalement, la possibilité de « fixer » un soliton photoréfractif dans le cristal qui lui a donné naissance offre des applications potentielles en photo-inscription reconfigurable et non seulement en traitement tout-optique [50]. Il devient ainsi possible de créer de véritables matrices de guides qui perdurent une fois l'excitation lumineuse arrêtée. Ces circuits seront effaçables et réinscriptibles à volonté.

2.4. Conclusion

Les solitons, ces ondes solitaires à la stabilité exceptionnelle, fascinent les scientifiques depuis 1834. D'abord en raison de leurs propriétés expérimentales très spectaculaires, de leur indéniable élégance, mais également à cause des propriétés mathématiques remarquables des systèmes intégrables ayant des solutions de type soliton. L'aspect mathématique a été privilégié dans un premier temps, car il conduit à de très beaux développements théoriques comme par exemple la méthode d'inversion des données de diffusion, qui permet de résoudre une équation ***non linéaire*** complexe par des méthodes toutes ***linéaires***. C'est dans ce contexte que s'est initiée la recherche sur les solitons optiques en milieu Kerr.

Pourtant au delà des aspects mathématiques, la physique des solitons est toute aussi intéressante et pertinente pour la recherche moderne. Ainsi, de nombreuses expériences sur la condensation de Bose-Einstein (objet du prix Nobel de Physique 2001 attribué à Cornell, Ketterle et Wieman) s'analysent à partir de l'équation de Schödinger non linéaire, qui est l'une des grandes équations de la théorie des solitons.

Ainsi, la physique des solitons est un domaine actif de la recherche, notamment en optique, tant d'un point de vue fondamental que d'un point de vue applicatif. Dans ce chapitre, les exemples des solitons spatiaux ont été les plus détaillés, en particulier les solitons Kerr et les solitons photoréfractifs, qui sont les plus impressionnants de part les propriétés qu'ils offrent, et le plus intéressants d'un point de vue réalisation. Nous avons essayé de convaincre le lecteur de la réalité des solitons et de l'enjeu que représentent les solitons optiques pour les télécommunications, tout en espérant lui avoir donné plus d'envie de lire la suite de ce manuscrit.

CHAPITRE TROISIÈME

Étude de la propagation des solitons optiques

3.1. Introduction

En dehors de quelques cas simples, les réseaux de solitons restent encore aujourd'hui mal connus malgré de nombreuses études théoriques, notamment dans les guides. Il est très souvent nécessaire de faire appel à des systèmes de résolution numérique pour prévoir leurs comportements. En outre, il n'existe, à notre connaissance, aucune solution analytique permettant de prévoir l'évolution des champs observés expérimentalement au cours de notre étude. L'ensemble de ces remarques a fortement motivé le choix et l'élaboration d'une méthode de simulation numérique. La résolution numérique reste en effet, aujourd'hui encore, le seul moyen pour pallier l'impossibilité de trouver des solutions analytiques à certaines équations de propagation présentant une perturbation non linéaire. Dans un premier temps, nous décrirons brièvement la méthode qui sera utilisée pour la simulation.

3.2. La méthode à pas fractionnaires SSFM

L'algorithme de résolution numérique le plus courant, à l'heure actuelle, reste la méthode de transformations de Fourier par pas divisés (**SSFM**). Il se base sur une méthode de faisceau propagé (**BPM**) utilisant un algorithme de transformation de Fourier rapide, ou discrète (**FFT**). Cette méthode offre un grand confort d'utilisation : elle est facile à développer, rapide, et s'adapte à un grand nombre de problèmes divers. Nous décrivons ici l'algorithme du programme qui correspond à une propagation unidimensionnelle transverse. Il permet donc de simuler la propagation à l'intérieur d'un guide plan monomode en régimes permanent et de faible non-linéarité. Nous décrivons succinctement son principe puisqu'elle est bien connue de la communauté scientifique [2]. Nous renvoyons le lecteur désireux d'avoir de plus amples informations sur ces

programmes et leurs avantages, comparativement aux autres méthodes existantes, au mémoire de thèse de, Régis Grasser.

3.3. Description de la méthode symétrisée

La **BPM** permet de suivre l'évolution d'un faisceau de profil quelconque par un découpage longitudinal du milieu en « tranches » fines subissant une à une la propagation du champ. Si le découpage est suffisamment fin, il est possible de dissocier la propagation linéaire de la partie non linéaire perturbatrice de l'équation d'onde. Dans notre cas, la propagation linéaire dans chaque tranche est calculée par l'algorithme de transformée de Fourier rapide. Son inconvénient principal est de ne pas prendre en compte d'éventuelles ondes contra-propagatives. De plus, l'échantillonnage du champ transverse demande un pas constant, contrairement à une méthode par différences finies. Il est donc nécessaire d'avoir sur toute la fenêtre numérique un pas d'échantillonnage correspondant aux plus petits détails du profil du champ. Cependant, la réciprocité entre espace direct et espace de Fourier implique de choisir judicieusement le pas d'échantillonnage et la largeur de la fenêtre de calcul si l'on veut une résolution optimale tant du profil spatial que spectral du champ, tout en préservant un temps de calcul raisonnable. Malgré cela, cette méthode reste intéressante car elle permet d'accéder naturellement à l'évolution spectrale du champ.

Il s'agit de numériser **NLS** qui décrit l'évolution de l'enveloppe du champ unidimensionnel transverse scalaire. Or, si E représente le profil du champ, la ***split-step Fourier method*** permet de résoudre des équations de la forme [2]:

$$\frac{\partial A(z,T)}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A(z,T) \tag{3.1}$$

$\hat{D}$ et $\hat{N}$ correspondent respectivement aux opérateurs de propagation linéaire (diffraction et/ou dispersion) et non linéaire (effet Kerr). En configuration (1+1)D, ces opérateurs n'agissent que sur la coordonnée spatiale x. L'approximation d'une variation lente du profil spatio-temporel du champ à la fois transversalement et longitudinalement doit en particulier être vérifiée. La **SFM** n'est donc pas adaptée en cas de variation

rapide du champ lors de la propagation. Ces hypothèses influent sur le choix des pas d'échantillonnage.

La méthode à pas fractionnaires consiste donc à faire alterner l'opérateur de dispersion $\hat{D}$ et celui de non- linéarité $\hat{N}$ sur des distances élémentaires Δz et ce, de façon longitudinale sur la courbe de sorte que l'on suppose qu'il n'y a qu'un seul et unique de ces deux opérateurs qui agit sur cette distance élémentaire.

Dans le cas où l'on prend en considération les effets de dispersion d'ordre élevé et les non- linéarités d'ordres élevés, L'opérateur de dispersion est donné par [51] :

$$\hat{D} = -\frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2}{\partial T^2} + \frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3}{\partial T^3} - \frac{\alpha}{2} \tag{3.2}$$

Tandis que l'opérateur de non- linéarité est donné par [2] :

$$\hat{N} = i\gamma\left(|A|^2 + \frac{i}{A\omega_0}\frac{\partial}{\partial T}(|A|^2 A) - T_R \frac{\partial |A|^2}{\partial T}\right) \tag{3.3}$$

La solution exacte de l'équation (3.1) est:

$$A(z+dz,t) = \exp\left[dz(\hat{D}+\hat{N})\right]A(z,t) \tag{3.4}$$

Les opérateurs $\hat{D}$ et $\hat{N}$ ne sont pas commutatifs. On rappelle l'expansion en séries de **Baker- Campbell- Hausdorff** pour deux opérateurs non- commutatifs $\hat{a}$ et $\hat{b}$ [52] :

$$\exp(\hat{a})\exp(\hat{b}) = \exp\left[\hat{a}+\hat{b}+\frac{1}{2}\left[\hat{a},\hat{b}\right]+\frac{1}{12}\left[\hat{a}-\hat{b},\left[\hat{a},\hat{b}\right]\right]+.....\right] \tag{3.5}$$

Où $\left[\hat{a},\hat{b}\right] = \hat{a}\hat{b} - \hat{b}\hat{a}$

En utilisant l'équation (3.5) avec $\hat{a} = dz\hat{D}$ et $\hat{b} = dz\hat{N}$, le premier membre de droite de l'équation (3.4) s'écrit :

$$\exp\left[dz(\hat{D}+\hat{N})\right] = \exp\left[dz\hat{D}+dz\hat{N}+\frac{1}{2}dz^2(\hat{D}\hat{N}-\hat{N}\hat{D})+\frac{1}{12}dz^3\left((\hat{D}-\hat{N})(\hat{D}\hat{N}-\hat{N}\hat{D})-(\hat{D}\hat{N}-\hat{N}\hat{D})(\hat{D}-\hat{N})\right)+...\right] \tag{3.6}$$

Il est évident que si l'on considère les premiers termes du développement précédent, l'erreur locale sur la méthode à pas fractionnaires est d'ordre $O(dz^2)$ [2].

L'erreur locale est réduite à une complexité d'ordre $O(dz^3)$ en appliquant l'opérateur non- linéaire au milieu du pas de discrétisation de la manière suivante (méthode à pas fractionnaires symétrique, [53]) :

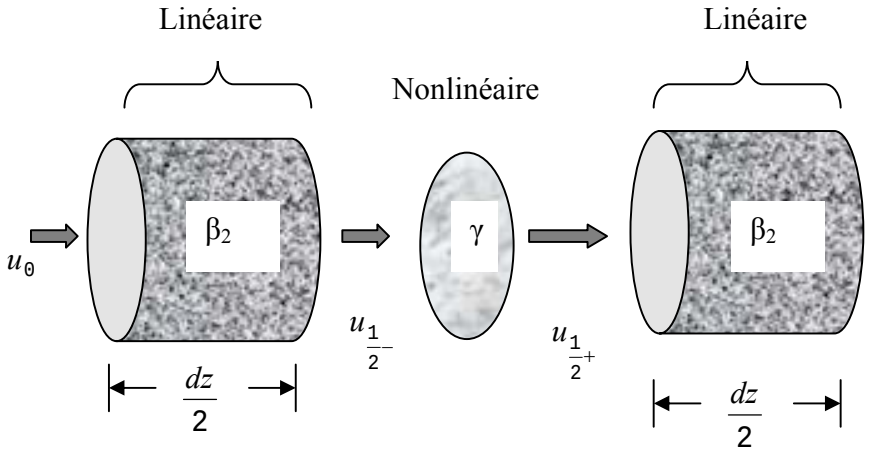


Figure. 3.1. Méthode à pas fractionnaire symétrique

L'équation (3.4) peut alors s'écrire [2] :

$$A(z+dz,t) = \exp(\frac{dz}{2}\hat{D})\exp\left(\int_z^{z+dz}\hat{N}(\tau)d\tau\right)\exp(\frac{dz}{2}\hat{D})A(z,t) \tag{3.7}$$

La partie non- linéaire au milieu de l'équation précédente peut être approximée par la formule des trapèzes suivante [2]:

$$\int_z^{z+dz}\hat{N}(\tau)d\tau = \frac{dz}{2}\left(\hat{N}\left(A(z+dz,t)\right)+\hat{N}\left(A(z,t)\right)\right) \tag{3.8}$$

Posons $A(z,t) = u_n = A(ndz,t)$. L'équation (3.7) devient [2]:

$$u_{n+1} = \exp(\frac{dz}{2}\hat{D})\exp\left(\frac{dz}{2}\left(\hat{N}\left(u_{n+1}\right)+\hat{N}\left(u_n\right)\right)\right)\exp(\frac{dz}{2}\hat{D})u_n \tag{3.9}$$

Avec :

$$A(0,t) = u_0 = \left[f(t_0),\ f(t_1),.....,\ f(t_{M-1})\right]^T \tag{3.10}$$

La distribution initiale du champ à z=0.

On note dans l'équation (3.9) que le vecteur u_{n+1} apparaît aussi dans l'expression de droite de sorte que chaque étape du calcul nécessite une procédure itérative pour déterminer u_{n+1} à partir de u_n. Pour chaque n, posons :

$u_{n+1}^{(0)} = u_n$ et itérons jusqu'à convergence :

$$u_{n+1}^{(q+1)} = \exp(\frac{dz}{2}\hat{D})\exp\left(\frac{dz}{2}\left(\hat{N}\left(u_{n+1}^{(q)}\right) + \hat{N}\left(u_n\right)\right)\right)\exp(\frac{dz}{2}\hat{D})u_n \tag{3.11}$$

Nous avons l'algorithme suivant pour la méthode à pas fractionnaires basée sur la transformée de Fourier (**SSFM**):

1) $u_0 \leftarrow A(0,T) = \{f(t_m)\}_{m=0}^{M-1}$ (Initialisation du champ discrétisé en temps)

2) $u_{fft} \leftarrow fft\{u_0\}$ (Transformation dans le domaine de Fourrier)

3) $N_0 \leftarrow \hat{N}(u_0)$

3) $N_1 \leftarrow \hat{N}(u_0)$ (Détermination des coefficients des non-linéarités)

3) Pour n=0,……., N-1 (nombre de pas sur l'axe longitudinal z)

i) $u_{n+1}^{0} \leftarrow u_n$

ii) $u_{\frac{1}{2}^-} \leftarrow ifft\left(\exp(\frac{dz}{2}\hat{D}).*u_{fft}\right)$

ii) Pour q=1,…..Q-1 (Nombre d'itérations effectuées sur un pas)

a) $u_{n+1}^{0} \leftarrow u_n$

b) $u_{\frac{1}{2}^+} \leftarrow u_{\frac{1}{2}^-}.*\left(\exp\left(\frac{dz}{2}\left[N_0 + N_1\right]\right)\right)$

c) $u_{fft} \leftarrow \exp(\frac{dz}{2}\hat{D}).* fft\left(u_{\frac{1}{2}+}\right)$

d) $u_{n+1}^{q} \leftarrow ifft\left(u_{fft}\right)$

e) $N_0 \leftarrow \hat{N}(u_n)$

f) $N_1 \leftarrow \hat{N}(u_{n+1}^{q})$

g) Si $\left|\frac{u_{n+1}^{q} - u_{n+1}^{q-1}}{u_{n+1}^{q-1}}\right| \leq tolérance$

$u_{n+1} \leftarrow u_{n+1}^{q}$ **break** (|| sort de la boucle d'itérations en q)

Algorithme 3.1 : La méthode SSFM symétrique

3.4. Considérations numériques

Cet algorithme de base nous permet de développer un programme de simulation de propagation de solitons, dont les résultats seront présenté et discuté dans ce même chapitre.

Il est clair que si la propagation linéaire du champ est calculée dans l'espace des fréquences spatiales et/ou temporelles, l'intervention de la perturbation non linéaire a lieu dans l'espace direct. Ceci implique de nombreuses transformées de Fourier successives. Le profil du champ électrique étant échantillonné, il s'agit en réalité de transformé de Fourier discrètes, effectuées en utilisant un algorithme de Transformée de Fourier Rapide (***Fast Fourier Transform*** ou **FFT**).

L'échantillonnage implique que le profil du champ soit défini sur une fenêtre spatiale et/ou temporelle. L'algorithme de **FFT** appliqué à un vecteur de N points (ou une matrice de NxN points) revient mathématiquement à effectuer une transformée de Fourier discrète sur un vecteur (ou une matrice) de dimension infinie formé(e) par la reproduction périodique du profil défini sur la fenêtre de départ. De ce fait, afin d'éviter l'apparition de fréquences parasites élevées, il est nécessaire de veiller à n'introduire aucune discontinuité entre les deux extrémités de la fenêtre de calcul. Une première

méthode consiste à placer des absorbeurs afin d'éliminer toute énergie se rapprochant trop près du bord de la fenêtre. Nous adopterons cependant une technique plus simple et évitant une perte d'énergie au cours de la propagation : lors de la définition du profil du champ, car le profil choisi a la particularité d'avoir une dérivée du champ en module et en phase, suivant les dimensions spatiales et/ou temporelle, nulle aux bords de la fenêtre. On obtient donc une fonction continue lors de la reproduction périodique de cette fenêtre.

L'ensemble de la programmation se faisant sur **MATLAB**, on utilisera l'algorithme de **FFT** proposé par ce logiciel. Il est légitime de s'interroger quant aux erreurs dues aux transformées de Fourier discrètes successives. Ces dernières pourraient s'accumuler pour aboutir à des résultats de propagation complètement faux. R.A. Fisher et *al,* montrent qu'à priori, les **FFT** successives n'entraînent pas de cumul d'erreur [54]. Cependant, afin de surveiller le bon déroulement des calculs, on enregistre au cours de la propagation certaines données utiles pour détecter un éventuel problème. En premier lieu, l'évolution de l'énergie contenue dans la fenêtre de calcul est contrôlée après chaque tranche. Cette énergie doit être constante lors de la propagation, si le milieu est supposé sans perte.

Enfin, il est possible d'établir des critères permettant de définir la valeur des tranches Δz. Ces critères dépendent de la perturbation non linéaire maximale, et de celle des différentes dispersions prises en considération dans ce travail. On effectue donc un contrôle afin de déterminer si Δz prend la valeur minimale des deux distances.

3.4.1. Choix des pas d'échantillonnage

3.4.1.1. Pas d'échantillonnage temporel Δt

L'utilisation de simulations numériques implique un échantillonnage du profil du champ. Les pas d'échantillonnage doivent être choisis avec précaution. Le théorème de Shannon donne bien sûr une première limite à respecter :

$$\Delta t = 1/2f_{max} \tag{3.12}$$

Mais cette condition concerne uniquement l'opération de transformée de Fourier discrète. Une autre condition vient compléter cette condition et mettre une limite inferieure sur le pas d'échantillonnage temporel et transverse. En effet, un pas trop fin impliquerait la possibilité de faire apparaître, au cours de la propagation, des fréquences spatiales ou temporelles trop élevées. Les critères obtenus sur les pas d'échantillonnage Δx, Δt s'écrivent [2]:

$$\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} \ll \frac{n_0^2}{\lambda_0^2} \tag{3.13}$$

Dans notre cas le champ est unidimensionnel ((1+1)D), et ne dépend plus que d'une coordonnée transverse. Le profil spatial est ainsi simplement décrit par un vecteur 1xM, c'est-à-dire qu'un seul point est utilisé pour caractériser une des dimensions spatiales. La condition devient donc simplement [2]:

$$\Delta x \ \ ou \ \ \Delta y \gg \lambda_0/n_0 \tag{3.14}$$

La traduction temporelle la condition précédente devient [2]:

$$\Delta t \gg 1/\omega_0 \tag{3.15}$$

3.4.1.2. Pas d'échantillonnage en propagation Δz

Les limites du pas de propagation dépendent bien sur du théorème de Shannon mais aussi de la résolution de la propagation. Nous ferons varier le pas en fonction de la distance de propagation qui n'est autre que la longueur de la fibre, qui variera aussi d'une simulation à une autre, suivant nos besoins.

3.5. Résultats de la simulation

Nous présentons ici et discutons les résultats obtenus de la simulation, par la méthode à pas fractionnaires, de la propagation de solitons dans une fibre optique.

L'équation **NLSE** aura la forme suivante dans le cas général en considérant les effets linéaires, non-linéaires, et ceux d'ordre supérieur [2]:

$$i\frac{\partial A}{\partial z}+\frac{i}{2}\alpha A-\frac{1}{2}\beta_2\frac{\partial^2 A}{\partial T^2}-\frac{i}{6}\beta_3\frac{\partial^3 A}{\partial T^3}+\gamma\left[|A|^2A+\frac{i}{\omega_0}\frac{\partial}{\partial T}\left(|A|^2A\right)-T_R A\frac{\partial|A|^2}{\partial T}\right]=0 \quad (3.16)$$

Où $\omega_0=\frac{2\pi c}{\lambda}$ est la fréquence optique de la porteuse et T_R est le retard de la réponse Raman.

- Le deuxième terme de l'équation décrit les pertes dues aux phénomènes d'absorption.
- Le troisième terme décrit la dispersion d'ordre 2 (celle d'ordre 1 est déjà incluse dans le changement de variable $T=t-\frac{z}{v_g}=t-\beta_1 z$).
- Le quatrième terme décrit la dispersion d'ordre 3 (on pourrait aller plus loin et inclure même les dispersions d'ordres élevés).
- Le cinquième terme décrit l'auto- modulation de phase.
- Le sixième terme inclut l'effet d'auto- raidissement de l'impulsion.
- Le septième terme décrit le retard que met la réponse Raman ou Brillouin met avant d'apparaître.

Cette équation peut être normalisée en utilisant trois variables a petite dimension.

$$U=\frac{A}{\sqrt{P_0}},\qquad \xi=\frac{Z}{L_D},\qquad \tau=\frac{T}{T_0} \quad (3.17)$$

Un autre paramètre peut être définit : $u=NU=(\gamma L_D)^{1/2}A$

Où P_0 est l'intensité maximale, T_0 est la largeur de l'impulsion, L_D est la longueur de dispersion donnée par l'équation (2.10), et N est l'ordre du soliton donné par l'équation (2.12).

On pourra écrire [2]:

$$i\frac{\partial u}{\partial \xi}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2}+|u|^2u+\frac{i}{2}\Gamma u=i\delta_3\frac{\partial^3 u}{\partial \tau^3}-is\frac{\partial}{\partial \tau}\left(|u|^2u\right)+\tau_R u\frac{\partial|u|^2}{\partial \tau} \quad (3.18)$$

Avec :

$$\Gamma=\alpha L_D, \quad \delta_3=\frac{\beta_3}{6T_0|\beta_2|}, \quad s=\frac{1}{\omega_0 T_0}, \quad \tau_R=\frac{T_R}{T_0} \tag{3.19}$$

3.5.1. Propagation d'un soliton fondamental dans une fibre optique

On aborde les résultats de simulation par le cas le plus simple celui d'un soliton fondamental clair unidimensionnel se propageant le long d'une fibre optique en négligeant les effets d'ordre supérieur et les pertes de la fibre. L'équation **NLSE** sera de la forme [2]:

$$i\frac{\partial u}{\partial \xi}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2}+|u|^2 u=0 \tag{3.20}$$

La solution d'un tel soliton a déjà été évoquée dans le chapitre précédent par l'équation (2.6). Précisons que pour cette simulation la propagation se fait dans une fibre optique sans perte, avec une aire effective pour le mode de propagation A_{eff}=55 μm^2, un indice de réfraction non linéaire n_2=2,7.10^{-20}m^2.W^{-1} le coefficient de non linéarité Kerr de la fibre est donné par la formule [2] :

$$\gamma=\frac{n_2\omega_0}{cA_{eff}} \tag{3.21}$$

et sa valeur sera γ= 0,002m^{-1}.W^{-1}. La longueur d'onde de l'impulsion λ= 1550nm, ce qui défini le paramètre de dispersion, pour une fibre standard, à D=17 $ps/km.nm$, et la dispersion d'ordre 2 (**GVD)** proportionnelle à

$$\beta_2=-\frac{D.\lambda^2}{2\pi.c}=-0{,}0217\,ps^2/m$$

Le soliton étant fondamental, l'ordre N donné par l'équation (2.12) sera égale à 1. La largeur à mi- hauteur du signal d'entrée est : T_0=25 ps avec une puissance P_0 requise pour supporter un soliton clair fondamental est alors donnée par [2]:

$$P_0=\frac{|\beta_2|}{\gamma T_0^2} \tag{3.22}$$

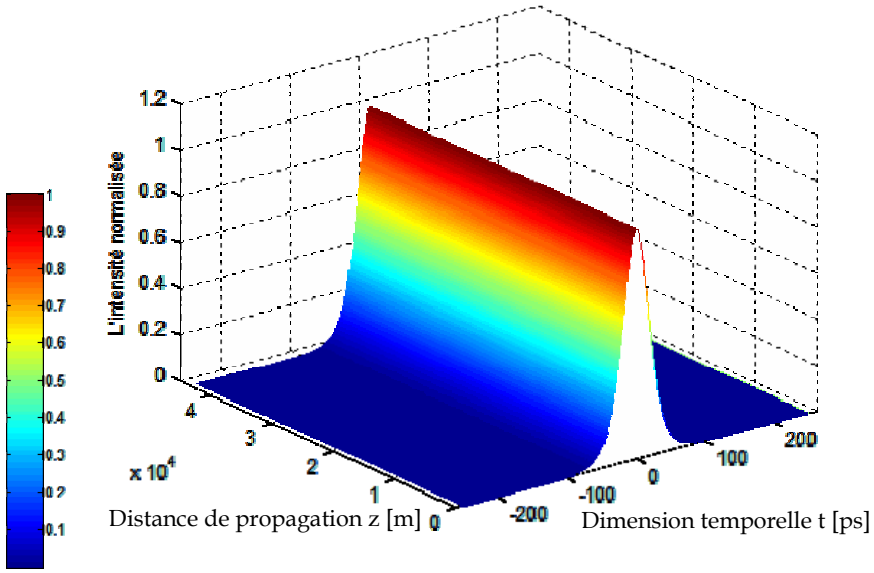


Figure 3.2. Simulation numérique de la propagation d'un soliton fondamental clair sur une période soliton

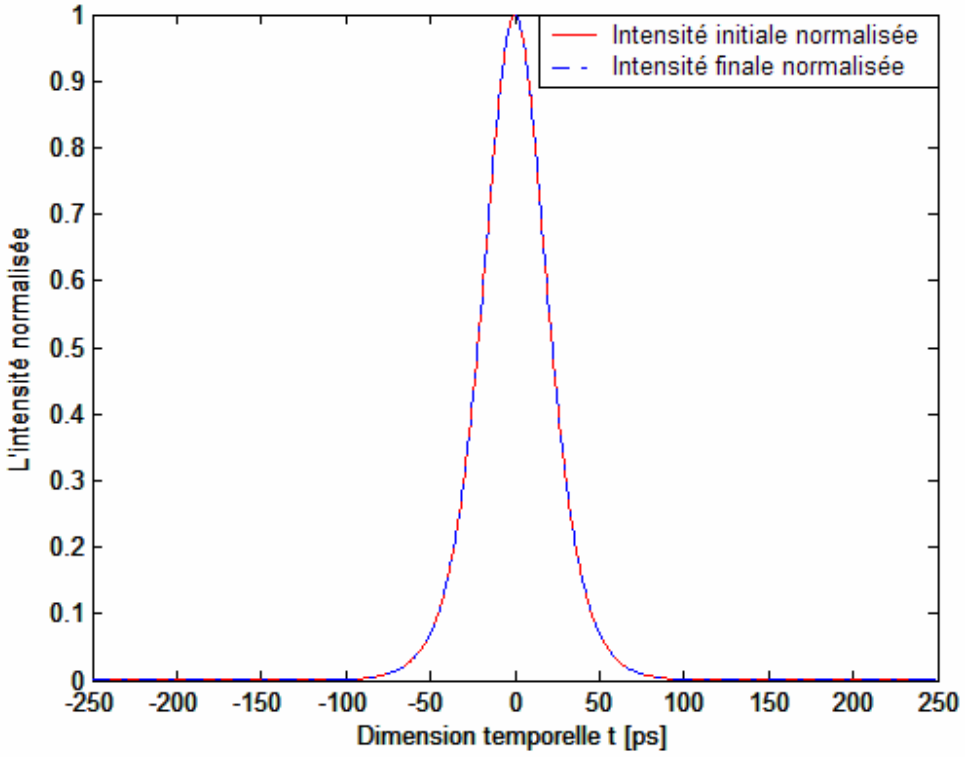


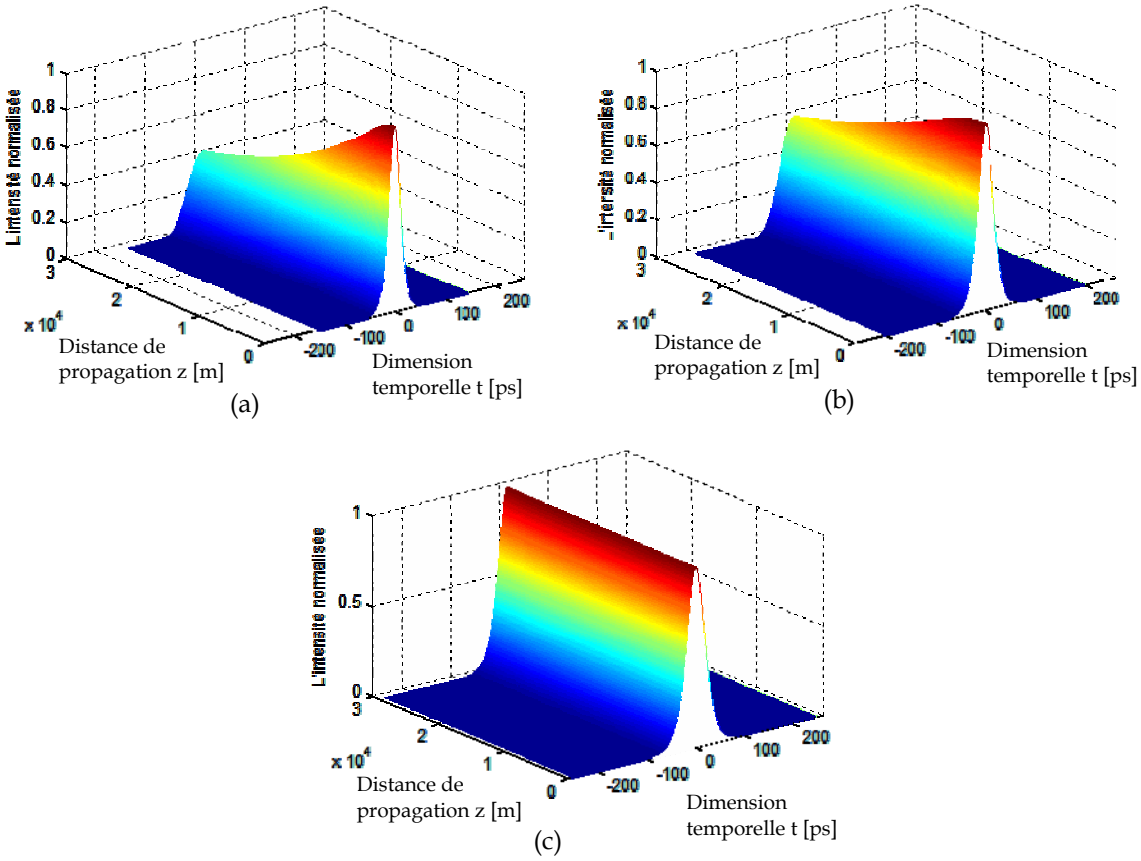
Figure 3.3. Propagation d'une impulsion soliton dans une fibre optique sans perte

Il est aisé de constater de la figure (**Fig. 3.2.**) que dans le cas où le rapport N=1, l'impulsion de type sécante hyperbolique se propage sans distorsion sur toute la fibre (soliton fondamental). La longueur de la fibre est $L=L_D$

La deuxième figure (**Fig. 3.3.**) nous permet de voir que sans perte le soliton fondamental se propage sans la moindre atténuation, déformation ou distorsion. On peut donc déduire que la dispersion et l'effet Kerr s'auto-annulent pour donner à la fin de la propagation une impulsion identique. Il est à noter que seuls ces deux effets là ont été pris en considération.

3.5.2. Les différents régimes de propagation

On simulera les deux régimes de diffraction et de propagation non-linéaire pour illustrer la dépendance de l'effet soliton au rapport L_D/L_{NL}.



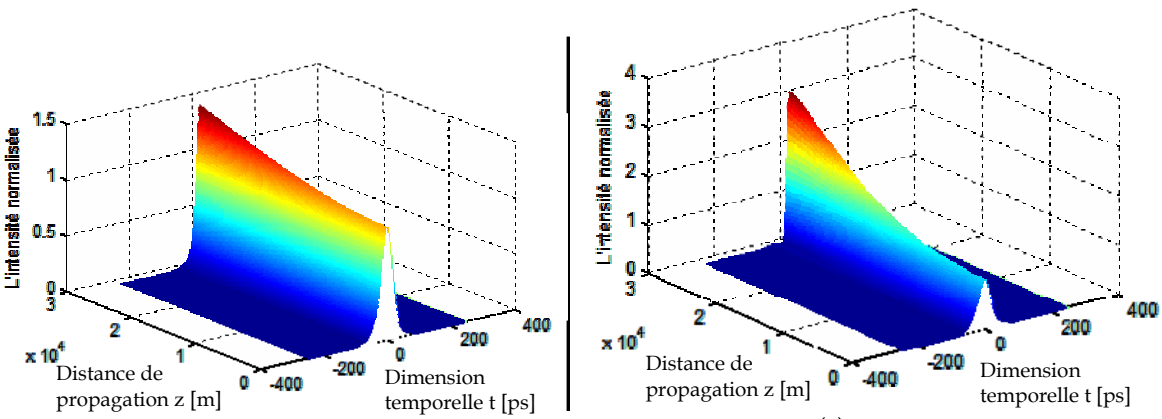


Figure. 3.4. Les profils (a), (b), (c), (d) et (e) correspondent à la propagation d'un faisceau initial sécante hyperbolique pour différentes puissances initiales. (a) Régime linéaire pour $L_D<<L_{NL}$. (b) Puissance intermédiaire où l'effet non linéaire commence à apparaître $L_D<L_{NL}$. (c) Régime soliton obtenu avec un profil de sécante hyperbolique en entrée avec $L_D=L_{NL}$. (d) Puissance intermédiaire où l'effet linéaire commence à disparaitre $L_D>L_{NL}$. (e) Régime non-linéaire pour $L_D>>L_{NL}$.

Les figures [**Fig. 3.4.** (a) et (b)] correspondent à un régime linéaire (ou de diffraction) où : $L \geq L_D \ll L_{NL}$ (ou $L_D<L_{NL}$). Dans ce cas, la non-linéarité ne dispose pas d'une distance suffisante pour se manifester et le terme linéaire est prépondérant. Ce régime correspond à des faisceaux de faible intensité. On constate qu'à la fin de sa propagation, l'impulsion subit une atténuation qu'on voit bien sur les figures (a) et (b), mais aussi un élargissement dans le domaine temporel qu'illustre la figure (**Fig. 3.5.**). Nous avons choisi le cas ($L_D<<L_{NL}$) pour mieux voir ce phénomène.

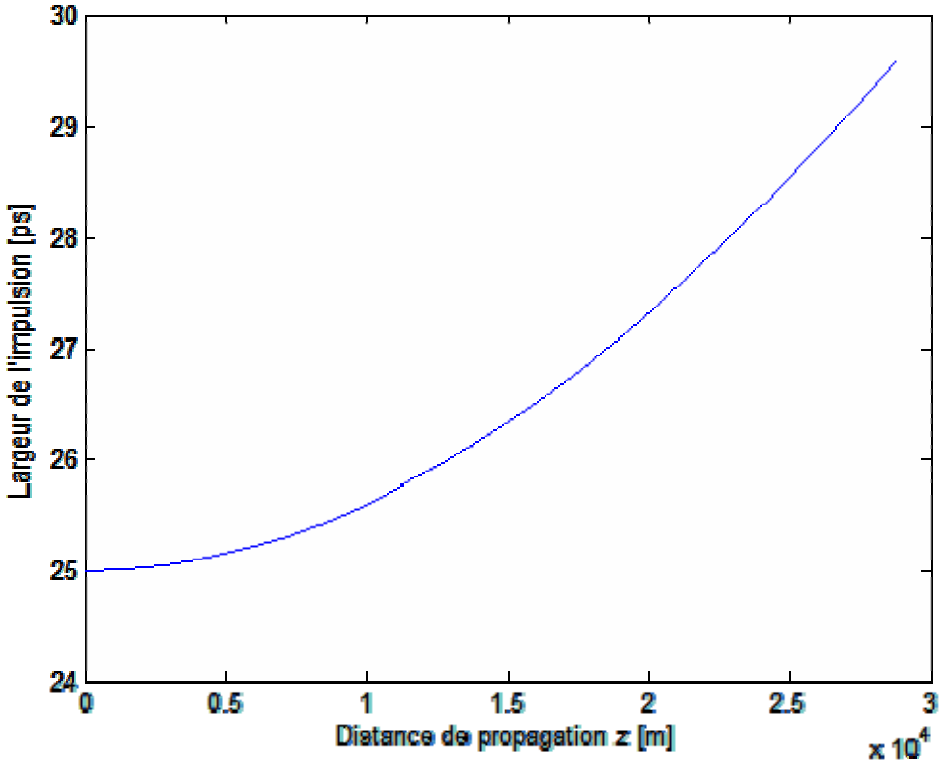


Figure. 3.5. Évolution de la largeur de l'impulsion lors de la propagation en régime linéaire (L_D<<L_{NL})

La figure [**Fig. 3.4.** (c)] correspond à un l'équilibre du soliton fondamental, où L_D=L_{NL}. Il est clair que ce régime et celui de l'autofocalisation, et que les deux régimes de diffraction et de propagation non-linéaire s'opposent. Néanmoins, pour un tel régime de propagation il existe visiblement une forme particulière de puissance, celle donnée par l'équation (3.22). On voit bien à travers cette figure que durant sa propagation l'impulsion ne subit quasiment pas la moindre atténuation, et la figure (**Fig. 3.6.**) nous permet de constaté qu'il n'y a pas d'élargissement. Après une propagation de *28845 m* soit *28,845 km* la largeur de l'impulsion est de *24,9955 ps* soit une différence absolue par rapport à la largeur initiale de *0,0045 ps* et différence relative de *0,018%*, qui est largement acceptable.

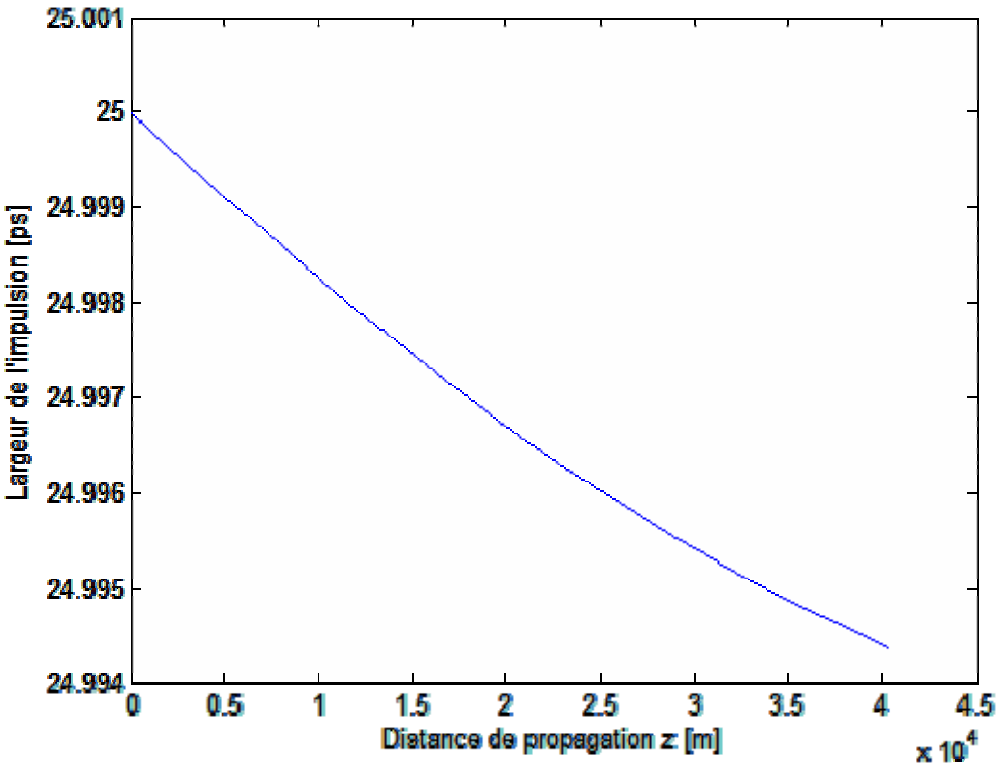


Figure. 3.6. Évolution de la largeur de l'impulsion lors de la propagation en régime soliton (L_D=L_{NL})

Les deux [**Fig. 3.4.** (d) et (e)] correspondent à un régime non linéaire où $L \geq L_{NL} \ll L_D$ (ou L_{NL}<L_D). Cette fois, seul l'effet non linéaire est dominant, la diffraction étant négligeable sur la longueur de propagation L. Ce régime correspond à des faisceaux de forte intensité. On constate qu'à la fin de sa propagation, l'impulsion subit une forte autofocalisation, qu'on voit bien sur les figures [**Fig. 3.4.** (e) et (d)], mais aussi un rétrécissement dans le domaine temporel qu'illustre la figure (**Fig. 3.7.**). Nous avons choisi le cas (L_D>>L_{NL}) pour mieux voir ce phénomène.

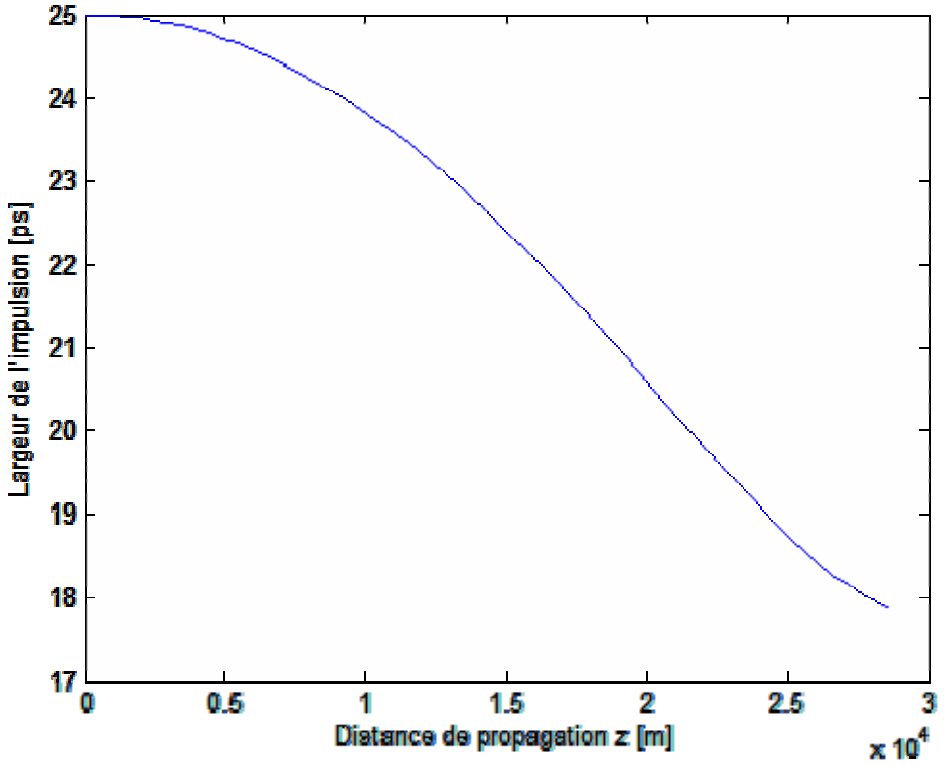


Figure. 3.7. Évolution de la largeur de l'impulsion lors de la propagation en régime non linéaire (L_D>>L_{NL})

3.5.3. Influence de la dispersion d'ordre inferieur sur la propagation des solitons fondamentaux

Nous illustrons la propagation d'un soliton dans une fibre optique encore une fois sans perte, nous garderons la même valeur de l'aire effective pour le mode de propagation A_{eff}=55 μm^2, l'indice de réfraction non linéaire n_2=2,7.$10^{-20} m^2.W^{-1}$, le coefficient de non linéarité Kerr γ= 0,002$m^{-1}.W^{-1}$ et la longueur d'onde de l'impulsion λ= 1550nm de largeur T_0=25 ps. La puissance de l'impulsion sera celle donnée par l'équation (3.22) et qui nous permettra d'atteindre l'équilibre soliton.

En variant la valeur du paramètre de la dispersion D, la dispersion d'ordre deux variera aussi. La figure suivante nous résume les résultats obtenus:

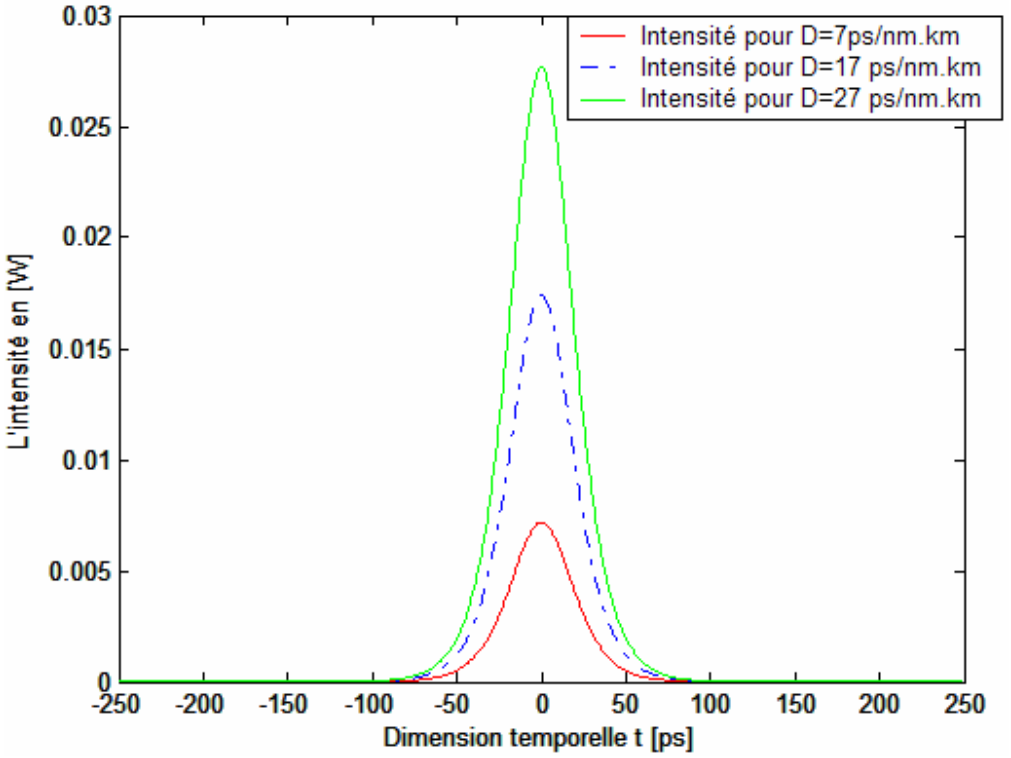


Figure. 3.8. Propagation d'une impulsion soliton à différentes valeur du paramètre de dispersion D

L'impulsion étant un soliton fondamental, la courbe en rouge est celle d'avant et après propagation pour une valeur du paramètre de dispersion D=*7ps/nm.km*, les deux courbes étant superposé. Idem pour la courbe en bleu et celle en vert pour respectivement D=*17ps/nm.km* et D=*27ps/nm.km*, elles représentent à la fois l'impulsion avant et après propagation, car les impulsions ne subissent aucune déformation.

Nous voyons bien la variation de l'intensité pour chacune des valeurs du paramètre de dispersion. Cette intensité est proportionnelle à la valeur du paramètre de dispersion D. Donc il est clair qu'une grande valeur de D nous donnera un équilibre soliton avec une forte intensité, mais d'un autre coté la longueur de dispersion L_D sera plus courte, car elle est inversement proportionnelle à D. Pour D=*7ps/nm.km* nous aurons une distance L_D =*70052m*, pour D=*17ps/nm.km* nous aurons une distance L_D =*28845m*, et enfin pour D=27 *ps/nm.km* nous aurons une distance L_D =*18162m*. D'où l'obligation

de trouver le meilleur compromis selon nos besoins, car avoir une dispersion élevée n'est pas toujours qu'un inconvénient.

3.5.4. Influence de l'aire effective sur les solitons fondamentaux

Nous reprenons la même impulsion utilisée dont la première simulation, avec variation de l'aire effective A_{eff} pour illustrer son impact sur les paramètres de l'équilibre soliton. Ce paramètre vari d'une fibre a une autre, mais nous nous contenterons de trois valeurs qu'on trouve dans les fibres les plus utilisées.

L'indice de réfraction non linéaire n_2=2,7.10^{-20}*m²*.W^{-1}, le coefficient de non linéarité Kerr γ aura des valeurs suivant celles de A_{eff}, le paramètre de dispersion D=17*ps/nm.km*, la longueur d'onde de l'impulsion λ= 1550*nm*, de largeur T_0=25 *ps*, et une dispersion d'ordre deux proportionnelle a β_2= *-0,0217 ps/nm.km*.

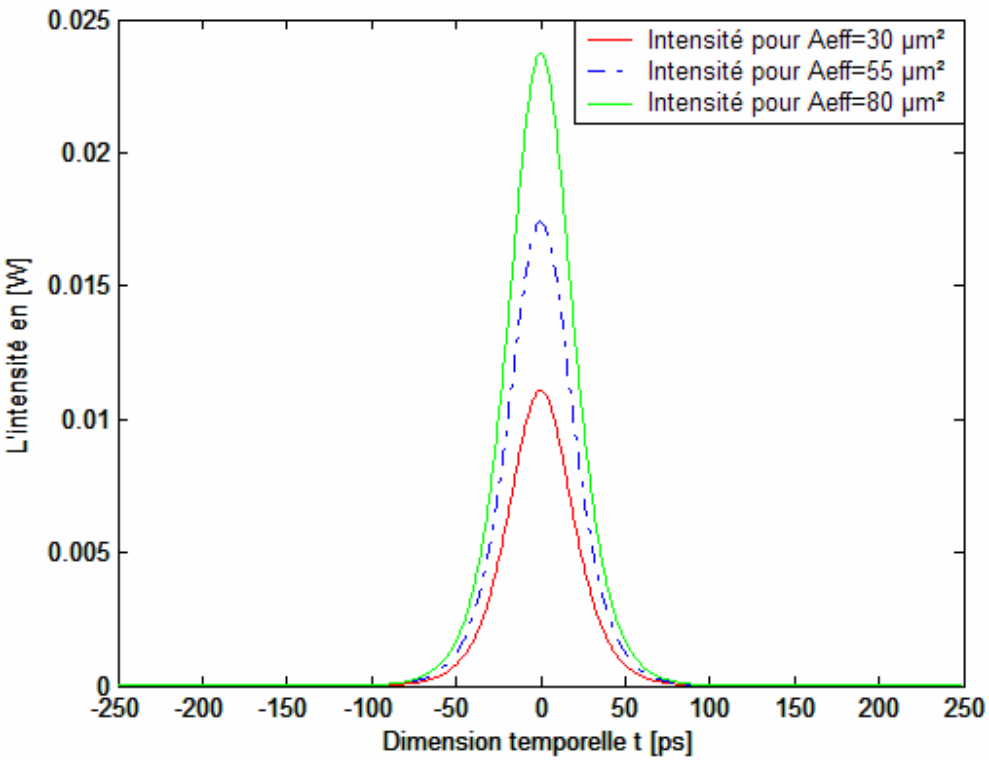


Figure. 3.9. Propagation d'une impulsion soliton à différentes valeur du paramètre A_{eff}

Comme pour la simulation précédente l'impulsion étant un soliton fondamental, la courbe en rouge est celle avant et après propagation pour une valeur A_{eff}=*30µm²*. Idem

pour la courbe en bleu et celle en vert pour respectivement $A_{eff}=55\mu m^2$ et $A_{eff}=80\mu m^2$, elles représentent à la fois l'impulsion avant et après propagation.

L'intensité maximale est proportionnelle à la valeur de A_{eff}. La relation entre ces deux paramètres découle de la relation (3.22), où la puissance dépend du coefficient de non linéarité Kerr γ qui dépend du paramètre A_{eff}, d'où une autre forme de cette expression de la puissance de l'impulsion qui permet de voir le lien entre ces deux paramètres [2]:

$$P_0 = \frac{cA_{eff}|\beta_2|}{n_2\omega_0 T_0^2} \tag{3.23}$$

Pour $A_{eff}=30\mu m^2$, $\gamma=0.0036\ m^{-1}.W^{-1}$

Pour $A_{eff}=55\mu m^2$, $\gamma=0.0020\ m^{-1}.W^{-1}$

Pour $A_{eff}=80\mu m^2$, $\gamma=0.0014\ m^{-1}.W^{-1}$

La figure (**Fig. 3.9.**) nous permet de constater qu'une diminution de la puissance peut nous permettre de garder le régime soliton. En diminuant la valeur de A_{eff} on confine toute la puissance de l'impulsion dans une surface plus petite, ce qui rend l'effet de Kerr beaucoup plus conséquent et une augmentation de la distance L_{NL}.

3.5.5. Impact des pertes de la fibre sur la propagation des solitons

L'impulsion soliton résulte d'un équilibre entre les effets non-linéaire et dispersif, mais pour garder ce caractère soliton, l'intensité doit être maintenue durant la propagation. Les pertes engendrées par la fibre son déterminant, car ils provoquent une atténuation de l'impulsion le long de la fibre, et cette perte de puissance s'accompagne d'un étalement temporel de l'impulsion. En prenant en considération les pertes de la fibre, tout en négligeant les effets d'ordre supérieur pour mieux voir l'impact de ce phénomène l'équation (3.18) sera comme suit [2]:

$$i\frac{\partial u}{\partial \xi}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2}+|u|^2 u+\frac{i}{2}\Gamma u=0 \tag{3.24}$$

La figure (**Fig. 3.10.**) nous permet de voir la propagation d'une impulsion soliton de longueur d'onde de l'impulsion $\lambda = 1550nm$ et de largeur T_0=15 *ps*, dans une fibre optique, dont l'aire effective pour le mode de propagation A_{eff}=55 μm^2, l'indice de réfraction non linéaire n_2=2,7.$10^{-20} m^2.W^{-1}$, le coefficient de non linéarité Kerr γ=0,002$m^{-1}.W^{-1}$, sur une distance L=4L_D. La puissance de l'impulsion sera celle donnée par l'équation (3.22) et qui nous permettra d'atteindre l'équilibre soliton. La valeur du coefficient d'atténuation sera α_{dB}= *0,23*dB/*km*.

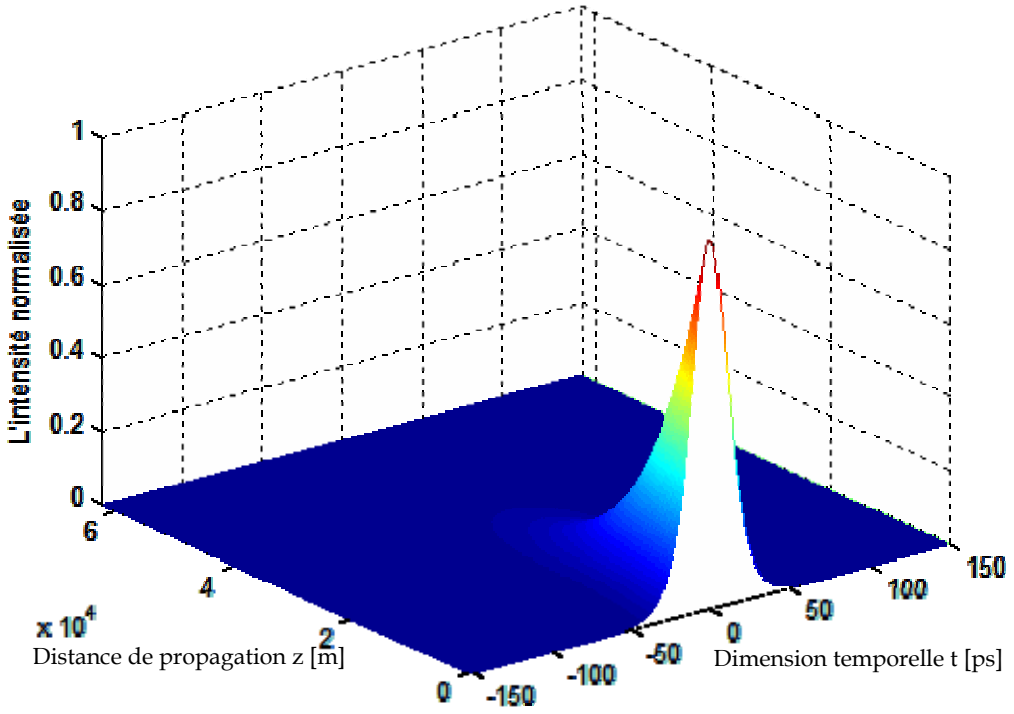


Figure. 3.10. Propagation d'une impulsion soliton dans une fibre optique sur une distance L=4L_D avec un coefficient d'atténuation α_{dB}=0.23dB/km

La figure (**Fig. 3.10.**) montre qu'a la fin de la propagation l'impulsion est totalement atténuée. Une conséquence directe sera l'élargissement temporel, car rappelons que la largeur d'une impulsion soliton est inversement proportionnelle à son

amplitude. L'étalement temporel subit par l'impulsion durant sa propagation sur une distance $L=4L_D$ est visible sur la figure (**Fig. 3.11.**).

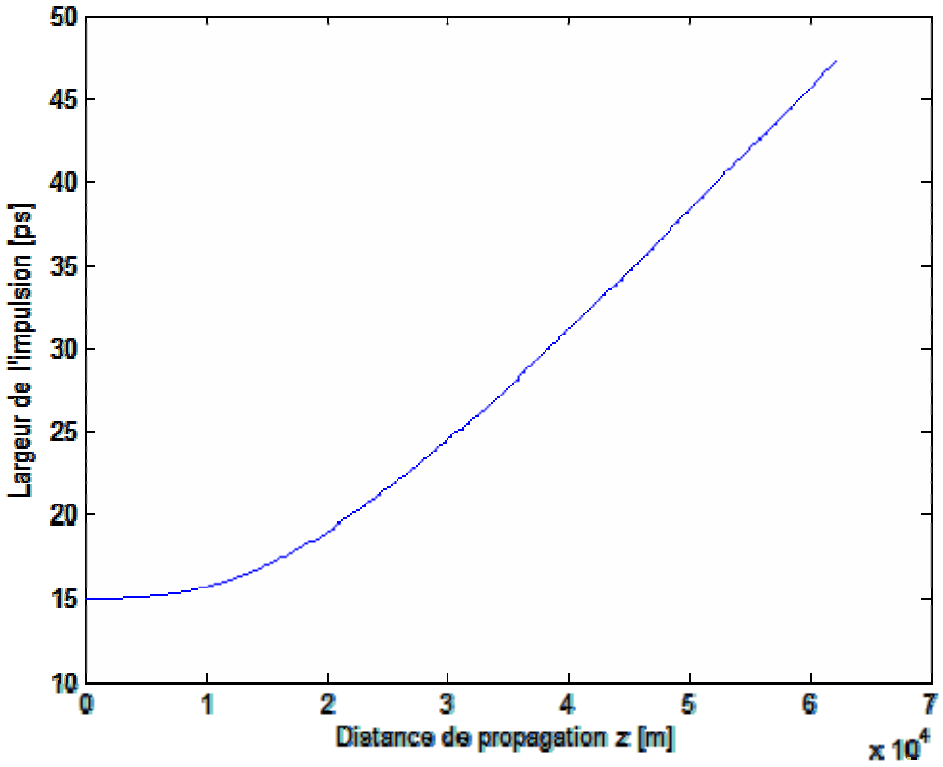


Figure. 3.11. Évolution de la largeur de l'impulsion lors de la propagation dans une fibre avec perte ($\alpha_{dB}=0.23dB/km$) sur une distance $L=4L_D$

Ces pertes en amplitude s'accompagnent d'une perte énergétique que l'on peut observer sur la figure (**Fig. 3.12.**). Il est clair qu'à la fin de la propagation l'énergie totale de l'impulsion est perdue. Signalons qu'à la fin l'impulsion avait parcourue une distance $L=4L_D= 62305m$.

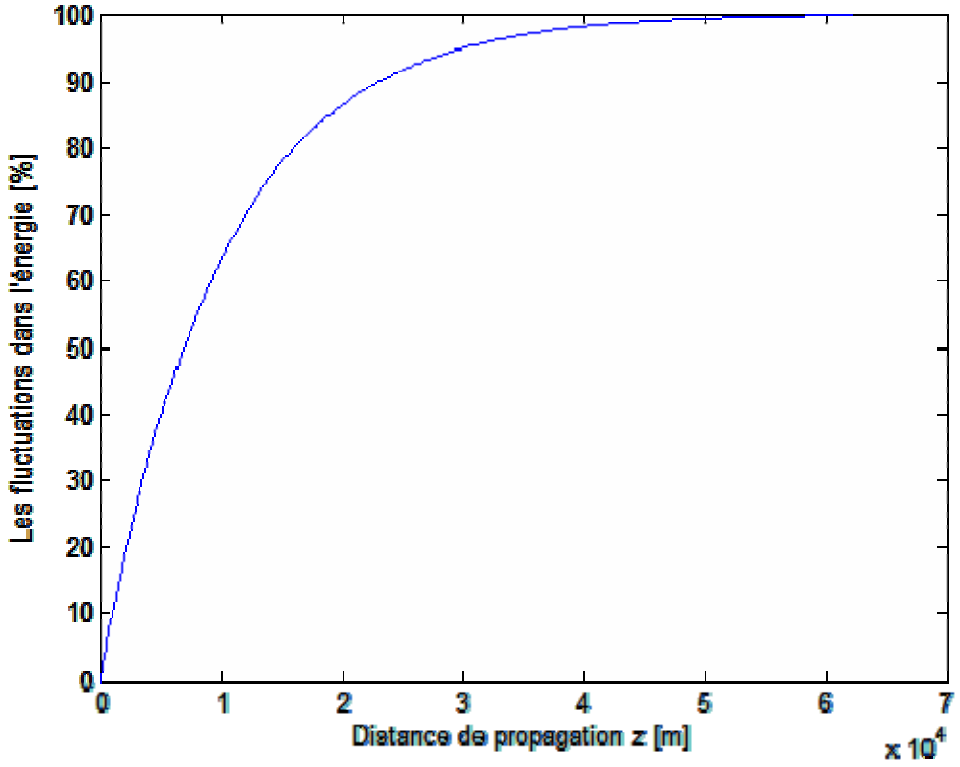


Figure. 3.12. Évolution de la fluctuation dans l'énergie de l'impulsion durant la propagation dans une fibre avec perte (α_{dB}=0.23dB/km) sur une distance L=4L_D

Des solutions numériques de l'équation (3.24) démontrent que si αz<<1, on aura une atténuation acceptable. À noter que pour notre simulation $\alpha z=3.1152$.

Pour faire survivre une impulsion dans une fibre avec perte une des solutions les plus performantes serait de modifier les propriétés dispersives de la fibre, pour donner naissance à une famille de fibre appelée (**DDFs**) caractérisée par la diminution de leur **GVD** de façon à compenser l'énergie perdue par les pertes de la fibre.

Nous reprenons la même simulation précédente en introduisant cette solution, avec une **GVD** décroissante exponentiellement [2]:

$$|\beta_2(z)|=|\beta_2(0)|\ exp(-\alpha z) \qquad (3.25)$$

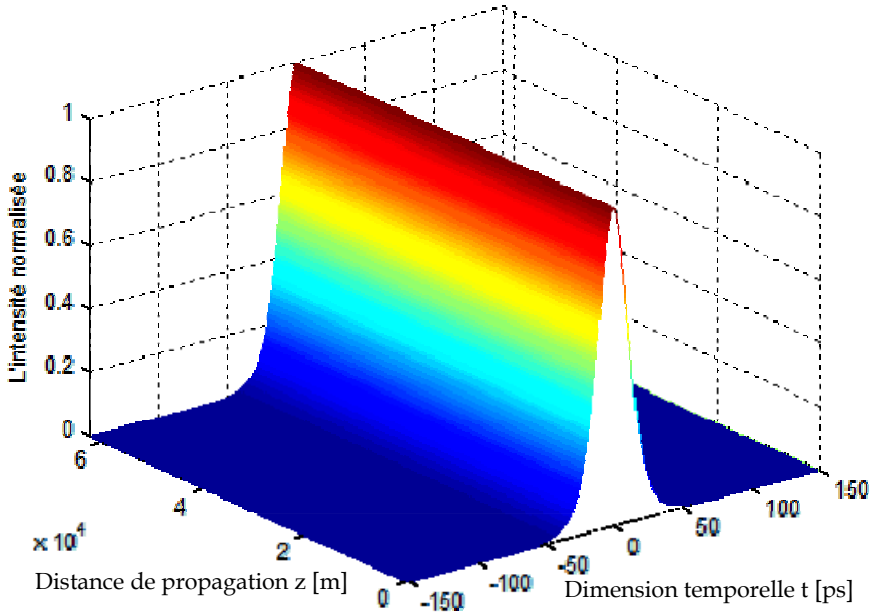


Figure. 3.13. Propagation d'une impulsion soliton dans une fibre optique sur une distance $L=4L_D$ avec un coefficient d'atténuation $\alpha_{dB}=0.23dB/km$ et une dispersion d'ordre deux exponentiellement décroissante

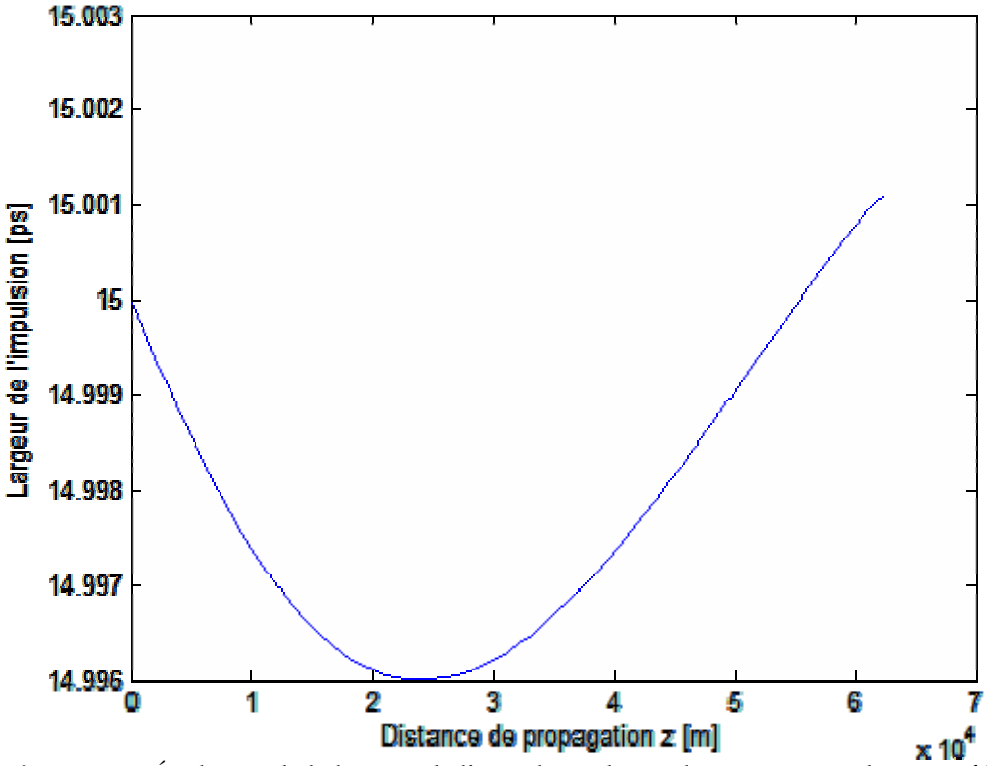


Figure. 3.14. Évolution de la largeur de l'impulsion durant la propagation dans une fibre avec perte ($\alpha_{dB}=0.23dB/km$) et une dispersion d'ordre deux exponentiellement décroissante

L'impulsion arrive à se propager sans atténuation, comme le montre la figure (**Fig. 3.13.**), ni étalement temporel comme nous pouvons très bien le constater dans la figure (**Fig. 3.14.**). Ce résultat peut s'expliquer par le fait que dans le cas d'un soliton fondamental sans perte, l'effet non-linéaire cause une autofocalisation maitrisée par la diffraction issue de la dispersion, mais dans notre cas-ci en introduisant une dispersion exponentiellement décroissante, l'effet de diffraction est moins important mais les pertes de la fibre viennent s'ajouter à la dispersion pour compenser à eux deux l'autofocalisation causée par l'effet non-linéaire.

3.5.6. Les effets d'ordre supérieur

Les propriétés optiques des solitons sont basées sur l'équation **NLSE.** Quand l'impulsion à l'entrée de la fibre est de très courte durée (T_0<5*ps*), il devient nécessaire de prendre en considération les effets non-linéaires et dispersifs d'ordre supérieur.

3.5.6.1. Effets de la dispersion d'ordre trois

Bien que la contribution de la dispersion d'ordre inferieur soit dominante dans la plupart des systèmes de communications optiques, il est parfois nécessaire d'inclure le terme d'ordre élevé proportionnel à β_3. La dispersion d'ordre supérieur est souvent limitée a celle du troisième ordre (**TOD**), dont les effets sur la propagation des solitons ne sont importants qu'en cas d'utilisation d'impulsion ultra courte, ou lorsque l'impulsion se propage autour de la longueur d'onde de dispersion nulle λ_D. Afin de mieux voir son effet nous négligerons tous les autres effets d'ordre supérieur et l'équation (3.18) se résumera à [2]:

$$i\frac{\partial u}{\partial \xi}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2}+|u|^2 u = i\delta_3\frac{\partial^3 u}{\partial \tau^3} \tag{3.26}$$

La figure suivante présente la propagation d'une impulsion très brève de largeur T_0=*0,01ps=10 fs* de longueur d'onde λ= *1550nm*, l'aire effective pour le mode de propagation A_{eff}=55 μm^2, l'indice de réfraction non linéaire n_2=2,7.$10^{-20} m^2.W^{-1}$, le

coefficient de non linéarité Kerr $\gamma = 0{,}002m^{-1}.W^{-1}$, une dispersion d'ordre deux proportionnelle a $\beta_2 = -0{,}0217\ ps^2/m$. En présence de dispersion d'ordre élevée proportionnelle à $\beta_3 = 0{,}0001\ ps^3/m$.

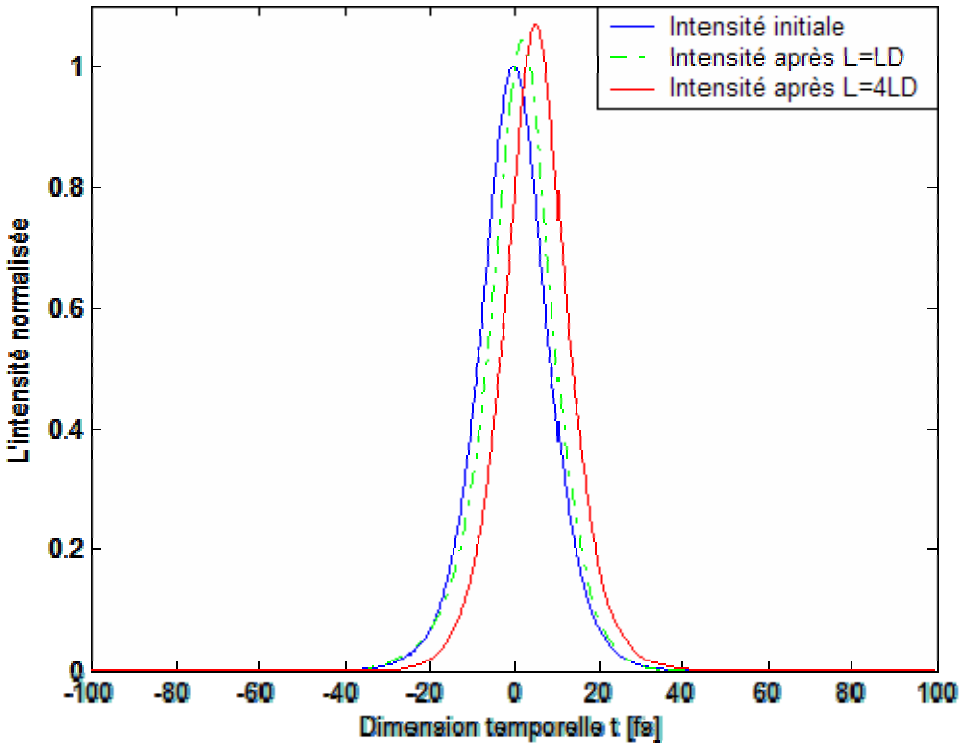


Figure. 3.15. Propagation d'une impulsion soliton ultra-courte de largeur $T_0=10fs$ sur différentes distances en présence de la dispersion de troisième ordre

En observant les différentes courbes représentées dans la figure (**Fig. 3.15.**), on remarque que la dispersion d'ordre supérieur influe énormément sur la transmission grande distance, car la distorsion devient plus importante avec l'augmentation de la longueur de la fibre. A noter que la longueur de dispersion L_D est proportionnelle à la largeur de l'impulsion, et que pour des impulsions ultra-courtes cette longueur devient aussi très courte. Comme rappel pour une largeur $T_0=25ps$ on avait une longueur $L_D=28845m$, et pour une largeur $T_0=0{,}01ps$ la longueur $L_D=4{,}6.10^{-3}m$.

De plus en introduisant cette dispersion de troisième ordre, un autre paramètre fait son apparition, il s'agit de la longueur où la dispersion d'ordre trois donné par l'équation [2]:

$$L'_D = T_0^3/|\beta_3| \qquad (3.27)$$

Pour cette simulation L_D est légèrement inferieur à L'_D, ce qui explique que les distorsions subit par l'impulsion restent acceptables.

Pour la figure (**Fig. 3.16.**) l'impulsion choisie est encore plus courte afin de bien voir les difficultés que nous pourrons rencontrer lors d'une transmission d'impulsions ultra-courtes.

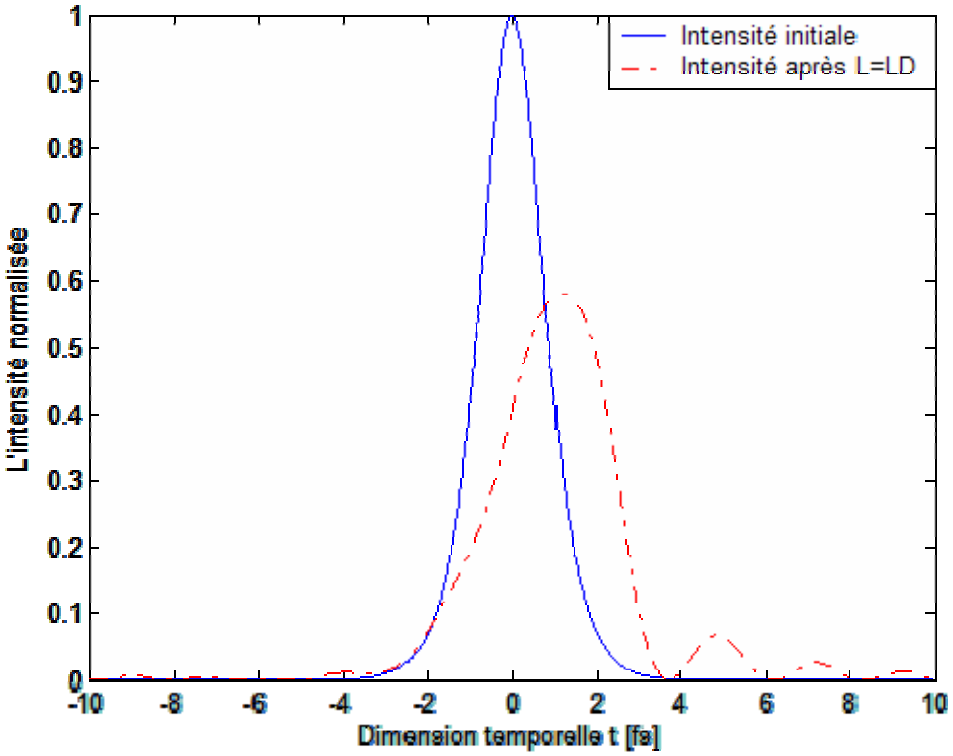


Figure. 3.16. Propagation d'une impulsion soliton ultra-courte de largeur T_0=*1fs* sur une distance L=L_D en présence de la dispersion de troisième ordre

La figure (**Fig. 3.16.**) montre clairement l'effet induit par la dispersion de troisième ordre sur une impulsion de largeur T_0=1 *fs*, après une propagation de L=L_D où L_D> L'_D.

La figure (**Fig. 3.17**) nous montre l'évolution de la largeur de l'impulsion durant la propagation.

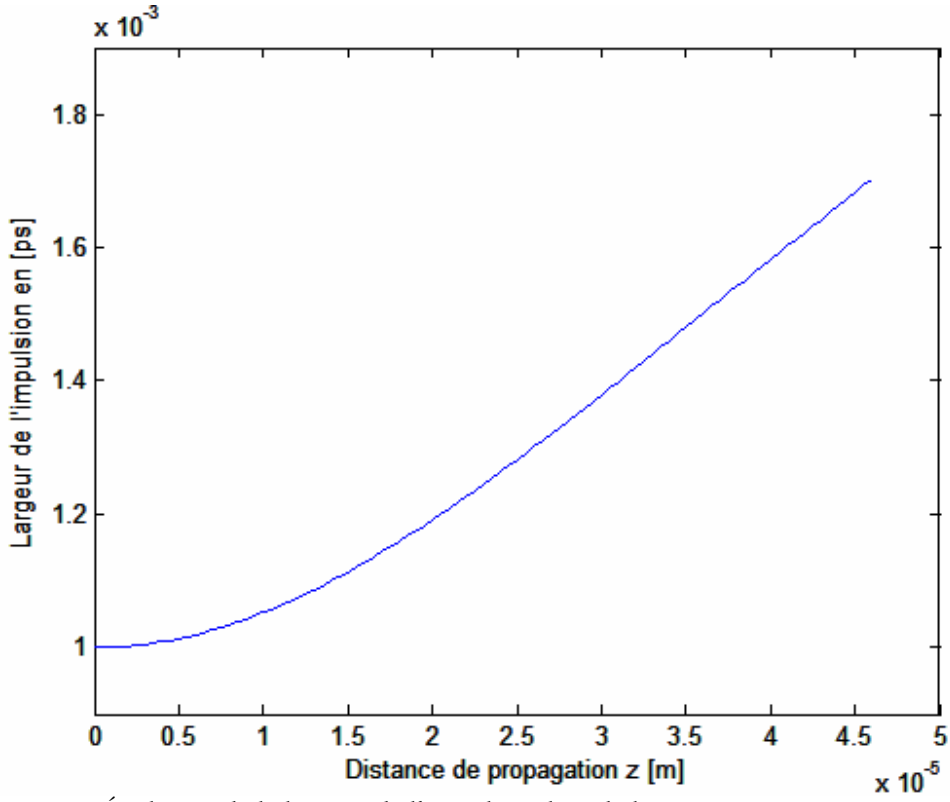


Figure. 3.17. Évolution de la largeur de l'impulsion lors de la propagation en présence de la dispersion de troisième ordre

Durant cette propagation, l'impulsion a subit une atténuation visible sur la figure (**Fig.3.16.**), un étalement temporel qu'on voit très bien sur la figure (**Fig. 3.17**), ce qui signifie qu'on trouve l'énergie perdue en amplitude en largeur pour garder l'énergie de l'impulsion tout le long de la propagation, comme le montre la figure (**Fig. 3.18.**), et le rapport : **(*énergie finale - énergie initiale*) *.100* / (*énergie initiale*)** représenté est quasiment nul, d'où une énergie conservé durant la propagation malgré les distorsions que peut subir l'impulsion.

Pour compenser cette dispersion des fibres hybrides peuvent être utilisées. Pour une fibre de longueur L on utilisera une fibre de longueur L_1 et une fibre DCF de longueur L_2, avec la condition :

$$\beta_{31}L_1+\beta_{32}L_2=0 \qquad (3.28)$$

Où β_{31} et β_{32} sont les paramètres de dispersion respectifs des longueurs L_1 et L_2.

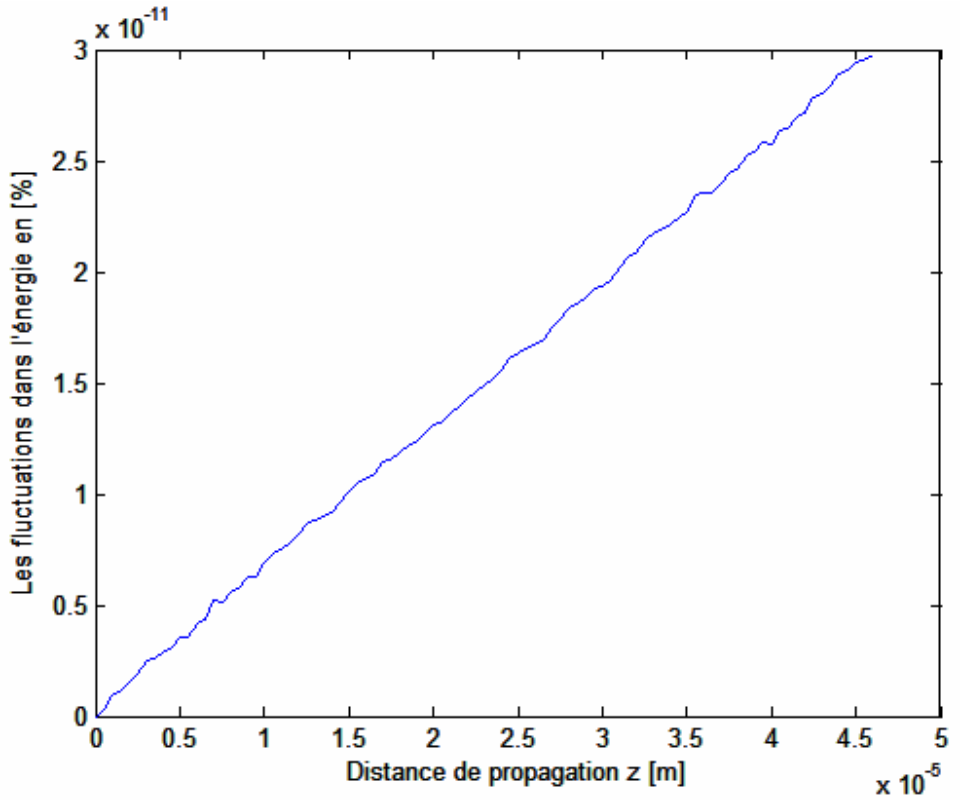


Figure. 3.18. Évolution de la fluctuation dans l'énergie de l'impulsion durant la propagation en présence de la dispersion de troisième ordre

3.5.6.2. L'effet auto-raidissement

Afin d'isoler le phénomène d'auto-raidissement représenté par le paramètre « s », il serait mieux de ne pas considérer les autres effets d'ordre supérieur que sont la dispersion d'ordre trois et l'effet Raman. L'équation (3.18) sera de la forme [2]:

$$i\frac{\partial u}{\partial \xi}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2}+|u|^2 u+is\frac{\partial}{\partial \tau}\left(|u|^2 u\right)=0 \qquad (3.29)$$

La valeur de s pour une impulsion de longueur d'onde $\lambda=1550nm$ à s=0,03, pour une largeur $T_0=0,03ps$ [2], pour le reste des paramètres que sont γ et β_2 nous garderons les mêmes valeurs prises au paragraphe 3.5.1.

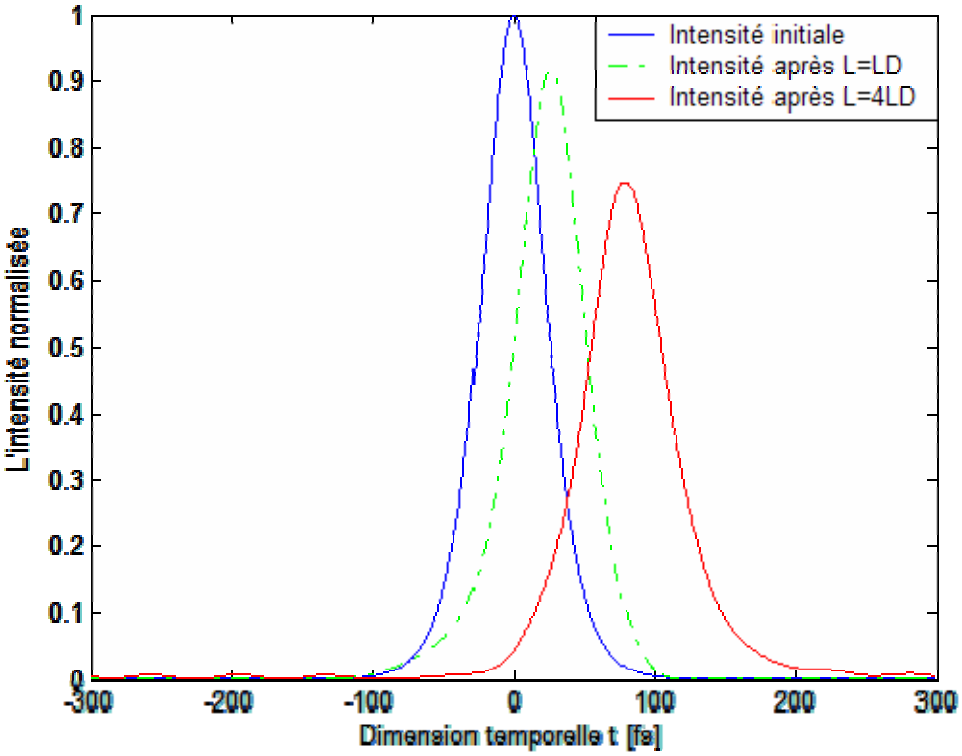


Figure. 3.19. Propagation d'une impulsion soliton ultra-courte de largeur T_0=*30fs* sur différentes distances en présence de l'auto-raidissement

La figure (**Fig. 3.19**) nous permet de voir l'effet que peut avoir l'auto-raidissement sur une impulsion. Nous pouvons facilement voir le décalage temporel, l'atténuation, et que cet effet devient de plus en plus important avec la distance. La figure (**Fig. 3.20**) nous permet de mieux voir l'étalement temporel que subit l'impulsion durant la propagation. La figure (**Fig. 3.21.**) trace les pertes relatives en énergie de l'impulsion. Ces pertes en énergie durant la propagation s'explique par le phénomène d'auto-raidissement qui crée un choque sur l'impulsion en l'absence des effets (**GVD**). Ce phénomène est dû à la dépendance de l'intensité à la vitesse de groupe, ce qui conduit à un ralentissement du pic par rapport aux deux fronts de l'impulsion et ce phénomène se manifeste par un décalage du centre de l'impulsion tout en gardant sa nature Solitonique.

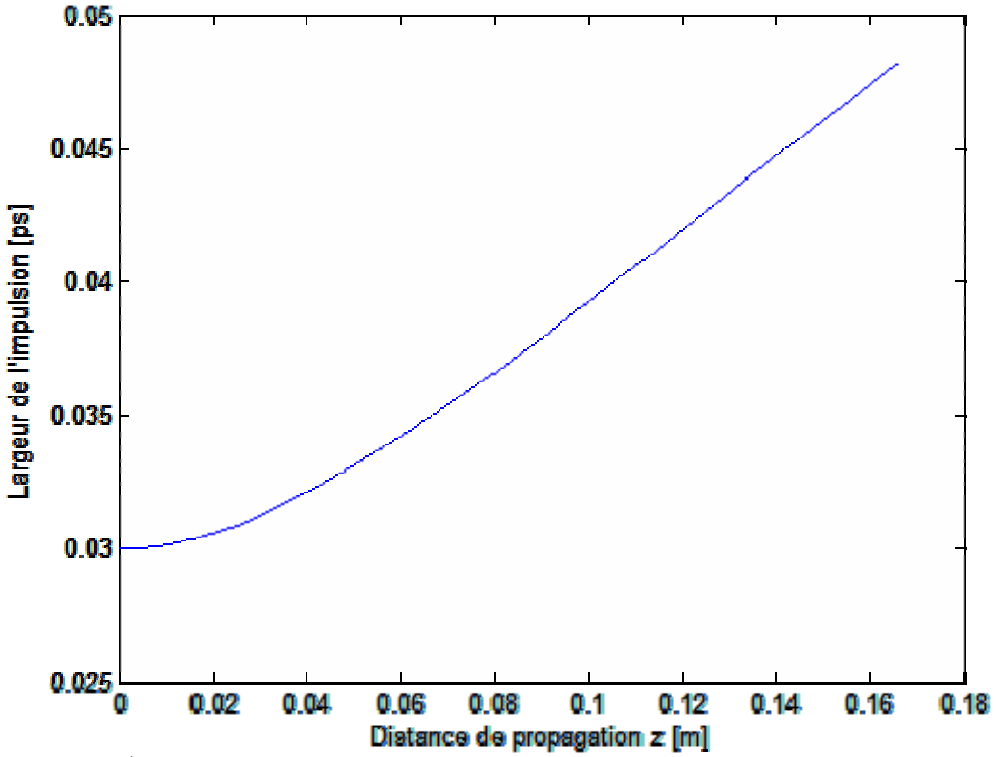


Figure. 3.20. Évolution de la largeur de l'impulsion lors de la propagation sur une longueur $L=4L_D$ en présence de l'auto-raidissement

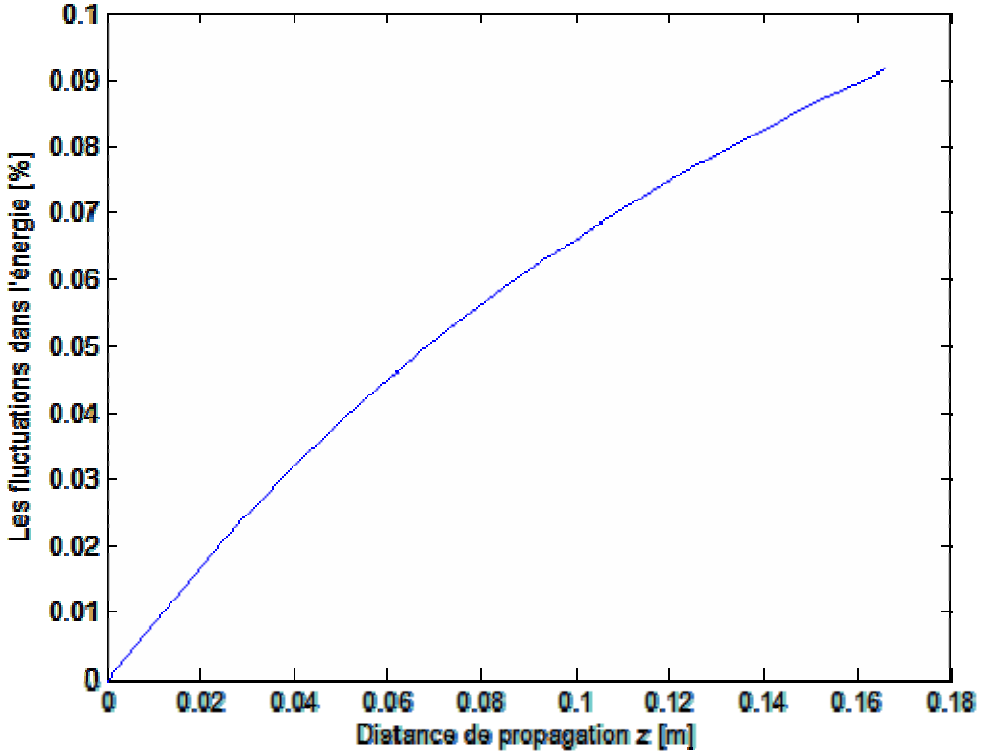


Figure. 3.21. L'énergie perdue en pourcentage de l'impulsion lors de la propagation sur une longueur $L=4L_D$ en présence de l'auto-raidissement

3.5.6.3. L'effet Raman (Intrapulse Raman Scattering)

L'effet Raman joue le rôle le plus important de tous les effets non-linéaire d'ordre supérieur. Son effet, gouverné par le dernier terme de l'équation (3.18), a été observé expérimentalement [55]. L'ajout de ce terme c'est imposé quand un nouveau phénomène, appelé auto-décalage de fréquence pour les solitons comme le décalage été causé par le soliton lui même, avait été observé en 1986 [56], et expliqué par la nature tardive de la réponse de Raman [57]. Ce phénomène ressemble beaucoup à l'auto-raidissement, surtout pour de faible valeur de T_R. Depuis plusieurs études sur les effets non-linéaires d'ordre supérieur sont venues confirmer cette idée [58 ; 59].

De la même manière et afin d'isoler cet effet nous négligerons les autres effets non-linéaires d'ordre supérieur que sont : **TOD** et l'auto-raidissement. L'équation **NLSE** sera de la forme suivante [2]:

$$i\frac{\partial u}{\partial \xi}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2}+|u|^2 u+=\tau_R u\frac{\partial|u|^2}{\partial \tau} \tag{3.30}$$

Pour la simulation de ce phénomène, l'impulsion choisie est de longueur d'onde $\lambda=1550nm$, de largeur $T_0=30fs$, et $T_R=3fs$. Pour le reste des paramètres que sont γ et β_2 nous garderons les mêmes valeurs prises au paragraphe (5.3.1).

La figure (**Fig. 3.22.**) nous permet de voir l'impact de l'effet Raman sur l'impulsion. La dégradation de l'impulsion entre $L=L_D$ et $L=4L_D$ démontre que ce phénomène prend de l'ampleur avec l'augmentation de la distance parcourue.

Tout comme l'auto-raidissement cet effet cause un étalement temporel de l'impulsion comme le montre (**Fig. 3.23.**). Afin d'éviter ce phénomène là un seuil maximal de puissance s'impose.

Contrairement à l'effet vu le paragraphe précédent, les pertes de l'énergie sont quasiment nulles, puisque l'énergie perdue par les hautes fréquences est retrouvée dans les composantes de basses fréquences. La figure (**Fig. 3.24.**) montre les fluctuations de l'énergie.

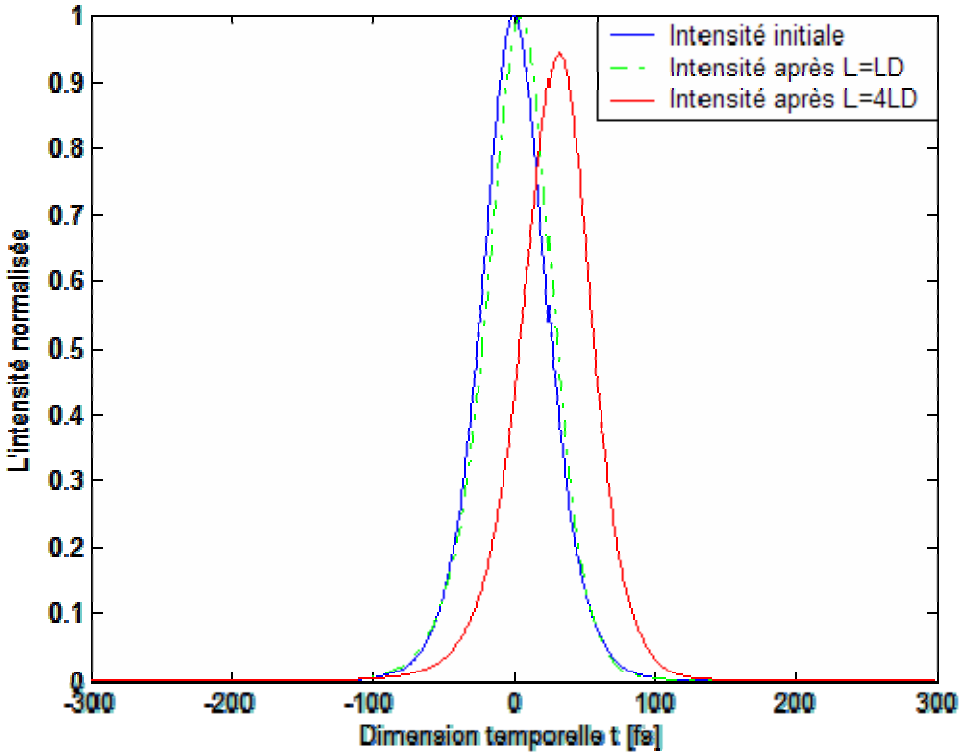


Figure. 3.22. Propagation d'une impulsion soliton ultra-courte de largeur T_0=*30fs* sur différentes distances en présence de l'Intrapulse Raman Scattering

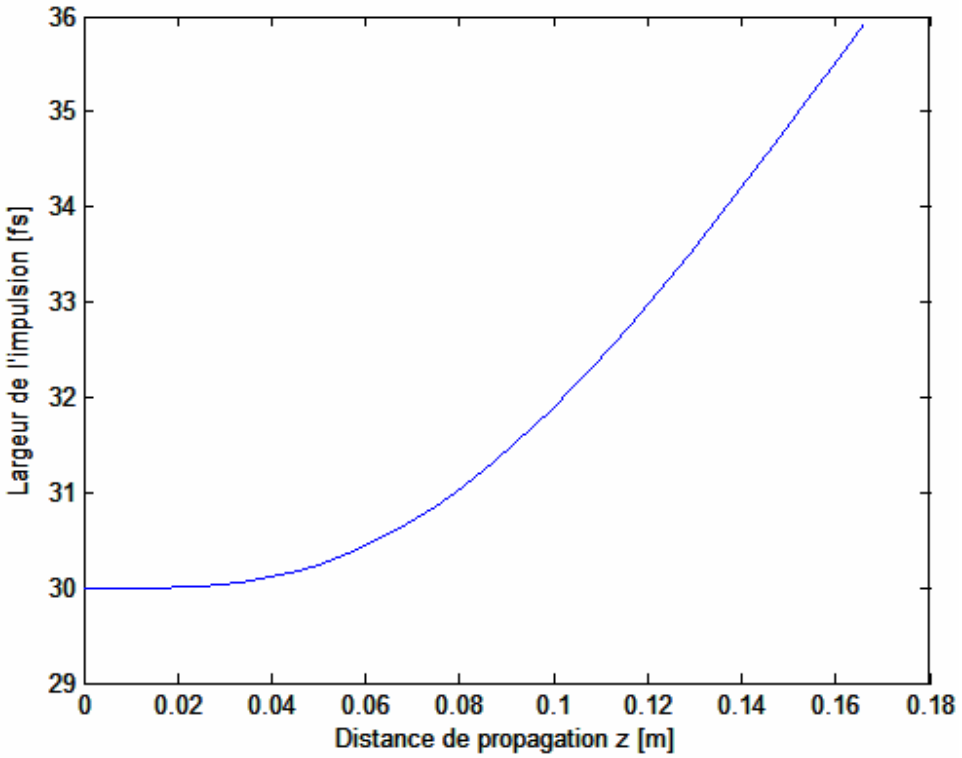


Figure. 3.23. Évolution de la largeur de l'impulsion lors de la propagation sur une longueur $L=4L_D$ en présence de l'effet Raman

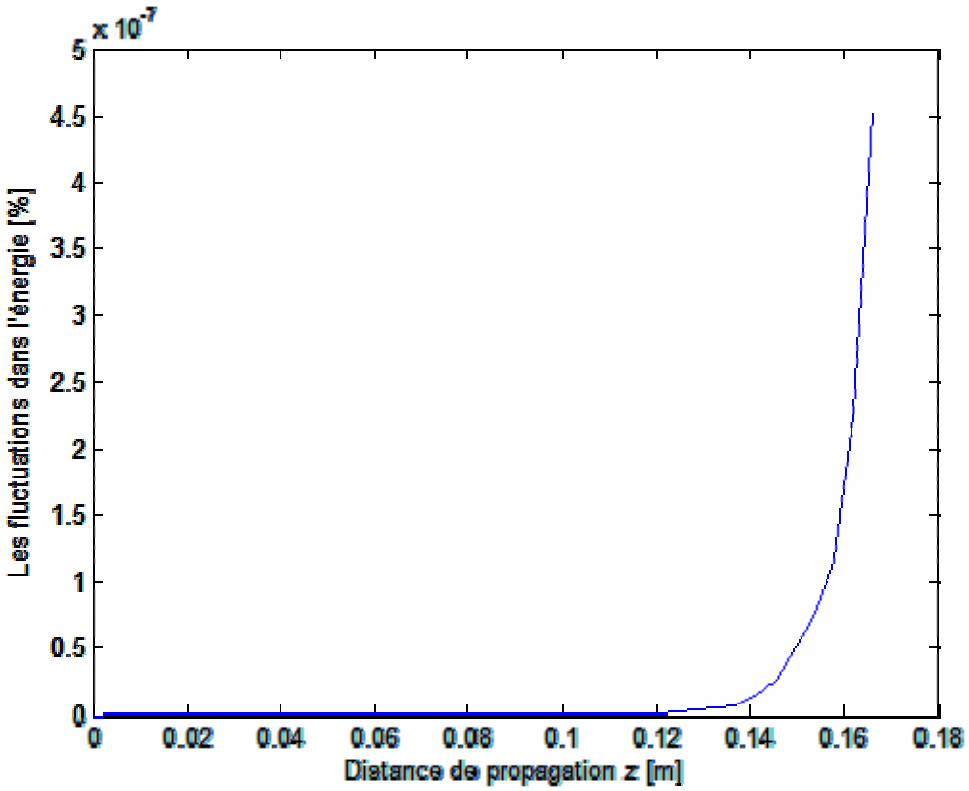


Figure. 3.24. Les pertes relatives de l'énergie de l'impulsion lors de la propagation sur une longueur L=4L_D en présence de l'effet Raman

3.5.7. Les solitons d'ordre supérieur

Appelé aussi régime $L_D \cong NL_{NL}$ car c'est le cas où l'effet non-linéaire est N fois plus important que la diffraction (N>1) et c'est aussi le cas le plus étudié surtout dans les milieux auto-focalisant. Les solitons se présentent alors sous la forme des sécantes hyperboliques dont l'intensité crête est bien plus importante comparée à la taille du faisceau. Le déséquilibre obtenu provoque alors une déformation du profil en phase et en amplitude au cours de la propagation. Mais, pour des valeurs entières de N, cette déformation se traduit par une oscillation autour d'un point équilibre et l'impulsion est capable de retrouver sa forme en sécante hyperbolique, comme nous pouvons très bien le voir dans les figures (**Fig. 3.25.**) et (**Fig. 3.26.**).

La longueur d'onde de l'impulsion $\lambda = 1550nm$, sa largeur T_0=10 ps, dans une fibre optique sans perte, dont l'aire effective pour le mode de propagation A_{eff}=55 μm^2, l'indice de réfraction non linéaire n_2=2,7.$10^{-20} m^2.W^{-1}$, le coefficient de non linéarité

Kerr γ=0,002m^{-1}.W^{-1}, sur une distance L=2L_S pour le soliton du deuxième ordre et L=L_S pour celui du troisième ordre. Mentionnons que la longueur d'une période soliton est notée L_S et que sa valeur est constante quelque soit l'ordre du soliton [2]:

$$L_S=L_D\,(\pi/2) \tag{3.31}$$

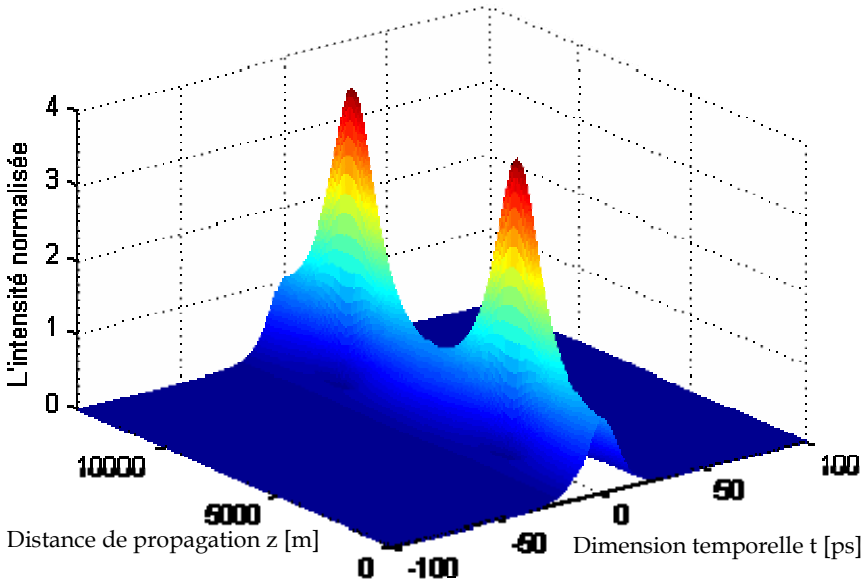


Figure. 3.25. Propagation d'un soliton d'ordre deux sur deux périodes solitons

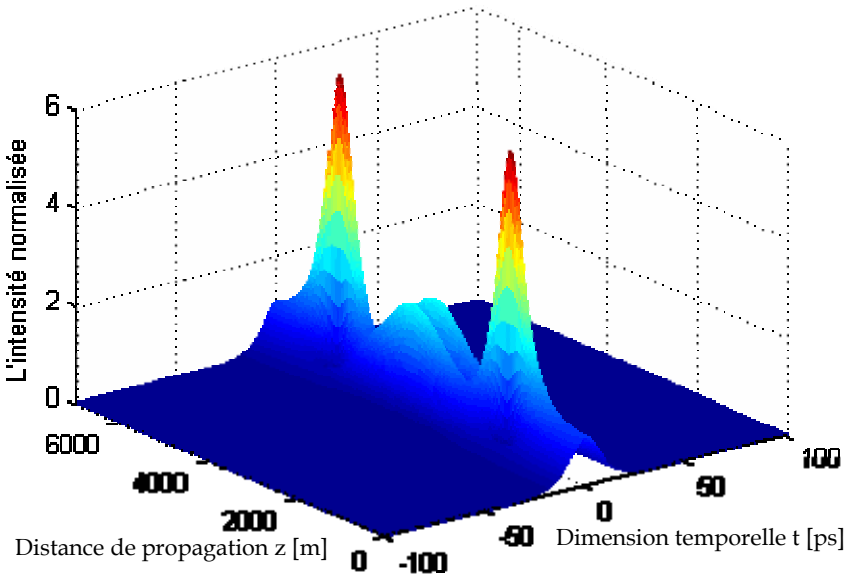


Figure. 3.26. Propagation d'un soliton d'ordre trois sur une période soliton

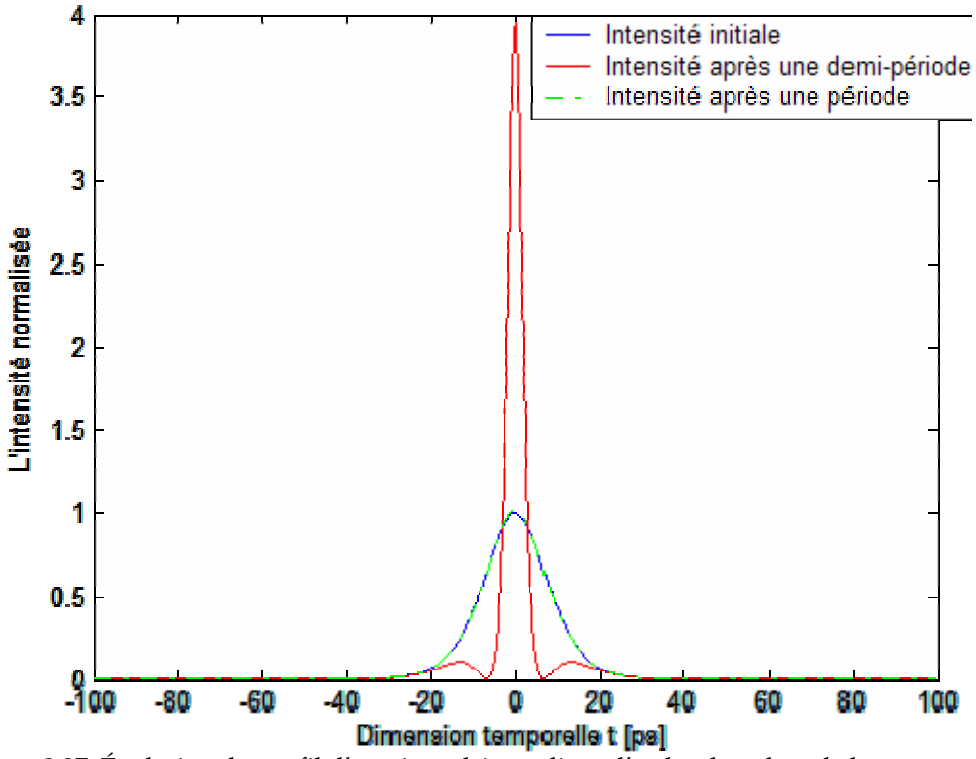


Figure. 3.27. Évolution du profil d'une impulsion soliton d'ordre deux lors de la propagation sur une période soliton

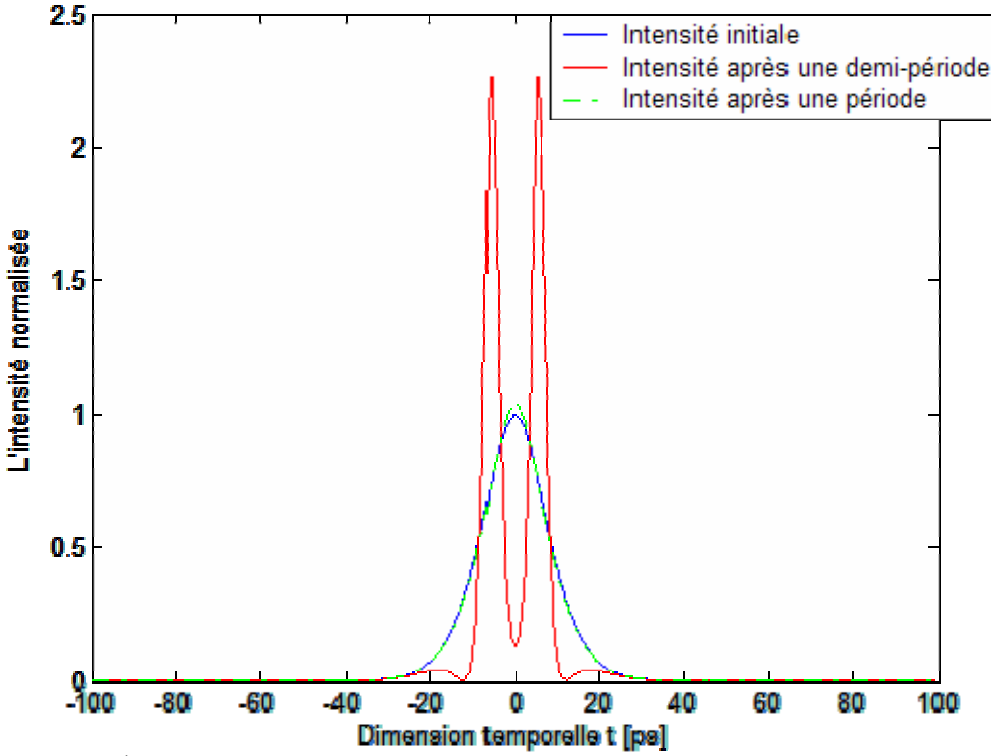


Figure. 3.28. Évolution du profil d'une impulsion soliton d'ordre trois lors de la propagation sur une période soliton

Les deux figures (**Fig. 3.27.**) et (**Fig. 3.28.**) nous montre le profil de chacune de deux impulsions a trois instants que sont : au début de la propagation, après une demi-période soliton et après une période soliton.

Cette déformation du profil que subissent les solitons d'ordre supérieur entraîne une forte variation de l'amplitude et la largeur. De faibles perturbations peuvent ainsi provoquer un déséquilibre dans la périodicité du signal, une périodicité que l'on peut d'ailleurs voir à travers l'évolution de la largeur de l'impulsion représentée dans la figure (**Fig. 3.29.**) pour le soliton d'ordre deux et (**Fig. 3.30.**) pour celui d'ordre trois. Cette famille de soliton est moins stable et supporte plus difficilement les perturbations que les solitons fondamentaux, ce qui la rend moins exploitable.

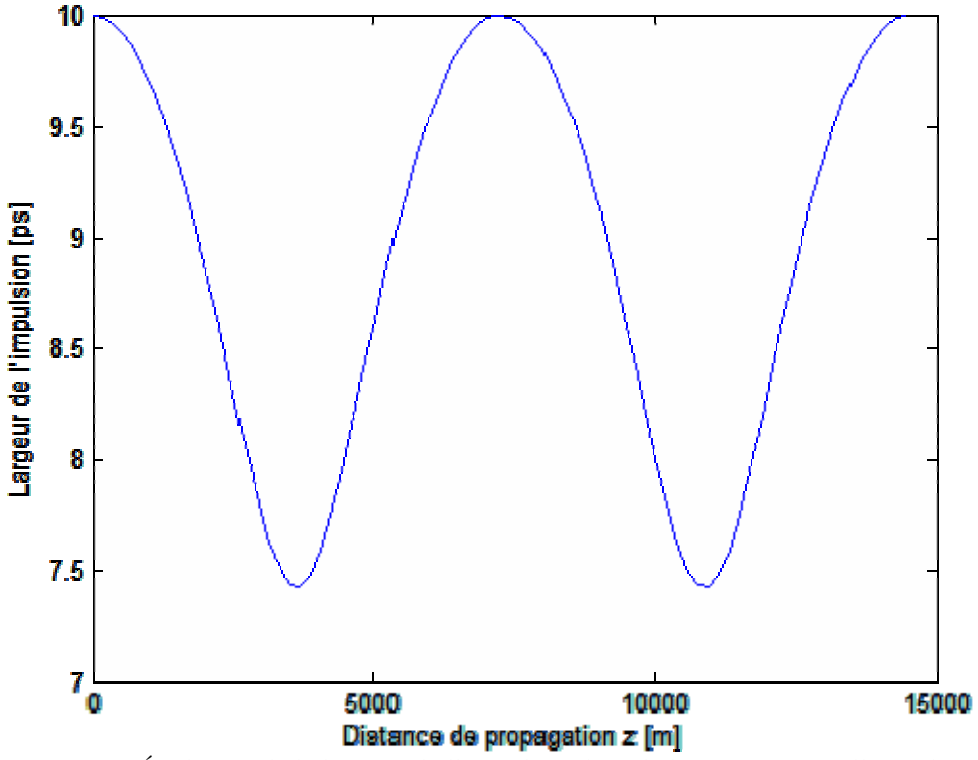


Figure. 3.29. Évolution de la largeur de l'impulsion lors de la propagation d'un soliton d'ordre deux sur une distance $L=2L_S$

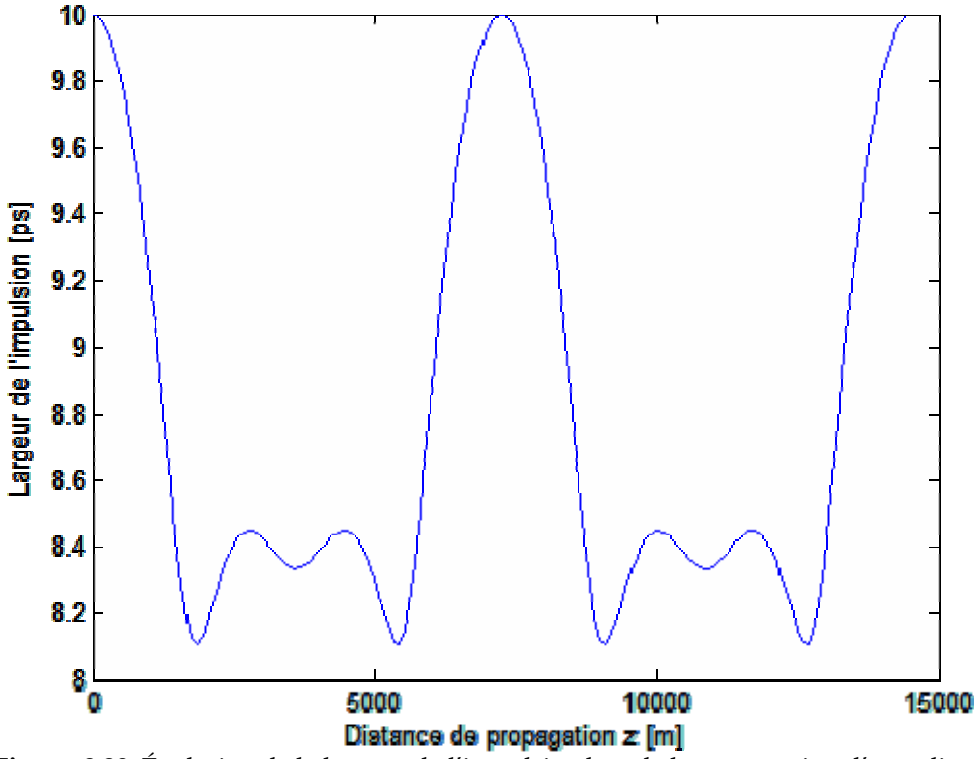


Figure. 3.30. Évolution de la largeur de l'impulsion lors de la propagation d'un soliton d'ordre trois sur une distance $L=2L_S$

3.5.8. Les solitons sombres

Caractérisés par $\mathrm{sgn}(n_2)$=-1 par conséquent $\mathrm{sgn}(\beta_2)$ =1. Ce signe négatif du coefficient n_2 implique que la courbure du front d'onde imposée par l'effet Kerr est de signe opposé au cas précédent, provoquant donc cette fois un effet de lentille divergente. Les solitons vus précédemment sont appelés les solitons brillants pour clarifier la distinction entre les deux familles. L'équation **NLSE** décrivant les solitons sombres est obtenue en changeant le signe du terme dérivatif temporel de l'équation (**éq. 3.5.5**) pour donner l'équation [2]:

$$i\frac{\partial u}{\partial \xi}-\frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2}+|u|^2 u=0 \qquad (3.32)$$

Par un raisonnement analogue cette équation donne une solution très proche de l'équation (3.20) qui sera de la forme [2]:

$$u(\xi,\tau) = B*\left(\frac{1}{B^2} - \sec h^2(B\tau)\right)^{1/2}.\exp(i\xi) \qquad (3.33)$$

Où B est un réel entre « 0 » et « 1 » appelé le coefficient de noirceur du soliton sombre. Pour B=1 le soliton est alors dit noir.

L'intérêt des solitons gris vient notamment du fait qu'ils sont plus stables et induisent une gigue de Gordon- Hauss[1] plus réduite que les solitons clairs. En effet, les systèmes à communications solitoniques utilisent des **EDFAs** pour compenser l'atténuation inhérente à tout système optique. Sauf que ces **EDFAs** introduisent du bruit en émission spontanée amplifiée (**ASE** noise). Ce bruit en **ASE** a pour effet d'induire un défaut de synchronisation entre les temps de passage à travers chaque **EDFA** [38]. Ce phénomène connu sous le nom de gigue de Gordon- Hauss a pour conséquence une augmentation du **BER** à l'arrivée [60]. Des études ont montré que les solitons noirs ont une gigue $\sqrt{2}$ fois moins élevée que les solitons clairs [61].

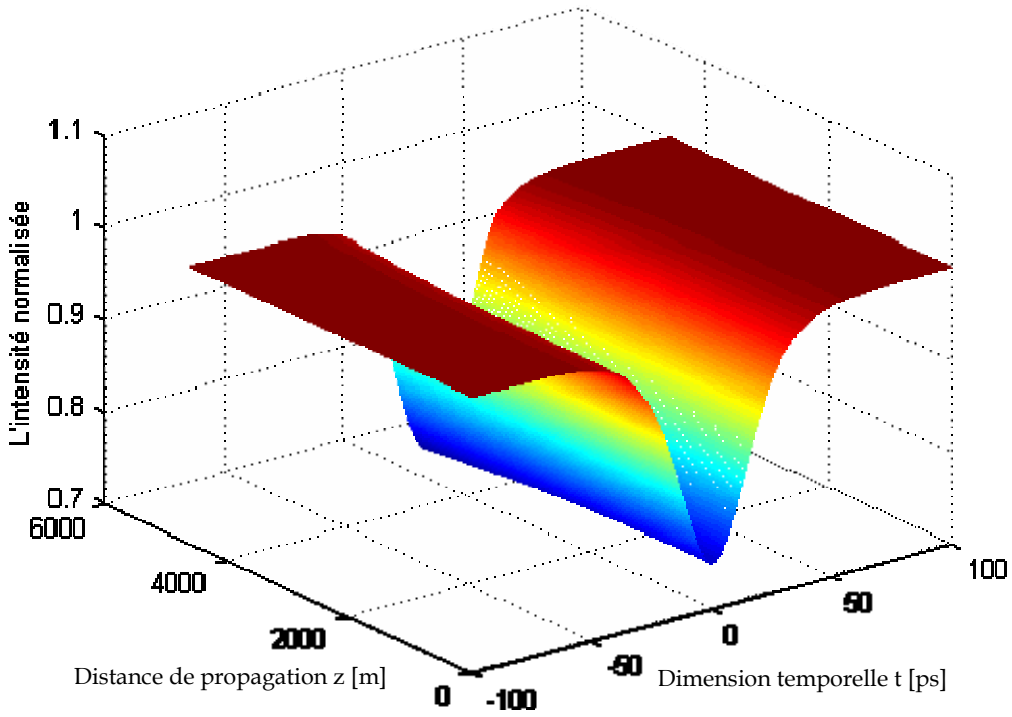


Figure. 3.31. Propagation d'un soliton gris de coefficient de noirceur B=0.5 dans une fibre optique sur une distance $L=L_D$

[1] Du nom de J. -P Gordon et H. Hauss, à l'origine de son identification

Nous avons choisi de simuler la propagation d'un soliton gris avec un coefficient de noirceur B=0.5 d'une longueur d'onde $\lambda = 1550nm$, dans une fibre optique sans perte.

On voit bien à travers la figure (**Fig.3.31.**) que le profil en amplitude reste cependant comparable avec celui du soliton brillant, et on pourrait l'assimilé au profil du soliton brillant « retourné ».

La figure (**Fig. 3.32.**) trace différents profils de solitons sombres qui se distinguent par leur coefficient de noirceur.

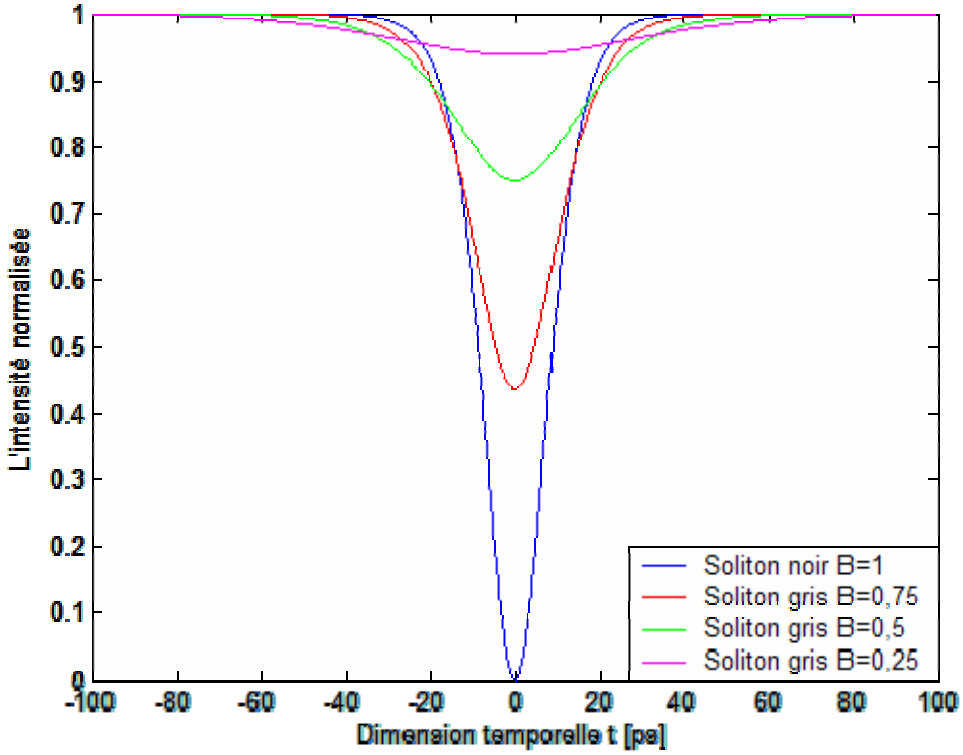


Figure. 3.32. Profil de solitons gris distincts de coefficients de noirceur différents

3.5.9. Interaction des solitons fondamentaux

L'intervalle temporel T_B entre deux bits voisins (ou deux impulsions voisines) détermine la vitesse de transmission $B=1/T_B$, d'où l'importance de déterminer l'écart minimum entre deux impulsions solitons sans que l'une n'affecte l'autre.

En remplaçant $u=u_1+u_2$ dans l'équation (3.20), on obtient l'équation **NLSE** perturbé qui régit le soliton u_1 [2] :

$$i\frac{\partial u_1}{\partial \xi}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2}+|u_1|^2 u_1=-2|u_1|^2 u_2-u_1{}^2 u_2{}^* \tag{3.34}$$

Pour l'équation du deuxième soliton il suffit d'inter-changer u_1 et u_2.

Les termes à la droite de l'équation agissent comme perturbation et sont responsable de l'interaction non-linéaire entre les deux solitons voisins.

La solution sera de la forme [2]:

$$u(0,\tau)=\sec h(\tau-q_0)+r\sec h[r(\tau+q_0)]e^{i\theta} \tag{3.35}$$

Où r est le rapport d'amplitude, θ est le déphasage, q_0 est le décalage de chacun des deux solitons par rapport au centre.

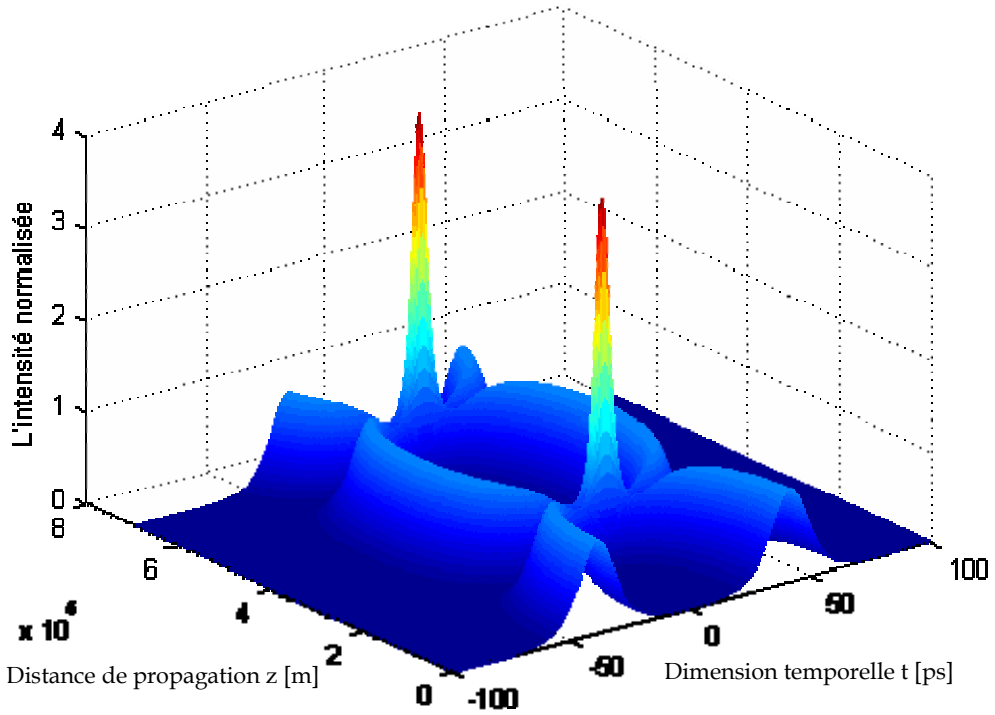


Figure. 3.33. Evolution d'une paire de solitons sur une distance $L=150L_D$ pour $r=1$ et $\theta=0$

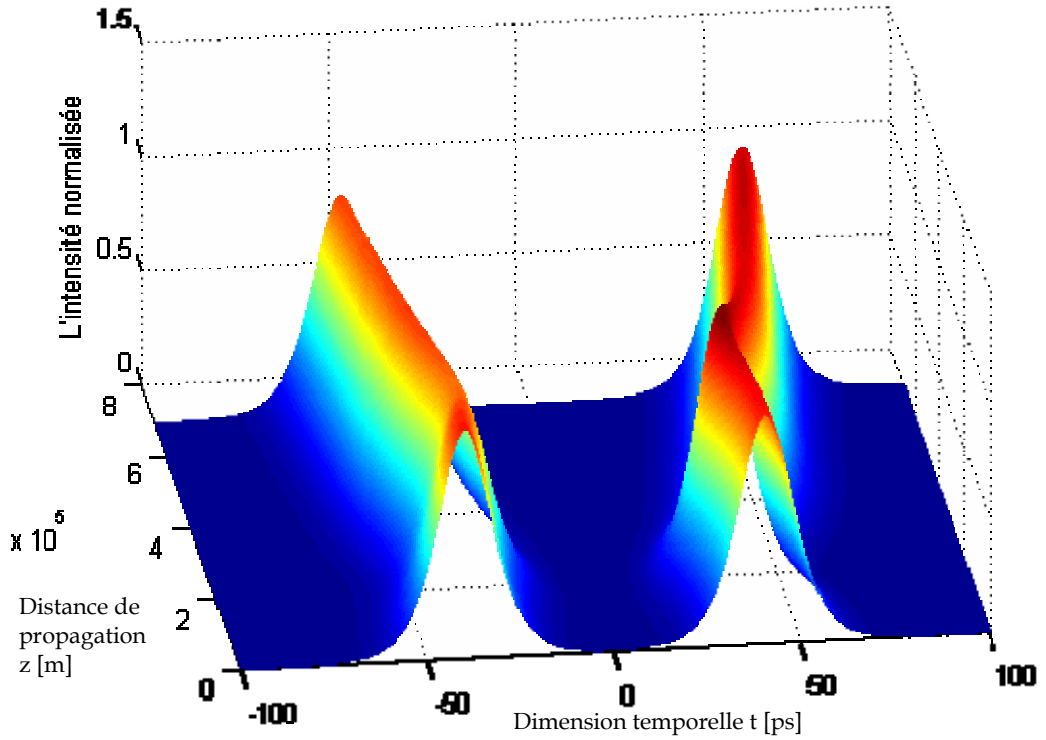


Figure. 3.34. Evolution d'une paire de solitons sur une distance $L=150L_D$ pour $r=1$ et $\theta=\pi/4$

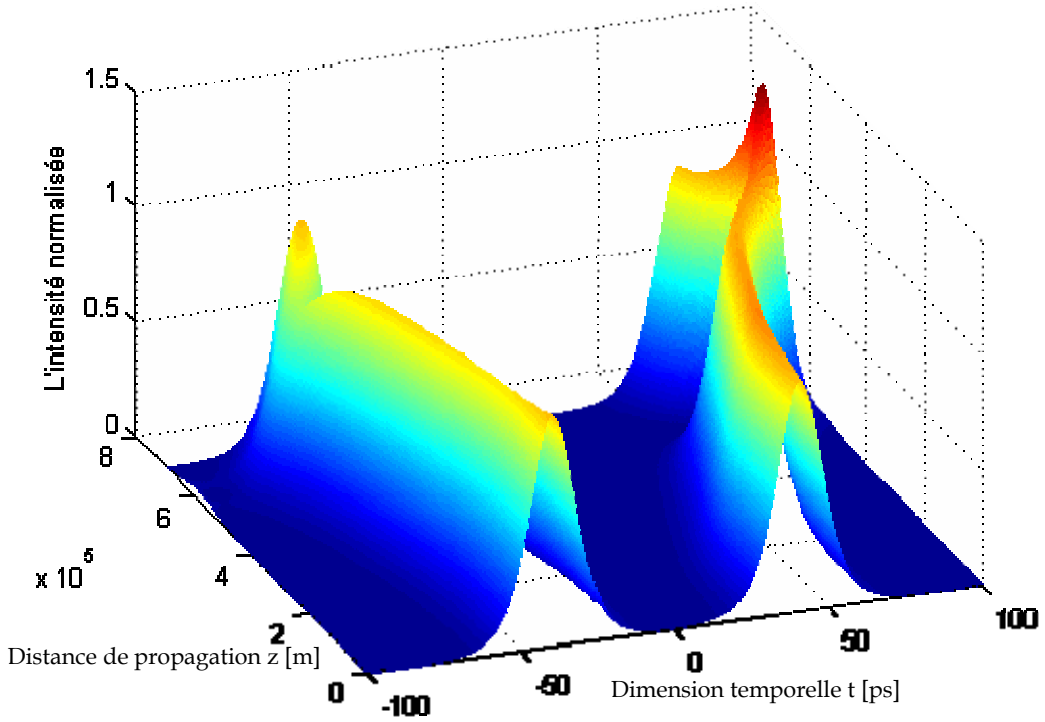


Figure. 3.35. Evolution d'une paire de solitons sur une distance $L=150L_D$ pour $r=1$ et $\theta=\pi/2$

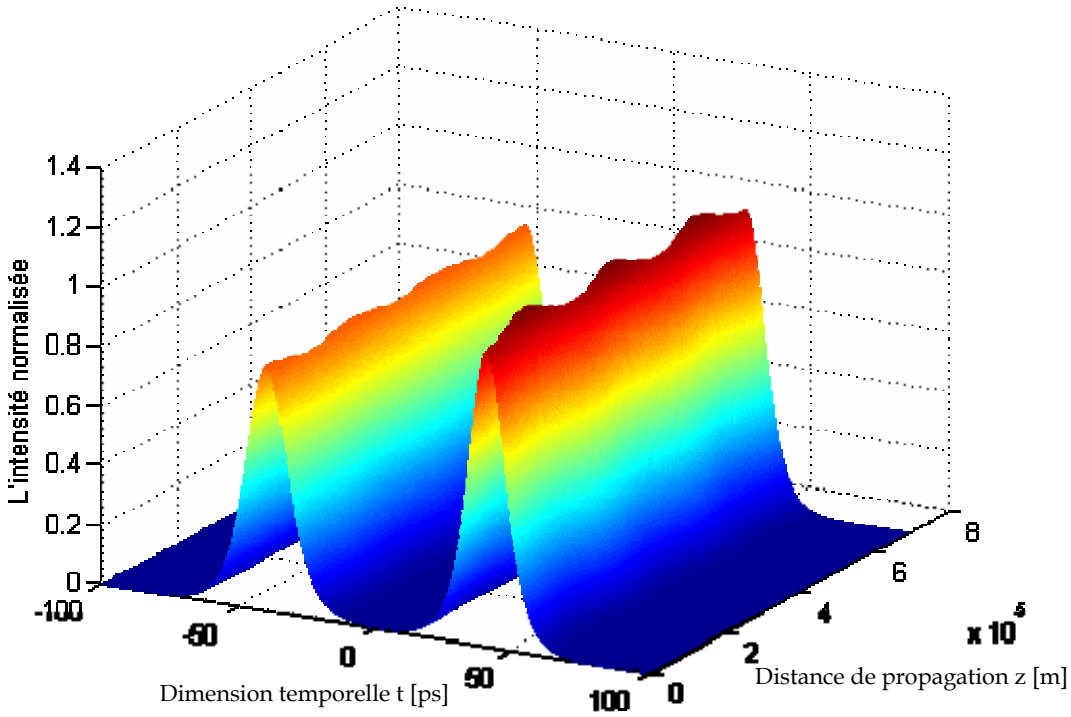


Figure. 3.36. Evolution d'une paire de solitons sur une distance $L=150L_D$ pour $r=1,1$ et $\theta=0$

Les quatre figures précédentes montrent l'évolution d'une paire de solitons dans une fibre optique avec un $q_0 = 4$ et différentes valeur des paramètres r et θ. Les pertes de la fibre ainsi que les effets d'ordre supérieur sont négligés, afin d'isoler l'effet de l'interaction des solitons.

Dans le cas où les deux impulsions sont en phase et que leurs amplitudes sont égales (r =1), les deux solitons entre en collision périodiquement le long de la fibre. La séparation relative q change avec la propagation et évolue périodiquement suivant l'équation [2]:

$$q(\xi) = q_0 + \ln\left|\cos(2\xi e^{-q_0})\right| \tag{3.36}$$

A cause de la périodicité de $q(\xi)$, les deux solitons se séparent comme nous pouvons le voir dans la figure (**Fig. 3.33.**) et rentre en collision périodiquement. Cette période d'oscillation est appelée distance de collision donnée par la formule [2]:

$$L_{col} = \frac{\pi}{2} L_D \exp(q_0) \equiv L_S \exp(q_0) \tag{3.37}$$

Dans notre cas L_{col}=395810m et L_D=4615,2m.

Le cas où $\theta=\pi/4$, les deux solitons se séparent l'un de l'autre après une attraction initiale qu'on voit très clairement sur la figure (**Fig. 3.34.**).

Pour $\theta=\pi/2$, on voit à travers la figure (**Fig. 3.35.**) que les distorsions sont très importantes, et l'écart entre les deux augmente sans cesse. Dans ce cas la séparation relative q varie au cours de la propagation suivant l'équation [2]:

$$q(\xi) = q_0 + \ln\left[\cosh\left(2\xi e^{-q_0}\right)\right] \tag{3.38}$$

Comme $cosh(x)>1$ pour toute les valeurs de x, il découle : $q>q_0$.

Le dernier cas que traduit la figure (**Fig. 3.36.**) montre l'effet d'une différence d'amplitude (r =1,1). Comme les deux solitons sont en phase, ils oscillent périodiquement et se propagent en parallèle sans jamais entrer en collision, ni s'éloigner l'un de l'autre.

Les effets que nous venons de voir lors de ces quatre simulations sont tous indésirable d'un point de vue pratique. Le seul moyen d'éviter ces effets est d'augmenter la séparation entre les solitons de façon à avoir $L_{col}>>L_T$, où L_T est la distance de transmission. Pour q_0=8 on aura $L_{col}=3000L_S$, sachant que cette valeur de q_0 est assez large pour n'importe quel système de télécommunication.

3.6. Conclusion

Au cours ce chapitre consacré aux résultats de simulation nous avons essayé d'introduire les différents régimes de propagation, pour mieux ressortir d'entre eux l'équilibre soliton. Puis nous avons réussi à voir l'influence que peut avoir les différents paramètres et les effets d'ordre supérieur sur la propagation des solitons brillants. Nous avons aussi donné un petit aperçu sur les solitons d'ordre supérieur clairs, et les solitons sombres, pour finir avec le phénomène d'interaction inter-soliton.

CONCLUSIONS ET RECOMMANDATIONS

Le travail mené au cours de ce sujet a porté sur l'étude de la propagation des impulsions solitoniques dans les fibres conventionnelles des télécommunications optiques. Il repose sur la mise en jeu de plusieurs phénomènes d'optique.

Après un rappel des notions principales de la fibre optique, nous avons abordé dans une première partie de ce manuscrit le tour : des phénomènes que peut rencontrer une impulsion lors de sa propagation, l'amplification dans les systèmes de télécommunication optiques, les réseaux de Bragg, et la technologie **WDM**. Ce tour d'horizon nous servira de base pour mieux appréhender le phénomène des solitons qui est le fruit de la combinaison des effets linéaires et non-linéaires. Un volet théorique, portant sur l'historique et le suivi du développement de la théorie des solitons depuis leur naissance jusqu'au solitons spatiaux-temporels. Dans le dernier chapitre nous avons introduit l'algorithme de transformation de Fourrier par pas divisés (**SSMF**) basée sur la méthode du faisceau propagé (**BPM**). Cette étude a débouché sur des résultats de simulation de la propagation d'impulsions solitons.

Les recherches actuelles témoignent de la pertinence de l'utilisation de la méthode à pas fractionnaires pour simuler la propagation dans les composants à base de fibres optiques. Alors que les autres méthodes utilisées en propagation présentent de nombreuses limites, la **SSMF** a la particularité de pouvoir rendre compte des effets non- linéaires dans la fibre optique, de la dispersion dans cette dernière et de l'interaction entre les deux types de phénomènes.

1. Bilan

Ce travail est une initiation à la recherche sur la gestion des différents paramètres pour déterminer le profil de l'impulsion soliton, de même que la gestion des solitons en présence des effets linéaires et non- linéaires d'ordre supérieur dans les systèmes de communications optiques. Se basant sur la méthode à pas fractionnaires, les résultats majeurs qui sont à mettre à l'actif de ce travail:

i. L'étude des différents régimes de propagation

Après avoir pu simuler la propagation d'un soliton fondamental nous avons aussi pu simuler les deux autres régimes de propagation que sont celui de diffraction et celui d'autofocalisation.

ii. L'étude des pertes de la fibre puis l'application d'une solution basée sur une dispersion décroissante lors de la propagation,

iii. L'étude des effets des dispersions d'ordre élevé.

En effet, lorsque la lumière se propage autour de la longueur d'onde de dispersion nulle ou pour des impulsions ultra-courtes, les dispersions d'ordre élevé sont à prendre en compte car ils deviennent importants, ce point fait l'objet de la section 3.5.6.1. La compensation de cet effet qui repose sur des fibres hybrides, a aussi été présentée,

iv. L'effet de l'auto- raidissement.

Les impulsions se propageant dans la fibre optique sont normalement insensibles aux effets non- linéaires inélastiques comme la diffusion Raman ou Brillouin. Mais, dès que la puissance de pic du signal incident est supérieure à un certain seuil (comme c'est le cas dans les communications trans- atlantiques) ou que l'impulsion est ultra- courte (comme c'est le cas pour les impulsions émises par les lasers femtosecondes), ces deux phénomènes deviennent importants et conduisent à un transfert d'énergie vers des fréquences plus petites que la fréquence initiale. Une des conséquences de ceci est l'auto- raidissement du signal émis. Ce point a été discuté dans la section 3.5.6.2.

v. La propagation de solitons d'ordre supérieur et les solitons sombres. Bien que les solitons fondamentaux clairs soient les plus connus, il existe plusieurs autres familles de solitons. Un des points les plus intéressants de ce travail est d'avoir simuler la propagation sans distorsion d'un soliton gris et les solitons d'ordre supérieur à partir de la méthode à pas fractionnaires.

vi. l'une des caractéristiques les plus impressionnantes des solitons est l'interaction inter-solitons qui à aussi été étudiée dans la section 3.5.9.,

L'objectif à long terme de ce travail est d'étendre cette méthode à l'étude des autres classes de solitons et en particulier les solitons spatiaux-temporels, qui constituent l'avenir des solitons optiques.

2. Recommandations

La méthode à pas fractionnaires contribue beaucoup à prédire le comportement d'un signal émis lorsqu'il traversera un composant à base de fibre optique et de remédier, si besoin est, à d'éventuels désagréments en fabricant des composants qui répondront mieux aux besoins du réseau optique. Trois axes de recherche potentiels sont dégagés dans ce travail :

1) L'application d'un autre algorithme pour le calcul de l'opérateur de dispersion.

   Nous avons appliqué l'algorithme de la transformée de Fourier rapide pour calculer l'opérateur de dispersion $\hat{D}$. Cependant, des recherches tendent à montrer que cet algorithme pourrait être moins rapide que l'algorithme des ondelettes par exemple en raison du nombre d'opérations qu'effectue ce dernier. Le temps de calcul pourrait donc être réduit en appliquant cet algorithme, surtout dans sa forme rapide (**DWT**).

2) L'utilisation de la méthode à pas fractionnaires pour démontrer l'existence des solitons de Bragg.

   Dans le cas des réseaux de Bragg où il y a réflexion dans le sens contrapropagatif, les équations non- linéaires de Schrödinger deviennent couplées [2]. Un des axes futurs de recherche consisterait à implanter ces équations couplées dans la méthode SSM en vue d'étudier les phénomènes non- linéaires et la dispersion dans les réseaux de Bragg.

3) Étudier la propagation de tous les types de solitons.

   Nous avons étudié dans ce travail la possibilité d'une propagation sans distorsion pour les solitons clairs et noirs. Dans l'avenir, il va falloir peut-être étudier la manière dont pourraient se comporter les autres familles de solitons, à savoir les solitons noirs d'ordre élevés, les solitons à parois de domaines, les solitons vectoriels, etc.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

[1] G. P. AGRAWAL, ***Applications of nonlinear fiber Optics***, Academic Press, San Diego, 2001.

[2] G. P. AGRAWAL, ***Nonlinear Fiber Optics***, Third Edition, Academic Press, San Diego, 2001.

[3] BUCK, John A., ***Fundamentals of Optical Fibers***, second edition, John Wiley and sons, 1995.

[4] CHERTKOV, M. & AL., ***Periodic compensation of polarization mode dispersion***, J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 21, No. 3, pp 486- 498, 2004.

[5] GLASS, A, ***Research issues in next generation photonic network physical layer***, Philosophical Transactions of the Royal Society, Vol. A358, N1773, pp 2159-2358, 2000.

[6] SYLVESTRE, Thibaut, ***Amplification et conversion paramétriques, décalage et suppression de fréquences, par processus Kerr et Raman dans les fibres optiques***, Thèse de Doctorat, Université de Franche- Comté, 1999.

[7] BJARKLEV, A. et AL., ***Photonic crystal fibres***, Kluwer Academic Publishers, 2003.

[8] KOESTER, C. J.; SNITZER, E. A., ***Amplification in a fiber laser***, Applied Optics, Vol. 3, N10, pp1182, 1964.

[9] OHISHI, Y.; MORI, A.; YAMADA, M.; ONO, H.; NISHIDA, Y. & OIKAWA, K., ***Gain characteristics of telluride-based erbium-doped fiber amplifiers for 1.5 μm broadband amplification***, Optics Letters,Vol. 23, N4, pp274–276, 1998.

[10] YAMADA, M.; SHIMIZU, M.; YOSHINAGA, H.; KIKUSHIMA, K.; KANAMORI, T.; OHISHI, Y.; OIKAWA, K. & SUDO, S., ***Low noise Pr^{3+}-doped fluoride fiber amplifier***, IEE Electronics Letters, Vol. 31, N10, pp806–807, 1995.

[11] HILL, K.; MELTZ, G., ***Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview***. Journal of Lightwave Technology, Vol. 15, N. 8, pp 1263–1276, 1997.

[12] KNIGHT, J.C. et AL., ***Pure silica single-mode fibre with hexagonal photonic crystal cladding***, postdeadline paper at OFC'96, 1996.

[13] LAUDE, J.- P., ***DWDM, fundamentals, components and applications***, Artech House, Norwood, MA, ISBN 1- 58053- 177- 6, 2002.

[14] ACHYUT K. DUTTA; NILOY K. DUTTA & M. FUJIWARA, ***WDM technologies: Optical networks, Volume III***, Elsevier Academic Press, 2004.

[15] ZHENG, J. & MOUFTAH, H. T., ***Optical WDM Networks: Concepts and Design Principles***, Wiley- IEEE Press, ISBN 0-471-67170-3, 2004.

[16] J. S. RUSSELL: ***Report on waves, in "Report of the Fourteenth Meeting of the British Association for Advancement of Science"*** (Londres) 1844.

[17] D.J. KORTEWEG & G. DE VRIES, ***On the change of form of long waves advancing in a rectangular canal and on a new type of long stationary waves,*** Philos. Mag. Ser. 5 **39**, 422-43, 1895.

[18] N.J. ZABUSKY & M.D. KRUSKAL***, Interactions of "solitons" in collisionless plasma and the recurrence of initial states***, Phys. Rev. Lett. **15**,240-3, 1965.

[19] T.B. BENJAMIN & J.E. FEIR, ***The disintegration of wave trains on deep water - Part 1***. Theory, J. Fluid Mech. **27**, 417-30, 1967.

[20] E. FERMI et Al., ***Studies of nonlinear problems*** (Los Alamos report LA-1940, 1955), ***in "Collected Papers of Enrico Fermi, vol. 2***" (University of Chicago Press, Chicago), 1955.

[21] G.G. STOKES, ***On the theory of oscillatory waves,*** Trans. Cambridge Philos. Soc. **8**, 441-55.

[22] T.B. BENJAMIN & J.E. FEIR, ***op. cit,*** 1967.

[23] N.J. ZABUSKY & M.D. KRUSKAL, 1965 – ***op. cit.***

[24] C.S. GARDNER et Al, ***Method for solving the Korteweg-de Vries equation,*** Phys. Rev. Lett. **19**, 1095-7, 1967.

[25] V.E. ZAKHAROV & A.B. SHABAT, ***Exact theory of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self-modulation of waves in nonlinear media,*** Sov. Phys. JETP **34**, 62-9, 1972.

[26] M.J. ABLOWITZ & AL, ***The inverse scattering transform - Fourier analysis for nonlinear problems,*** Stud. Appl. Math. **53**, 249-315, 1974.

[27] A.P. FORDY, ***A historical introduction to solitons and Bäcklund transformations***, ***in*** "***Harmonic Maps and Integrable Systems***" (Vieweg, Wiesbaden), 1994.

[28] D.R. ANDERSON & AL, ***A variational approach to nonlinear evolution equations in optics,*** Pramana - J. Phys. **57**, 917-36, 2001.

[29] Y.S. KIVSHAR & B.A. MALOMED, ***Dynamics of solitons in nearly integrable systems,*** Rev. Mod. Phys. **61**, 763-915, 1989.

[30] Darzin & Johnson, ***Solitons: An introduction*** [Cambridge university press], ***1983***.

[31] ZAKHAROV & SHABAT, ***Exact theory of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self-modulation of waves in nonlinear media***, Soviet Physics JETP **34**, 62-69, 1972**.**

[32] MOLLENAUER & AL.*,* ***Experimental observation of picoseconds pulse narrowing and solitons in optical fibers***, Physical Review Letters 45, 1095-1098, 1980.

[33] V.I. BESPALOV & V.I. TALANOV, ***Filamentary structure of light beams in nonlinear liquids***, Sovi.Phys. JETP Lett., 3:307, 1966.

[34] L.A. OSTROVSKY, ***Propagation of wave packets and space-time self-focusing in a nonlinear medium***, Sov. Phys. JETP, 24:797, 1967.

[35] V.E. ZAKHAROV, ***Instability of self-focusing of light,*** Sov. Phys. JETP, 26:994, 1968.

[36] V.E. ZAKHAROV & A.B. SHABAT, ***Exact theory of two-dimensional self-focusing and one dimensional self modulation of waves in nonlinear media,*** Sov. Phys. JETP, 34:62, 1972.

[37] S. MANEUF; R. DESAILLY & C. FROEHLY, ***Stable self-trapping of lasers beam: Observation in a nonlinear planar waveguide***, Opt. Commun., 65:193, 1988; U. BARTUCH; U. PESCHEL; T. GLABER; R. WALDHAÜSL & H.-H. HÖRHOLD, ***Experimental investigations and numerical simulations of spatial solitons in planar polymer waveguide***. Opt. Commun., 134:49–, 1997.

[38] Y.S. KIVSHAR & G.P. AGRAWAL, ***Optical solitons***, Academic Press, 2003.

[39] J.E. BJORKHOLM & A. ASHKIN, ***CW self-focusing and self-trapping of light in sodium vapor***, Phys. Rev. Lett., 32:129, 1974.

[40] A. ASHKIN; G. BOYLD; J. DZIEDZIC; R. SMITH; A. BALLMAN; J. LEVINSTEIN & K. NASSAU, ***Increased optical damage resistance in lithium niobate***, Appl. Phys. Lett., 9:72, 1966.

[41] M. SEGEV; G.C. VALLEY; M.C. BASHAW; M. TAYA & M.M. FEJER, ***Photovoltaic spatial solitons***, J. Opt. Soc. Am. B, 14:1772, 1997.

[42] KARPIERZ, ***Spatial solitons in liquid crystals***, 2001.

[43] M.D. FEIT & J.A. FLECK, ***Beam nonparaxiality, filament formation, and beam breakup in the self-focusing of optical beams***, J. Opt. Soc. Am. B 5, 633-40, 1988.

[44] Wise F. & Trapani P. Di., ***The hunt for light bullets-spatiotemporal solitons***, Opt. Pho. News, 2002, pp. 28–32.

[45] X. LIU; L.J. QIAN & F. WISE, ***Generation of optical spatiotemporal solitons***, Phys. Rev. Lett., 82:4631, 1999.

[46] X. LIU; K BECKWITT & F. WISE, ***Two-dimensional optical spatiotemporal solitons in quadratic media***, Phys. Rev. E, 62:1328, 2000.

[47] D. MIHALACHE, D. MAZILU, F. LEDERER, YV. KARTASHOV; LC. CRASOVAN & L. TORNER, ***Stable three-dimensional spatiotemporal solitons in a two-dimensional photonic lattice***, Phys. Rev. E., vol. 70, 2004.

[48] A.W. SNYDER & F. LADOUCEUR, 1999 – ***op. cit.*** ; Y.S. KIVSHAR & G.I. STEGEMAN, 2002 – ***op. cit***.

[49] M. CHAUVET & AL., 1997 – ***op. cit.*** ; M. CHAUVET et AL., 2001 – ***op. cit.*** ; V. COUDERC et AL., 2002 – ***op. cit.***

[50] S. LAN & AL., ***Directional coupler with soliton-induced waveguides***, Opt. Lett. 24, 475-7, 1999; G. COUTON et AL., 2003 – ***op. cit***.

[51] R. H. HARDIN & TAPPERT, ***Applications of the split-step Fourier method to the numerical solution of nonlinear and variable coefficient wave equations***, Soc. Ind. Appl. Math. Rev.15, 423, 1973.

[52] W. MAGNUS, ***On the exponential solution of differential equations for a linear operator,*** Commun. Pure Appl. Math. 7, pp 649–673, 1954.

[53] T. Hohage & F. Schmidt, ***On the Numerical Solution of Nonlinear Schrödinger Type Equations in Fiber Optics***, ZIB-Report 02-04, Konrad-Zuse-Zentrum für Informationstechnik Berlin, 2002.

[54] R. A. Fisher & W. B. Bischel, ***Numerical studies of the interplay between self-phase modulation and dispersion for intense plane-wave laser pulses*** , J. Appl. Phys. 46(11), 4921-4934, Novembre 1975.

[55] E. M. DIANOV; A. Y. KARASIK; P. V. MAMYSHEV; A. M. PROKHOROV; V. N. SERKIN; M. F. STEL'MAKH & A. A. FOMICHEV, ***JETP*** Lett. 41, 294, 1985.

[56] F. M. MITSCHKE & L. F. MOLLENAUER, Opt. Lett. 11, 659, 1986.

[57] J. P. GORDON, Opt. Lett. 11, 662, 1986.

[58] Y. KODAMA & A. HASEGAWA, IEEE J. Quantum Electron. QE-23, 510, 1987.

[59] K. J. BLOW & D. WOOD, IEEE J. Quantum Electron. 25, 2665, 1989.

[60] H. A. HAUSS, ***Quantum noise in solitonlike repeater systems***, J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 8, pp 1122-1126, 1991.

[61] Y. S. KIVSHAR; M. HAELTERMAN, ***Gordon- Hauss effect on dark solitons***, Optics Letters, Vol. 19, No. 1, pp 19-21, 1994.