

REPUBLIQUE DU CAMEROUN

Paix - Travail – Patrie

UNIVERSITE DE YAOUNDE I

\*\*\*\*\*

CENTRE DE RECHERCHE ET DE  
FORMATION DOCTORALE EN SCIENCES

\*\*\*\*\*



REPUBLIC OF CAMEROON

Peace - Work – Fatherland

UNIVERSITY OF YAOUNDE I

\*\*\*\*\*

POSTGRADUATE SCHOOL OF PHYSICS  
SCIENCE AND APPLICATIONS

\*\*\*\*\*

UNITE DE RECHERCHE ET DE FORMATION  
DOCTORALE PHYSIQUE ET APPLICATIONS

\*\*\*\*\*

RESEARCH AND POSTGRADUATE TRAINING  
UNIT FOR PHYSICS AND APPLICATIONS

\*\*\*\*\*

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

DEPARTMENT OF PHYSICS

LABORATOIRE D'ENERGIE DES SYSTEMES ELECTRIQUES ET ELECTRONIQUES

ENERGY-ELECTRIC AND ELECTRONIC SYSTEMS LABORATORY

METHODES EFFICIENTES D'EVALUATION DE LA CARTE DE  
COMPORTEMENT DES DONNEES NUMERIQUES DESYNCHRONISEES  
ET DES HAUTES PUISSANCES TRANSMISES DANS LES  
ENVIRONNEMENTS DIELECTRIQUES COMPLEXES

Thèse Présentée en vue de l'obtention du diplôme de Doctorat/Ph.D en physique

Spécialité : Energie et Systèmes Electriques et Electroniques

Option : Systèmes Electriques et Electroniques

Par

NDI NNANGA BIBIANE MIREILLE

*Master de physique*

Matricule : 05Q433

Sous la direction de :

**Pr. Jacques ATANGANA**

(Maître de Conférences, Université de Yaoundé I)



Année 2022



DEPARTEMENT DE PHYSIQUE  
DEPARTMENT OF PHYSICS

ATTESTATION DE CORRECTION DE LA  
THESE DE DOCTORAT/Ph.D

Nous soussignés, Professeur **OWONO OWONO Luc Calvin** et Professeur **KENFACK JIOTSA Aurélien**, respectivement Président et Examineur du jury de la Thèse de Doctorat/Ph.D de Madame **NDI NNANGA Bibiane Mireille**, Matricule **05Q433**, préparée sous la direction du Professeur **ATANGANA Jacques**, intitulée : « *METHODES EFFICIENTES D'EVALUATION DE LA CARTE DE COMPORTEMENT DES DONNEES NUMERIQUES DESYNCHRONISEES ET DES HAUTES PUISSANCES TRANSMISES DANS LES ENVIRONNEMENTS DIELECTRIQUES COMPLEXES* », soutenue le **Vendredi, 13 Mai 2022** en vue de l'obtention du grade de Docteur/Ph.D en Physique, Spécialité: **Energie, Systèmes Electriques et Electroniques**, Option : **Systèmes Electriques et Electroniques**, attestons que toutes les corrections demandées par le jury de soutenance ont été effectuées.

En foi de quoi, la présente attestation lui est délivrée pour servir et valoir ce que de droit.

Fait à Yaoundé, le **31 MAI 2022** .....

Examineur

Pr. KENFACK JIOTSA  
Aurélien

Le Président de jury

Pr. OWONO OWONO  
Luc Calvin



Visa du Chef de Département

Pr. NDJAKA Jean Marie  
Bienvenu

REPUBLIQUE DU CAMEROUN

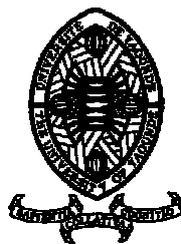
Paix - Travail – Patrie

UNIVERSITE DE YAOUNDE I

\*\*\*\*\*

CENTRE DE RECHERCHE ET DE  
FORMATION DOCTORALE EN SCIENCES

\*\*\*\*\*



REPUBLIC OF CAMEROON

Peace - Work – Fatherland

UNIVERSITY OF YAOUNDE I

\*\*\*\*\*

POSTGRADUATE SCHOOL OF PHYSICS  
SCIENCE AND APPLICATIONS

\*\*\*\*\*

UNITE DE RECHERCHE ET DE FORMATION  
DOCTORALE PHYSIQUE ET APPLICATIONS

\*\*\*\*\*

RESEARCH AND POSTGRADUATE TRAINING  
UNIT FOR PHYSICS AND APPLICATIONS

\*\*\*\*\*

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

DEPARTMENT OF PHYSICS

LABORATOIRE D'ENERGIE DES SYSTEMES ELECTRIQUES ET ELECTRONIQUES  
ENERGY-ELECTRIC AND ELECTRONIC SYSTEMS LABORATORY

**METHODES EFFICIENTES D'EVALUATION DE LA CARTE DE  
COMPORTEMENT DES DONNEES NUMERIQUES DESYNCHRONISEES  
ET DES HAUTES PUISSANCES TRANSMISES DANS LES  
ENVIRONNEMENTS DIELECTRIQUES COMPLEXES**

Thèse Présentée en vue de l'obtention du diplôme de Doctorat/Ph.D en physique

Spécialité : Energie et Systèmes Electriques et Electroniques

Option : Systèmes Electriques et Electroniques

Par

**NDI NNANGA BIBIANE MIREILLE**

*Master de physique*

Matricule : 05Q433

Sous la direction de :

**Pr. Jacques ATANGANA**

(Maître de Conférences, Université de Yaoundé I)

*Année 2022*

---

---

## DÉDICACES

---

Je dédie cette thèse à :

*Mon feu père, M. NDI MVOGO Pierre ,  
Ma maman, M<sup>me</sup>. EBOGO ESSINDI Gisèle .*

---

## REMERCIEMENTS

---

Le travail présenté dans ce manuscrit ne saurait être rendu publique sans que je ne remercie toutes les personnes qui de près ou de loin ont contribué à sa réalisation.

Je commence par remercier le Professeur **Jacques ATANGANA**, Maître de Conférences à l'École Normale Supérieure de Yaoundé pour m'avoir proposé ce sujet de thèse passionnant et pour m'avoir fait confiance. Je vous remercie également de m'avoir permis de mener cette thèse à son terme. L'évaluation du décalage en fréquence et de son impact dans les systèmes de transmission de l'information m'a enthousiasmé et j'ai vraiment apprécié de faire de la belle physique. Je remercie aussi pour votre soutien, vos encouragements et votre esprit critique aiguisé qui m'ont permis de progresser à chacune des étapes de mon doctorat. Je sais que j'ai exigé beaucoup de vous et je vous remercie pour votre patience et votre disponibilité.

Je remercie l'ensemble des membres du jury qui m'ont fait l'honneur d'accepter de lire et d'évaluer ce travail de thèse.

Ces travaux de thèse se sont déroulés au sein du Département de Physique de l'Ecole Normale Supérieure de Yaoundé. Je profite de cette occasion pour exprimer ma profonde reconnaissance à tout le corps enseignant, du Département de Physique de l'Ecole Normale Supérieure de Yaoundé pour les innombrables soutiens manifestés durant ma formation.

C'est dans le même enthousiasme que je m'adresse au Staff dirigeant du Rectorat de l'Université de Yaoundé I. Monsieur le Recteur, le Professeur **Maurice Aurélien SOSSO**, les vices-Recteurs et autres, de bien vouloir recevoir ici, l'expression de ma profonde reconnaissance.

Ma profonde gratitude s'adresse particulièrement au Professeur **Luc Calvin OWONO OWONO**, vice-Recteur à l'Université de Yaoundé I, pour les nombreuses conversations que nous avons eues, et qui m'ont permis de surmonter bon nombre de questions au cours de mes travaux de thèse. Je n'oublierai jamais vos mots d'encouragement qui m'ont permis de reprendre espoir et de vivre mes années de formation doctorale dans les conditions de sérénité et d'efficacité. Merci.

Je tiens également à exprimer toute ma reconnaissance au Professeur **Jean-Marie Bienvenu NDJAKA**, Chef de Département de Physique de la Faculté des Sciences de l'Université de Yaoundé I pour ses précieux conseils.

En ma qualité d'Enseignante vacataire à l'École Normale Supérieure de Yaoundé, je profite de cette occasion pour exprimer toute ma reconnaissance au Directeur de l'École Normale Supérieure de Yaoundé, le Profes-

seur **Annie Sylvie BEYA épouse WAKATA** et le Professeur **Luc Calvin OWONO OWONO**, Chef de Département de Physique de l'Ecole Normale Supérieure de Yaoundé.

Toute ma reconnaissance s'adresse de manière particulière aux Professeurs **Aurelien KENFACK JIOTSA**, **Bertrand BODO**, **Philippe NJANDJOCK NOUCK**, **Françoise ENYEGUE A NYAM**, **Clément MBINACK** pour avoir contribué à l'amélioration de la qualité de ce manuscrit. Je vous remercie beaucoup pour les critiques lors des phases de pré-soutenance et d'audition.

Toute ma reconnaissance s'adresse aux professeur Jacques KENGNE, Maître de Conférences à l'Université de Dschang d'avoir accepté de venir évaluer ce travail. Je vous remercie pour votre disponibilité.

J'adresse mes profonds remerciements au Docteur **Théodule NKOA NKOMOM**, **Dr Bedel ONANA ESSAMA**, **Dr. Olivier OWONO** et **Dr. Jean Daniel NGOH** qui n'ont cessé, quand l'urgence se signalait, de me produire la documentation adéquate et tous les conseils nécessaires pour mener ce travail à son terme.

Un tel travail de recherche ne pouvait aboutir à de résultats originaux sans l'investissement et l'intervention des compétences familiales. Je remercie d'abord ma mère madame **Gisèle EBOGO ESSINDI** pour son soutien indéfectible tant moral que financier pour l'aboutissement de ce travail de thèse. Mes frères et soeurs pour leurs efforts déployés afin de m'offrir un cadre de travail de qualité. Ma fille **Laeticia EBOGO** qui a été l'une de mes principales sources de motivation durant ces travaux de recherche.

C'est également l'occasion pour moi d'exprimer ma profonde gratitude à Madame **Jeanne Louise TONYE**. Chère grande soeur voici le résultat de tes incessables encouragements. Je pense particulièrement à mon ami et frère, l'Ingénieur-Architecte **Gervais Aubin ENANE NGUIDJOI** pour son soutien moral et ses encouragements.

Je remercie tous mes amis et connaissances pour leur soutien affectif et émotionnel.

Que DIEU tout-puissant vous accorde à chacun, santé, prospérité et grâces.MERCI.

*Mireille Bibiane NDI NNANGA.*

---

# Table des matières

---

<b>DÉDICACES</b>	<b>i</b>
<b>REMERCIEMENTS</b>	<b>ii</b>
<b>ACCRONYMES ET ABRÉVIATIONS</b>	<b>xi</b>
<b>ABSTRACT</b>	<b>xii</b>
<b>RÉSUMÉ</b>	<b>xiii</b>
<b>INTRODUCTION GÉNÉRALE</b>	<b>1</b>
<b>1 GÉNÉRALITÉS SUR LES SYSTÈMES DE TRANSMISSION DE L'INFORMATION</b>	<b>7</b>
1.1 Synoptique des systèmes de transmission optique . . . . .	7
1.1.1 Numérisation du signal . . . . .	7
1.1.2 Transcodeurs ou codeurs en ligne . . . . .	8
1.1.3 Principe de base d'une transmission optique . . . . .	9
1.1.4 Module d'émission : diodes laser . . . . .	10
1.1.5 Modulateur optique . . . . .	11
1.1.6 Amplificateurs optiques . . . . .	11
1.1.7 Bloc de réception : Photodiodes . . . . .	13
1.1.8 Éléments de fiabilité d'un système de transmission optique . . . . .	13
1.1.9 Support de transmission optique haut débit longue distance : la fibre optique . . . . .	14
1.1.10 Techniques de transmission :le multiplexage optique . . . . .	17
1.1.11 Importance technologique de la fibre optique . . . . .	20
1.2 Transmission optique à très haut débit . . . . .	20
1.2.1 Effets linéaires générés en transmission optique haut débit longue distance . . . . .	22
1.3 Effet Raman . . . . .	33
1.3.1 Origine de l'effet Raman . . . . .	33
1.3.2 Définition et impact de l'effet Raman dans les systèmes de télécommunications haut-débit . . . . .	34
1.4 Lignes de transmission haute puissance, haut-débit, courte distance : les milieux à métamatériaux . . . . .	36
1.4.1 Définition . . . . .	36
1.4.2 Types de régimes rencontrés dans les metamateriaux . . . . .	36
1.4.3 Propriétés des Métamatériaux . . . . .	38
1.4.4 Fondements physiques sur les métamatériaux . . . . .	42

1.4.5	Modèle théorique d'une ligne de transmission main-gauche . . . . .	47
1.4.6	Effets engendrés par le haut-débit dans les métamatériaux . . . . .	52
<b>2</b>	<b>MATERIELS ET MÉTHODE</b>	<b>55</b>
2.1	Matériels . . . . .	56
2.1.1	Matériel de traitement analytique : Le logiciel MAPLE 18 . . . . .	56
2.1.2	Matériel de traitement numérique : Le logiciel MATLAB . . . . .	57
2.2	Méthodes . . . . .	58
2.2.1	Problème d'approche de la propagation dans les milieux diélectriques . . . . .	58
2.2.2	Approche analytique du traitement du champ impulsionnel . . . . .	60
2.2.3	Traitement numérique de la dynamique du champ impulsionnel par les variables collectives . . . . .	65
2.2.4	La technique numérique de résolution de l'ESNL par la Méthode de Fourier à pas divisé . . . . .	70
2.2.5	Méthodes de minimisation . . . . .	72
2.2.6	Principe numérique de description du champ . . . . .	77
2.2.7	Application de la théorie des variables collectives à une impulsion lumineuse soumise aux effets de dispersion d'ordre deux et à l'auto-modulation de phase . . . . .	81
<b>3</b>	<b>RÉSULTATS ET DISCUSSION</b>	<b>85</b>
3.1	Nouvelle fonction ansatz pour une évaluation efficace du décalage en fréquence des données optiques numérisées se propageant dans un environnement perturbé par l'effet Raman cubique-quintique . . . . .	86
3.1.1	Origine et présentation de l'ansatz classique modifié . . . . .	86
3.1.2	Modèle de description de la dynamique du milieu considéré . . . . .	88
3.1.3	Equations de la dynamique des coordonnées collectives et interprétations . . . . .	89
3.1.4	Résultats des simulations numériques et interprétation . . . . .	91
3.2	Bande de fréquences pour la génération et la stabilisation des hautes puissances dans un métamatériau optique main-gauche en présence des effets des non linéarités cubique et quintique et l'effet Raman cubique . . . . .	106
3.2.1	Modèle théorique d'équation de propagation des ondes électromagnétiques dans les métamatériaux . . . . .	107
3.2.2	Modèle théorique considéré . . . . .	111
3.2.3	Expression et analyse des paramètres de propagation du champ laser incident dans le régime d'indice négatif . . . . .	112
3.2.4	Expression et analyse des coefficients de propagation du champ laser incident dans le régime d'absorption . . . . .	113
3.2.5	Equation du mouvement des coordonnées collectives . . . . .	114
3.3	Résultats numériques . . . . .	114
3.3.1	Impact des différents effets pris en compte dans le modèle sur la dynamique du champ impulsionnel . . . . .	115
3.3.2	Influence de la fréquence sur la dynamique de l'impulsion fortement perturbée par les différents effets pris en compte dans le modèle . . . . .	124
	<b>CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES</b>	<b>130</b>
	<b>BIBLIOGRAPHIE</b>	<b>132</b>

---

**PUBLICATIONS PARUES DANS LE CADRE DE LA THÈSE**

**142**

---

# Table des figures

---

1.1	Principe du codage en ligne . . . . .	8
1.2	Représentation temporelle d'un signal numérique codé en format NRZ . . . . .	9
1.3	Représentation temporelle d'un signal codé en format RZ. . . . .	9
1.4	Schéma de principe d'une ligne de transmission sur fibre optique . . . . .	10
1.5	Schéma de principe du laser . . . . .	11
1.6	Exemple d'amplificateur optique à fibre dopé à l'erbium. . . . .	12
1.7	Schéma de principe d'un décodeur . . . . .	14
1.8	Structure d'une fibre optique. . . . .	15
1.9	Principe de propagation de la lumière dans une fibre optique . . . . .	15
1.10	Principe d'une fibre multimodes à saut d'indice . . . . .	16
1.11	Principe d'une fibre multimodes à gradient d'indice . . . . .	16
1.12	Principe d'une fibre monomode . . . . .	17
1.13	Principe de multiplexage temporel . . . . .	18
1.14	Principe de multiplexage en longueur d'onde . . . . .	18
1.15	Spectre d'atténuation d'une fibre monomode standard (modèle SMF-28). . . . .	23
1.16	Effet de la dispersion sur deux impulsions voisines. . . . .	23
1.17	Illustration d'une transmission en régimes de dispersion normale et anormale dans une fibre optique unimodale. . . . .	25
1.18	Evolution d'une impulsion optique femtoseconde(fs) : (a)Impulsion d'entrée de forme gaussienne. (b)Evolution du profil temporel de l'impulsion en présence des Effets de dispersion d'ordre 2. . . . .	26
1.19	Evolution d'une impulsion de forme gaussienne dans fibre purement dispersive d'ordre 3 : a)L=3772m ; b)L=20km . . . . .	27
1.20	Evolution d'une impulsion de forme gaussienne dans fibre purement dispersive d'ordre 4 : a)distance de propagation L=499,4748m ; b)distance de propagation L=1449,4748m . . . . .	27
1.21	Déformation du front de phase d'une impulsion par l'effet Kerr lorsqu'elle se propage dans un milieu non linéaire . . . . .	31
1.22	Evolution du spectre d'une impulsionnel optique robuste en présence de l'effet Raman . . . . .	35
1.23	Représentation vectorielle d'une onde plane dans un milieu main gauche.[49] . . . . .	39
1.24	Orientation des vitesses de phase et de groupe dans un milieu main gauche (métamatériau). . . . .	39
1.25	Effet Goos-Hänchen dans un matériau main gauche. . . . .	40
1.26	Marche d'un rayon lumineux : Réfraction négative dans un matériau main gauche. . . . .	41
1.27	Principe du cloaking ou contournement d'un obstacle à partir d'une source ponctuelle. . . . .	41

1.28	Marche des rayons lumineux provenant d'une source ponctuelle : (a) Lentille ordinaire ; (b) Lentille plane main gauche. . . . .	42
1.29	Trièdre indirect caractérisé par la règle de la main gauche. . . . .	44
1.30	Résonateur à Anneau Fendu introduit par Pendry. . . . .	45
1.31	Motifs de résonateurs présentant simultanément une perméabilité et une permittivité négatives.(a) Motif en S.(b) Motif en $[71]\Omega$ . . . . .	46
1.32	Circuit d'un tronçon de ligne main gauche sans pertes. . . . .	47
1.33	Circuit équivalent d'un tronçon de ligne composite main droite/ gauche. . . . .	49
1.34	Différents intervalles de propagation . . . . .	50
1.35	Le $n^{ieme}$ et le $(n + 1)^{ieme}$ cellules unitaires du circuit modèle considéré. . . . .	50
2.1	Articulation schématique de la modélisation d'un système réel. . . . .	56
2.2	Représentation schématique du profil gaussien d'une impulsion optique . . . . .	59
2.3	Représentation du profil temporel (a) et fréquentiel(b) d'une impulsion optique gaussienne . . . .	62
2.4	profil d'une impulsion chirpée . . . . .	62
3.1	Profil d'intensité du champ impulsionnel perturbé par les effets de dispersion d'ordre 2 et d'automodulation de phase pour une distance de propagation $z=1742m$ . (a)Ansatz classique ; (b) Ansatz classique modifié . . . . .	93
3.2	Dynamique des coordonnées collectives du champ impulsionnel perturbé par les effets de dispersion d'ordre 2 et d'automodulation de phase sur une distance de propagation $z=1742m$ .(a)Ansatz classique ; (b) Ansatz classique modifié . . . . .	94
3.3	Evolution en 3D du champ impulsionnel perturbé par les effets de dispersion d'ordre 2 et d'automodulation de phase sur une distance de propagation $z=1742m$ .(a)Ansatz classique ; (b) Ansatz classique modifié . . . . .	95
3.4	Profil d'intensité du champ impulsionnel perturbé par la dispersion d'ordre 2, l'automodulation de phase et la non linéarité quintique pour une distance de propagation $z=1742m$ .(a)Ansatz classique ; (b) Ansatz classique modifié . . . . .	96
3.5	Dynamique des coordonnées collectives champ impulsionnel perturbé par la dispersion d'ordre 2, l'automodulation de phase et la non linéarité quintique pour une distance de propagation $z=1742m$ . (a)Ansatz classique ; (b) Ansatz classique modifié . . . . .	97
3.6	Evolution en 3D champ impulsionnel perturbé par la dispersion d'ordre 2, l'automodulation de phase et la non linéarité quintique pour une distance de propagation $z=1742m$ . (a)Ansatz classique ; (b) Ansatz classique modifié . . . . .	97
3.7	profil d'intensité du champ impulsionnel perturbé par la dispersion d'ordre 2, l'automodulation de phase et l'effet Raman cubique pour une distance de propagation $z=1780m$ . (a) Ansatz classique ; (b) Ansatz classique modifié. . . . .	98
3.8	Dynamique des coordonnées collectives du champ impulsionnel perturbé par la dispersion d'ordre 2, l'automodulation de phase et l'effet Raman cubique pour une distance de propagation $z=1780m$ . (a) Ansatz classique ; (b) Ansatz classique modifié. . . . .	99
3.9	Evolution en 3D du champ impulsionnel perturbé par la dispersion d'ordre 2, l'automodulation de phase et l'effet Raman cubique pour une distance de propagation $z=1780m$ . (a) Ansatz classique ; (b) Ansatz classique modifié. . . . .	100

3.10 Profil d'intensité d'une impulsion optique perturbée la dispersion d'ordre 2, la nonlinéarité cubique et l'effet Raman cubique et la nonlinéarité quintique pour une distance de propagation $z=1780\text{m}$ . (a) Ansatz classique; (b) Ansatz classique modifié . . . . .	102
3.11 Dynamique des coordonnées collectives d'une impulsion optique perturbée la dispersion d'ordre 2, la nonlinéarité cubique et l'effet Raman cubique et la nonlinéarité quintique pour une distance de propagation $z=1780\text{m}$ . (a) Ansatz classique; (b) Ansatz classique modifié . . . . .	102
3.12 Evolution en 3D d'une impulsion optique perturbée la dispersion d'ordre 2, la nonlinéarité cubique et l'effet Raman cubique et la nonlinéarité quintique pour une distance de propagation $z=1780\text{m}$ . (a) Ansatz classique; (b) Ansatz classique modifié . . . . .	103
3.13 Profil d'intensité d'une impulsion optique perturbée par la dispersion d'ordre 2, la nonlinéarité cubique et l'effet Raman cubique-quintique et la nonlinéarité quintique pour une distance de propagation $z=1780\text{m}$ . (a) Ansatz classique; (b) Ansatz classique modifié . . . . .	104
3.14 Dynamique des coordonnées collectives d'une impulsion optique perturbée par la dispersion d'ordre 2, la nonlinéarité cubique et l'effet Raman cubique-quintique et la nonlinéarité quintique pour une distance de propagation $z=1780\text{m}$ . (a) Ansatz classique; (b) Ansatz classique modifié . . . . .	105
3.15 Evolution en 3D d'une impulsion optique perturbée par la dispersion d'ordre 2, la nonlinéarité cubique et l'effet Raman cubique-quintique et la nonlinéarité quintique pour une distance de propagation $z=1780\text{m}$ . (a) Ansatz classique; (b) Ansatz classique modifié . . . . .	105
3.16 Evolution des paramètres clés de l'équation en fonction de la fréquence. (a)dispersion d'ordre 2,(c) nonlinéarité cubique (régime d'indice négatif). (b)dispersion d'ordre 2, (d)nonlinéarité cubique) . . . . .	116
3.17 Evolution des paramètres clés de l'équation en fonction de la fréquence. (a)non linéarité quintique,(c) effet Raman cubique (régime d'indice négatif). (b)non linéarité quintique,(d) effet Raman cubique (régime d'absorption) . . . . .	117
3.18 Influence de la fréquence ( $\tilde{\omega} = 0.32$ ) sur la dynamique des coordonnées collectives de l'impulsion optique en présence de la dispersion d'ordre 2 et de la non linéarité cubique pour une distance de propagation $z=0.03010\text{m}$ . (a)régime d'indice négatif; (b)régime d'absorption. . . . .	118
3.19 Evolution en 3D (c et d) et représentation en 2D (e et f) de l'impact de la fréquence sur l'impulsion optique en présence de la dispersion d'ordre 2 et de la non linéarité cubique pour une distance de propagation $z=0.03010\text{m}$ pour $\tilde{\omega} = 0.32$ . (c et e) :régime d'indice négatif; (d et f) : régime d'absorption . . . . .	119
3.20 Dynamique des coordonnées de l'impulsion optique en présence la dispersion d'ordre 2 et des non linéarités cubique et quintique avec $\tilde{\omega} = 0.42$ pour une distance de propagation $z=0.03010\text{m}$ . (a)régime d'indice négatif; (b)régime d'absorption . . . . .	120
3.21 Evolution en 3D(c et d) et représentation en 2D (e et f) de l'impulsion optique en présence la dispersion d'ordre 2 et des non linéarités cubique et quintique avec $\tilde{\omega} = 0.42$ pour une distance de propagation $z=0.03010\text{m}$ . (c et e) :régime d'indice négatif; (d et f) : régime d'absorption . . . . .	121
3.22 Dynamique des coordonnées collectives de l'impulsion optique en présence la dispersion d'ordre 2, des non linéarités cubique et quintique et de l'effet Raman cubique avec $\tilde{\omega} = 0.42$ pour une distance de propagation $z=0.03010\text{m}$ . (a) régime d'indice négatif; (b) régime d'absorption . . . . .	122
3.23 Evolution en 3D (c et d) et représentation en 2D (e et f)de l'impulsion optique en présence la dispersion d'ordre 2, des non linéarités cubique et quintique et de l'effet Raman cubique avec $\tilde{\omega} = 0.42$ pour une distance de propagation $z=0.03010\text{m}$ . (c et e) :régime d'indice négatif; (d et f) : régime d'absorption . . . . .	123

3.24	Dynamique des coordonnées collectives de l'impulsion optique en présence la dispersion d'ordre 2, des non linéarités cubique et quintique et de l'effet Raman cubique avec $\tilde{\omega} = 0.46$ pour une distance de propagation $z=0.03010\text{m}$ . (a) régime d'indice négatif; (b) régime d'absorption . . . .	124
3.25	Evolution en 3D (c et d) et représentation en 2D (e et f) de l'impulsion optique en présence la dispersion d'ordre 2, des non linéarités cubique et quintique et de l'effet Raman cubique avec $\tilde{\omega} = 0.46$ pour une distance de propagation $z=0.03010\text{m}$ . (c et e) :régime d'indice négatif; (d et f) : régime d'absorption . . . . .	125
3.26	Dynamique des coordonnées collectives de l'impulsion optique en présence la dispersion d'ordre 2, des non linéarités cubique et quintique et de l'effet Raman cubique avec $\tilde{\omega} = 0.75$ et $\tilde{\omega} = 0.78$ pour une distance de propagation $z=0.03010\text{m}$ .(a) régime d'indice négatif; (b) régime d'absorption . .	126
3.27	Evolution en 3D (c et d) et représentation en 2D (e et f)de l'impulsion optique en présence la dispersion d'ordre 2, des non linéarités cubique et quintique et de l'effet Raman cubique avec $\tilde{\omega} = 0.75$ et $\tilde{\omega} = 0.78$ pour une distance de propagation $z=0.03010\text{m}$ . (c et e) :régime d'indice négatif; (d et f) : régime d'absorption . . . . .	127

---

---

## ACCRONYMES ET ABRÉVIATIONS

---

Accronymes	Signification anglaise	Traduction française
AR	absorption regime	régime d'absorption
CVs	collective coordinates	variables collectives
ESNL	non linear Schrödinger equation	équation de Schrödinger non linéaire
GVD	dispersion group velocity	dispersion de la vitesse de groupe
MCA	modified conventional ansatz	ansatz classique modifié
NIR	negative index regime	Régime d'indice négatif
NRZ	No zero return	non retour à zéro
QPM	quintic phase modulation	modulation de phase quintique
SOD	second order dispersion	dispersion d'ordre 2
SSF	self frequency shift	autodécalage en fréquence
SPM	self phase modulation	automodulation de phase
TDM	temporal division multiplexing	multiplexage temporel
WDM	wave length division multiplexing	multiplexage en longueur d'onde
RZ	zero return	retour à zéro

---

## ABSTRACT

---

We present the analytical techniques for evaluating behavioral maps of the data pulse considered encoded, transcoded, propagating in two complex dielectric environments and subjected to the Raman effect. It has been shown in the scientific literature that this effect induces in the light pulse, bit mid-temporal shift. This temporal shift is converted to the corresponding center frequency shift. We demonstrate from an optical fiber environment that the evaluation technique established on classical collective coordinates leads to wrong results because the classical ansatz becomes inappropriate. To correct this inaccuracy, we formulate an efficient ansatz able to predict, with a good approximation, a fairly consistent evaluation of the bit mid-temporal shift and the center frequency shift of the data carrier pulses.

The specific analytical techniques to metamaterials strongly disturbed by the Raman effect lead to the determination of the frequency ranges which give a physical significance to the characteristic parameters of the disturbing effects. High power numerical data behavior maps demonstrate under environmental conditions that not all frequencies are useful for quality transmission. Some can create chaos during propagation.

**Keywords :** optical Fiber, pulse data, behavior map, Raman effect, shift, metamaterials, regime, chaos.

---

## RÉSUMÉ

---

Nous présentons les techniques analytiques d'évaluation des cartes de comportement des données impulsionnelles numérisées, codées et transcodées, se propageant dans deux environnements diélectriques complexes. Il a été démontré dans la littérature scientifique que cet effet induit en l'impulsion lumineuse, des décalages du milieu du temps bit. Ce décalage temporel est converti en décalage de la fréquence centrale correspondante. Nous démontrons à partir d'un environnement optique fibré que la technique d'évaluation basée sur les coordonnées collectives classiques conduit à des résultats erronés parce que l'ansatz classique devient inapproprié. Pour corriger cette erreur, nous formulons un ansatz efficient capable de prédire avec une bonne approximation, une évaluation assez conforme du décalage du milieu du temps bit et de la fréquence centrale des impulsions porteuses de données.

Les techniques analytiques propres aux métamatériaux fortement perturbés par l'effet Raman conduisent à la détermination des plages de fréquences qui donnent une signification physique aux paramètres caractéristiques des effets perturbateurs. Les cartes de comportements des données numériques de fortes puissances démontrent selon le régime de l'environnement que, toutes les fréquences ne sont pas utiles pour assurer une transmission de qualité ; certaines peuvent engendrer le chaos pendant la propagation.

**Mots clés :** Fibre optique, données impulsionnelles, carte de comportement, effet Raman, décalage, métamatériaux, régime, chaos.

---

## INTRODUCTION GÉNÉRALE

---

Le désir de communiquer le plus rapidement et le plus loin possible est devenu aujourd'hui une nécessité pour les consommateurs des télécommunications, que ce soit par des technologies filaires ou sans fil. Ainsi, le nombre de dispositifs connectés tend à augmenter sans cesse car les utilisateurs souhaitent quotidiennement accéder aux multiples services offerts par ces nouvelles technologies qui intègrent les réseaux d'ordinateurs à connexion internet, les vidéoconférences, les vidéophones, la diffusion cinématographique numérique, . . . etc. De plus, l'accès au haut débit via les lignes de transmission optique est devenu une nécessité dans le monde actuel où la quantité des données numériques à transporter augmente continuellement et la qualité de transmission est exigée. Face à ces exigences, les équipementiers, opérateurs économiques, ingénieurs et laboratoires scientifiques de recherche exerçant dans le domaine des télécommunications se sont intéressés à un axe de recherche sur le développement de nouveaux systèmes de transmission et le traitement par unité de temps, d'une quantité d'information de plus en plus importante, capable de satisfaire la demande actuelle des usagers. De nos jours, la conception de nouveaux outils de télécommunications demeure le problème central pour les ingénieurs et opérateurs économiques du domaine. A ce jour, les technologies les plus utilisées sont dévolues à la transmission d'informations sous forme d'impulsions numériques codées et transportées par les supports diélectriques optiques spécifiques que sont la fibre optique et les métamatériaux.

Fondamentalement, la fibre optique, après avoir supplanté le câble coaxial, est devenue un des moyens le plus fiable et le plus économique lorsqu'il s'agit de transporter à la fois un grand nombre de signaux numériques lumineux de types différents (données audio, vidéo et internet) avec des débits très élevés (gigabits/s) et sur de grandes distances généralement transocéaniques. En effet, des compagnies de téléphone comme la Standard Telephone and Cables en Angleterre avaient compris le potentiel de ces mêmes fibres optiques pour la télécommunication [134], ce qui entraîna une course à la purification des verres de façon à produire en 1970 des fibres monomodes permettant la transmission de faisceaux sur de grandes distances mais avec des pertes inférieures à 20 dB/km. Ces pertes sont aujourd'hui inférieures à 0.18 dB/km, ce qui a entraîné l'établissement lors des dernières décennies d'un important réseau international de télécommunications par fibre optique.

Par ailleurs, il a été constaté que la combinaison de la communication et la longue distance de propagation confert à l'impulsion numérique optique, porteuse d'informations une carte de comportements particulière. En effet, le débit de propagation confert aux impulsions lumineuses un champ laser avec une intensité convenable. Cette intensité a des répercussions directes sur l'indice de réfraction de la fibre, par conséquent sur le comportement des impulsions lumineuses pendant la propagation. Ces répercussions ont des comportements parfois non linéaires. Dans ce sens, il est établi depuis les travaux de Hasegawa et Tappert en 1973, que la variation non linéaire de l'indice de réfraction dans une fibre optique idéale peut être utilisée pour compenser l'effet de la dispersion de la vitesse de groupe. Mais pour assurer la transmission haut-débit, l'évolution des performances en transmission de données par fibre optique s'est accélérée ces dernières années depuis l'apparition des techniques de multiplexage. Dans ce cadre, les techniques de multiplexage en longueur d'onde ont permis d'atteindre les débits de plus de 10 Gbit/s et aujourd'hui supérieur ou égal à 40 Gbit/s.

Par ailleurs, ces technologies imposent d'autres besoins technologiques. L'un des plus importants est la nécessité de fabriquer les outils de télécommunications facilement transportables (miniaturisation), basés sur l'intégration de plusieurs composants. Ces nouvelles technologies visent à avoir des appareils surtout mobiles dotés de circuits avec un encombrement réduit au maximum. Ainsi, de nouveaux types de matériaux sont des candidats idéals pour la fabrication de ces composants, circuits et systèmes : ce sont les métamatériaux.

L'idée d'obtention de ces types de matériaux fut envisagée en début des années 1960. A cette époque, Veselago, physicien Russe de l'Institut de Physique de Lebedev [47, 61], présenta une analyse sur les matériaux qui possèdent de nouvelles propriétés optiques jusque-là inhabituelles. Le comportement isotrope observé dans les matériaux ordinaires devient anisotrope. L'inversion des lois de Descartes-Snell matérialisée par une déviation en sens inverse par rapport au sens habituel ; le sens opposé des vitesses de phase et de groupe par rapport au sens habituel est vérifié. Le décalage vers les basses fréquences dans l'effet Doppler contrairement au constat habituel vers les hautes fréquences est aussi vérifié, ainsi que l'effet Cerenkov. La cape d'invisibilité caractérisée par une possibilité de rendre invisible un objet à partir des ondes électromagnétiques provenant d'un matériau aux propriétés inhabituelles [85] est aussi vérifiée avec ces nouveaux types de matériaux. Ces propriétés que l'on ne rencontre pas dans les matériaux ordinaires, permirent à Veselago de confirmer l'existence de tels matériaux qui prirent par la suite l'appellation de "métamatériaux". Leur environnement diélectrique beaucoup plus complexe a suscité des recherches de plus en plus approfondies. De celles-ci, il ressort que leur environnement est marqué par les constats suivants : l'environnement électrique est influencé par la permittivité  $\varepsilon$  et l'environnement magnétique influencé par la perméabilité  $\mu$ , peuvent être tous les deux négatifs, conférant une valeur négative à l'indice de réfraction contrairement aux matériaux ordinaires qui ont un indice de réfraction positif. Signalons toutefois, qu'il existe

d'autres matériaux tels que des cristaux photoniques qui présentent un indice de réfraction négatif, mais cet indice de réfraction est obtenu grâce à un phénomène d'interférence des ondes à l'intérieur du milieu. Ils ne sont donc pas classés comme métamatériaux car, leur indice de réfraction négatif ne résulte pas d'une permittivité et d'une perméabilité négatives.

Dans la caractérisation de ces nouveaux milieux diélectriques de transport des données numériques, le traitement de la dynamique à partir des équations de propagation confère à la perméabilité une expression générale sous la forme  $\mu = \mu' + i\mu''$ . Ainsi, des figures de caractérisation sont possibles. Dans le cas du régime des matériaux ordinaires,  $\mu''$  est négligeable, soit  $\mu = \mu' = cte$  [4]. Le cas où  $\mu''$  prend une valeur importante, il lui confère à la fois un comportement réel et un comportement absorbant. Ainsi, trois types de régimes de transmission sont identifiés dans ces conditions : le régime d'absorption donné par  $n = n' + in''$  avec  $n'$  et  $n''$  fonction de  $\varepsilon$  et  $\mu$ ; le régime d'indice négatif obtenu à partir des conditions physiques où  $n$  a pour expression analytique  $n = \varepsilon\mu$ ; le régime d'indice positif où ces conditions physiques confèrent à  $n$  l'expression  $n = +\sqrt{\varepsilon\mu}$ .

Plusieurs travaux ont été réalisés pour améliorer la qualité de la transmission afin qu'une séquence de bits partie de l'émetteur arrive au récepteur sans difficultés de décodage. Ceci revient à la mise en place des conditions de transport capables non seulement de vaincre les effets néfastes qui prennent naissance pendant la transmission, mais aussi d'évaluer la carte de comportements de la transmission afin que le récepteur demeure apte à s'adapter et d'assurer le décodage. C'est ainsi que J.Atangana et al dans leurs travaux en 2013 [103] ont montré qu'il est possible grâce à un processus de compensation entre les effets de nonlinéarité saturante et dispersion d'ordre 4 assurer une transmission sans trop de pertes dans une fibre optique nonlinéaire. Dans la même lancée Onana et al ont montré dans leurs travaux en 2013 [104] et onana et al en 2014[107] qu'on peut trouver une bande de fréquences dans un milieu à métamatériau pour laquelle les données numériques peuvent voyager jusqu'au receptrer sans perturbation avec une forte puissance et que pour certaines bandes de fréquences il y'a génération du chaos lorsqu'un certain nombre d'effets linéaires et nonlinéaires sont présents dans le milieu.

Les effets les plus récurrents et qui ont trouvé des solutions sont beaucoup plus la gestion de la dispersion sur la ligne et l'atténuation.

Dans ce cadre, des concepts furent élaborés pour combattre les effets de dispersion chromatique et l'impact de certains effets non linéaires. Une première solution innovante fut la découverte du soliton à gestion de dispersion [41]. Cette découverte a donc permis la conception des lignes à gestion de dispersion qui sont constituées d'une alternance de tronçons de fibres à dispersion respectivement positive et négative. Dans ce cas, une attention particulière sera ainsi portée à l'étude des lignes capables d'équiper les futurs systèmes de transmission à très haut débit afin d'accroître leurs performances, avec la conception des cartes de dispersion ou encore des lignes à N canaux avec des capacités supérieures à 160Gbit/s [130].

De manière similaire, l'approche "métamatériaux" en tant que milieu diélectrique de propagation est soutenue par les travaux de Scalora et al. [76], décrivant la propagation des impulsions ultra-brèves dans un matériau à indice de réfraction négatif avec une perméabilité et une permittivité dépendant de la fréquence. Tous ces travaux vont concourir pour démontrer que les métamatériaux présentent plusieurs applications en tant que milieu diélectrique de propagation.

Le souci de transmettre de plus en plus vite et le plus loin possible ou encore, de transmettre de plus en plus vite avec des fortes intensités des données impulsionnelles et le plus proche possible, contraint le milieu de propagation à avoir des comportements particuliers. En effet, le milieu de propagation subit des modifications importantes soit au niveau de l'indice de réfraction pour la fibre optique, soit au niveau de la perméabilité magnétique et de la permittivité électrique pour les métamatériaux, qu'il devient assez difficile de prévoir ce qui se passera dans l'enveloppe de l'impulsion lumineuse dans ce milieu pendant la propagation. De ce fait, plusieurs zones d'ombres liées à cela sont identifiées et restent encore sans solution.

En ce qui concerne la transmission des données par fibre optique, il est constaté que : pour un flux d'informations se présentant comme une séquence de données codées numériquement pour une propagation subpicoseconde dans les milieux diélectriques, la réponse du diélectrique face au champ laser incident entraîne une perturbation systématique du milieu suite à la modification de l'indice de réfraction. Cette déstabilisation provient d'un certain nombre d'effets appelés effets linéaires et non linéaires prenant naissance dans le milieu. Il s'en suit des conséquences inattendues sur les séquences de données et sur le profil d'impulsion. Les mêmes constats sont faits sur la perméabilité et la permittivité dans les métamatériaux. On observe des modifications du rapport fréquence propre sur la fréquence du plasma avec pour conséquence apparition des plages de fréquences spécifiques en fonction de la nature des perturbations qui y prennent corps. Ces perturbations sont à l'origine des effets engendrés par cette disposition des plages de fréquence.

Dans ces conditions, il devient difficile de prédire pour une séquence de bits partie d'un émetteur, ce qui se passera pendant la propagation et qu'est ce qui se produira au niveau du récepteur. Les informations reçues seront-elles déchiffrables ? Sinon quelles conditions devraient remplir le milieu ou l'impulsion pour que l'information arrive stable et déchiffrable au niveau du récepteur. Comment évaluer l'impact des conséquences issues de l'entrée en jeu des perturbations dans le but de savoir si oui ou non, la transmission est possible et jusqu'à quelle distance cela est possible, ou encore comment devrait-on équiper le milieu récepteur afin que la séquence de données, partie de l'émetteur soit déchiffrable et décodable au niveau du récepteur.

C'est dans ce contexte que nous avons réalisé ce travail de thèse dans le laboratoire d'Énergie, des Systèmes Électriques et Électroniques de l'Université de Yaoundé 1.

Deux aspects de propagation sont étudiés dans ces environnements diélectriques complexes.

Le premier est l'environnement à fibre optique. Il s'agit de considérer une séquence de bits

partie du bloc émetteur, transmise à haut-débit longue distance et d'admettre que pendant la propagation et dans la gamme des effets non linéaires qui entrent en jeu, l'effet Raman est présent et joue un rôle particulier. Il est démontré que cet effet est néfaste car, Il provoque un décalage du milieu du temps-bit de l'impulsion, suivi automatiquement du décalage de sa fréquence centrale. Cette situation engendre des pertes de synchronisation. Il s'en suit alors une transmission qui peut perdre la cadence et avoir des répercussions sérieuses sur le transcodage utilisé, surtout s'il est de type Manchester ou Manchester différentiel. Ce décalage du milieu du temps-bit pendant la propagation n'a jamais été évalué jusqu'ici et vu ses conséquences néfastes sur le transcodage exige d'être évalué. Dans ce cadre, il faudrait proposer à la communauté scientifique une technique efficace pour évaluer ce décalage qui demeure un frein à l'essor des systèmes de télécommunications de nouvelle génération.

Le second environnement est celui des métamatériaux. Il s'agit de considérer une séquence de bits de forte puissance, partie d'une source et se propageant également dans ce milieu avec entrée en jeu des effets non linéaires dont l'effet Raman. Il devient important de déterminer les plages de fréquences capables de prendre place dans un tel environnement en fonction des effets présents et d'étudier les cartes de comportements de ces impulsions.

Ces deux aspects ci-dessus mentionnés constituent le centre des travaux de notre Thèse intitulée : Méthodes Éfficaces d'Évaluation de la Carte de Comportements des Données Numériques Désynchronisées et des Hautes Puissances Transmises dans les Environnements Diélectriques Complexes organisé en trois chapitres.

■ **Le chapitre 1** subdivisé en quatre parties présente le principe de fonctionnement des systèmes de transmission optique.

- La première partie est la revue de littérature sur la numérisation du signal ;
- La seconde est axée sur la communication haut-débit et les effets physiques associés à l'environnement de propagation.
- La troisième partie est consacrée sur l'effet Raman et son impact sur la transmission des données ;
- La quatrième partie est un parcourt bibliographique sur l'environnement diélectrique à métamatériaux non linéaires ainsi que les effets linéaires et non linéaires qui influencent ce milieu.

■ **Le chapitre 2** fera l'objet d'une étude des fonctions d'approche de caractérisation du champ laser incident, à partir de la technique des variables collectives. Les ansatze considérés dépendront de la nature de l'environnement et des effets non linéaires qui entrent en jeu. Il sera question de formuler dans la littérature scientifique une fonction anstaz appropriée capable de prédire la carte de comportement du décalage en fréquence et d'évaluer son importance pendant la propagation. Il sera également question de procéder à des techniques analytiques permettant de faire une analyse des données numériques de fortes puissances dans les métamatériaux,

lorsque l'environnement devient fortement perturbé par l'effet Raman.

■ **Le chapitre 3** présente les résultats obtenus à la suite des simulations numériques effectuées.

Cette thèse s'achève par une conclusion et des perspectives.

# GÉNÉRALITÉS SUR LES SYSTÈMES DE TRANSMISSION DE L'INFORMATION

---

Dans ce chapitre, il est question de faire une présentation panoramique des notions fondamentales liées aux systèmes de transmission optique.

## 1.1 Synoptique des systèmes de transmission optique

### 1.1.1 Numérisation du signal

Le principe de transmission d'une information entre un expéditeur et un récepteur est conçu de la manière suivante : le système de transduction associé à la source de départ qui peut être un microphone, une caméra ou un ordinateur transforme au préalable une parole, une image ou un texte à transmettre à un destinataire géographiquement proche ou très éloigné en un signal électrique. Celui-ci, représenté sous forme d'une fonction mathématique continue et généralement périodique grâce à des systèmes électroniques appropriés est appelé signal analogique. Pour un souci de transmission efficace conforme à la modernité technologique des équipements de l'heure, le signal analogique sera numérisé c'est-à-dire transformé en un signal impulsionnel. Ceci s'opère suivant un processus dit de numérisation comprenant les opérations d'échantillonnage, de quantification et de codage. Le signal codé, représenté sous forme d'une suite de bits (0 et 1), et qui devrait s'adapter à la nature du canal de transmission subit à son tour une opération de transcodage ou codage source suivi d'un codage canal, avant de prendre une forme numérique compréhensible et déchiffrable par le système récepteur du destinataire.

Le problème casse-tête des opérateurs des télécommunications est de trouver une solution technologique leur permettant de transmettre un nombre important de paroles, de textes, d'images et de vidéos provenant de plusieurs sources différentes, de différentes localisations, afin qu'ils soient acheminés auprès de plusieurs destinataires. La préoccupation étant de transmettre de plus en plus vite c'est-à-dire en haut débit ou transmission en Gigabits/s et le plus

loin possible (transocéanique). Cependant, les câbles coaxiaux ou les faisceaux hertziens utilisés par le passé, ne sont pas adaptés à la technologie haut débit et de ce fait ne sont souvent pas très requis à ce jeu. Le meilleur candidat pour ces technologies de transport d'association de tous ces types de données (audio, vidéos et texte) est la fibre optique.

Il revient ainsi aux ingénieurs et scientifiques appropriés de concevoir un système de transmission exigeant à l'émission, la conversion du signal électrique numérique transcodé en un signal optique à l'aide des convertisseurs électro-optiques. Le signal optique aussi impulsionnel et conforme à cette technique de codage est acheminé jusqu'au système récepteur. A la destination, il sera reconverti au préalable en signal électrique à l'aide des convertisseurs opto-électroniques, puis décodé afin qu'il soit interprétable par des récepteurs et acheminé à chacun des destinataires à partir des équipements de transmission convenables.

Cette technologie de transmission est établie à l'aide des modules électroniques et optiques permettant une bonne adaptation du signal sur le système reliant la source au destinataire. Nous pouvons citer :

### 1.1.2 Transcodeurs ou codeurs en ligne

Le signal électrique numérisé s'adapte à la transmission par fibre optique à l'aide d'un transcodage approprié. Ceci s'effectue via une opération faisant correspondre à un symbole appartenant à un alphabet, une représentation binaire (codage à la source), de manière à substituer au signal numérique un signal électrique mieux adapté à la transmission . Cette transformation est réalisée par un codeur/décodeur en bande de base désigné par (ERBdB)[1]et représenté à la figure 1.1. Dans cette approche on peut distinguer :

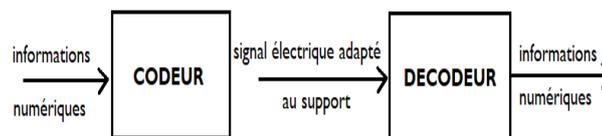


FIGURE 1.1 – Principe du codage en ligne

#### 1.1.2.1. Transcodeur NRZ

Il effectue les opérations numériques en symétrisant la valeur 1 et la valeur 0 du signal par rapport au potentiel de référence (potentiel nul). Ceci diminue la composante continue. Toutefois, il est remarqué que cette composante continue ne s'annule pas complètement et par ailleurs que son spectre reste relativement large avec un maximum de puissance à la fréquence centrale (0) justifiant une légère importance de la composante continue. [1]

Sur la figure 1.2, le symbole '1' peut correspondre à la présence d'un signal émis et le symbole '0' à son absence. A chaque bit correspondra un niveau continu. Ainsi, lorsque deux ou plusieurs

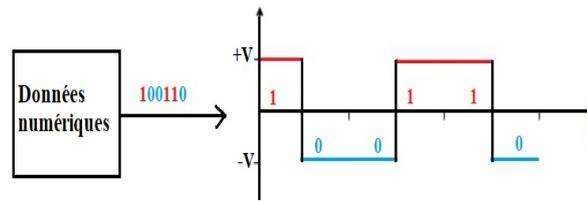


FIGURE 1.2 – Représentation temporelle d'un signal numérique codé en format NRZ

symboles identiques se suivent, le signal reste au même niveau continu. Il est généralement utilisé pour relier un ordinateur à ses périphériques.

#### 1.1.2.2. Le transcodeur RZ (Return to Zero)

Il peut arriver que certains indésirables mentionnés dans le codage NRZ tendent à être combattus par d'autres procédés ; l'un des procédés de contournement est l'utilisation du codeur RZ. S'agissant de celui-ci, son procédé est conçu de telle manière que la largeur à mi-hauteur de l'impulsion optique obtenue après la conversion électro-optique ait une largeur à mi-hauteur inférieure au temps bit afin d'éviter les interactions entre impulsions dans un même canal. Signalons que ces interactions peuvent générer des bits fantômes et compliquer davantage les interprétations au niveau du récepteur. [2-4]

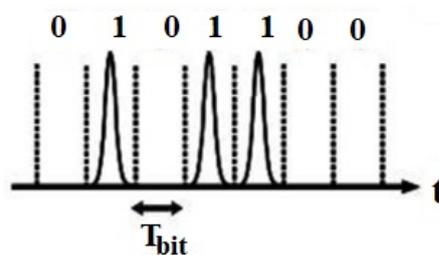


FIGURE 1.3 – Représentation temporelle d'un signal codé en format RZ.

### 1.1.3 Principe de base d'une transmission optique

Les systèmes de transmission optique ont pour intérêt majeur de transmettre un grand nombre de données sur de très grandes distances avec très peu de pertes. Ceci dans le but de satisfaire les exigences sans cesse croissantes de la modernité et de la demande des utilisateurs. Le canal de transmission par excellence est la fibre optique. Le principe de transmission de base consiste à numériser l'information à l'aide d'un transcodeur (NRZ ou RZ) ; celle-ci sera par la suite convertie en signal optique grâce à une source laser puis modulée par un modulateur optique. Le signal va cependant subir des perturbations comme l'atténuation et la dispersion lors de son passage dans la fibre optique. Il sera donc de temps en temps régénéré pendant le

transport jusqu'à sa sortie de la fibre par des amplificateurs optiques. Enfin, il sera récupéré par les photodiodes pour une conversion optoélectronique et par la suite décodé par un codeur canal et corrigé par un correcteur d'erreurs. Le schéma de principe est le suivant [5] :

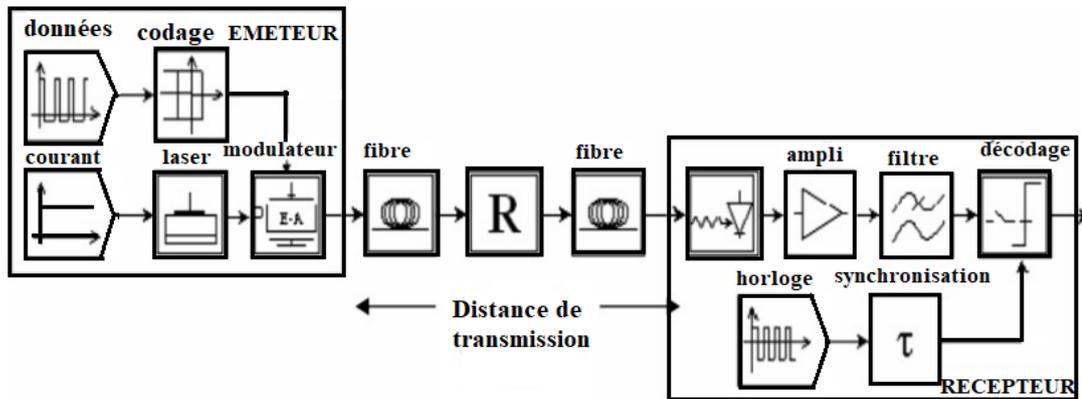


FIGURE 1.4 – Schéma de principe d'une ligne de transmission sur fibre optique

Il existe plusieurs composants nécessaires à un système de transmission optique dont les plus importants sont :

#### 1.1.4 Module d'émission : diodes laser

La diode laser est un composant capable de produire un rayonnement par émission stimulée ; d'où l'acronyme anglais : "Light Amplifier by Stimulated Emission of Radiation" d'où provient son appellation [6]. Les DL (Diode Laser) sont alors des sources cohérentes, et monochromatiques. Elles sont utilisées dans une ligne de transmission pour coder l'information sous forme optique avant qu'elle soit injectée dans la fibre ; elles sont plus prisées dans les télécommunications haut débit longues distances, car elles offrent une bande passante assez importante et une puissance considérable.

Le principe laser est basé sur l'émission stimulée qui provoque une inversion de population. En effet l'inversion de population va maintenir les atomes dans un état excité. Un atome va par la suite émettre un photon par émission spontanée [7]. Ce photon va produire de nouveaux photons ayant exactement les mêmes fréquences, phases et direction que le photon incident grâce à une cascade d'émissions stimulées qui vont se répéter un grand nombre de fois, jusqu'à atteindre une grande puissance. Pour assurer une émission dans la direction choisie, et augmenter l'effet de l'émission stimulée, on place le milieu amplificateur entre deux miroirs de manière à ce que la lumière fasse plusieurs allers-retours avant d'être émise : grâce à cette cavité optique, l'amplification gagne en efficacité.

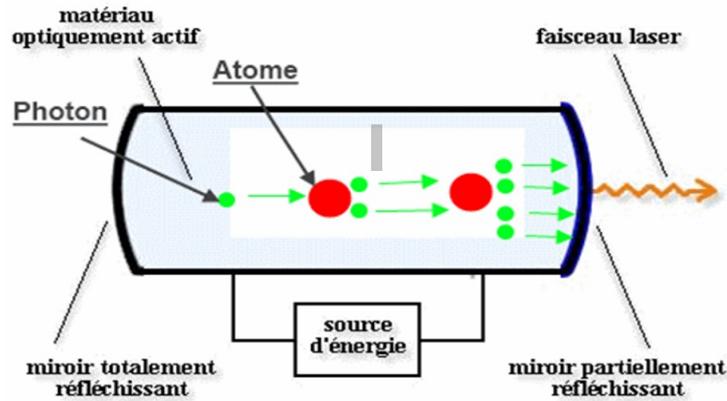


FIGURE 1.5 – Schéma de principe du laser

### 1.1.5 Modulateur optique

Il permet de procéder à une variation des paramètres des impulsions lumineuses afin de rendre plus efficace et plus approprié, la propagation et le transport des informations. La technique de modulation utilisée dans les systèmes de télécommunication consiste à modifier la lumière continue émise par une source laser commandée électriquement, les paramètres de changement étant principalement l'amplitude des impulsions optiques. Ces paramètres peuvent aussi être la cadence d'apparition des impulsions et les mécanismes de synchronisation. Ceci s'opère par une interaction laser-matière. La matière constituant la fibre optique étant le Silicium. Fondamentalement, la modulation prend effet à l'aide d'un changement de la concentration des porteurs libres. Ceci a pour conséquence la modification des propriétés optiques du matériau plus précisément son indice de réfraction. Pour rendre ceci effectif, deux approches sont possibles :

- **Polarisation en directe** qui consiste à injecter une grande quantité d'électrons et de trous dans la matière. Cette technique consomme beaucoup de puissance et est surtout assez lente car la vitesse de modulation est limitée par la vitesse de recombinaison des porteurs minoritaires.

- **Polarisation en inverse** qui consiste en une variation de la concentration des porteurs grâce à un élargissement de la zone de charge. Cette méthode est moins efficace en termes de déphasage mais beaucoup plus rapide et consomme moins d'énergie.[8]

### 1.1.6 Amplificateurs optiques

L'amplification est l'une des solutions permettant de repousser les limites en distance et en capacité des lignes de transmission optique. Les amplificateurs sont utilisés dans les lignes de transmission pour diminuer les dégradations subies par le signal au cours de sa propagation à savoir principalement son atténuation, l'augmentation du bruit d'amplitude, le déphasage et l'apparition de gigue temporelle. Un amplificateur optique a pour principe d'absorber l'énergie

fournie par le système extérieur grâce à la technique de pompage puis la restitue au signal pour le renforcer et l'amplifier.[18]

L'amplification peut se faire en trois étapes à savoir : la ré-amplification, la remise en forme du signal qui tend à limiter le bruit d'amplitude et enfin la resynchronisation des données pour limiter l'accumulation de gigue temporelle. Les systèmes actuels utilisent dorénavant, des amplificateurs purement optiques, facile à mettre en oeuvre et permettant d'effectuer cette tâche à la " vitesse optique "[19]. Parmi les amplificateurs optiques on peut citer :

#### 1.1.6.1. Amplificateur optique à fibre dopée à l'Erbium(EDFA, Erbium Doped Fiber Amplifier)

L'avènement de l'EDFA a constitué une révolution dans le domaine des télécommunications grâce à son fort gain ( $> 30$  dB), sa grande puissance de saturation, sa large bande d'amplification ( $> 30$  nm) et son insensibilité à la polarisation qui font de lui un composant clé des systèmes de télécommunications optiques. Les amplificateurs optiques à fibre commercialement disponibles fonctionnent dans la fenêtre de transmission à la longueur d'onde de 1550 nm. Ils sont composés d'une fibre active de quelques mètres de longueur, dopée avec des ions appropriés (Erbium), et connectée à la fibre de ligne, d'une pompe et d'un dispositif de couplage de lumière de la pompe vers la fibre dopée. Dans la plupart des cas, la pompe est un laser à semi-conducteur et le couplage de la lumière de la pompe dans la fibre est obtenu à l'aide de multiplexeur. Son principe est basé sur le phénomène d'émission stimulée de l'ion erbium pour réaliser le processus d'amplification.[5]

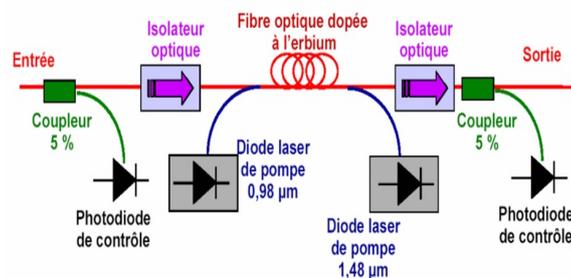


FIGURE 1.6 – Exemple d'amplificateur optique à fibre dopé à l'erbium.

#### 1.1.6.2. Amplificateur Raman

L'amplificateur Raman naît de la nécessité d'augmenter la bande spectrale de la ligne de transmission optique. En effet, la bande spectrale offerte par les EDFA, limitée au maximum à 40 nm, s'avère être un facteur pénalisant avec l'accroissement du nombre de canaux dans la fibre grâce à la technique WDM. L'amplificateur Raman grâce au principe de diffusion Raman a la capacité de créer un gain sur une très large bande ( $> 100$  nm) à une distance de 13 térahertz (THz) à partir de la longueur d'onde de pompe.

### 1.1.7 Bloc de réception : Photodiodes

Le bloc récepteur est un dispositif qui a pour rôle de transformer le signal de manière à recréer les différents signaux mis en forme par le transmetteur . En effet, le signal reçu est converti en signal électrique avec le moins de bruits possibles grâce à une photodiode qui joue le rôle de compteur de photons et de générateur de courant pour finalement former un courant électrique. Une photodiode est un composant à base de semi-conducteurs qui présente les avantages d'être très rapides et faciles à utiliser. Sa structure lui permet de transférer efficacement l'énergie des photons incidents vers les électrons contenus dans le matériau (absorption du photon) en provoquant son passage d'un état de la bande de valence à un état plus élevé de la bande de conduction pour finalement former un courant électrique.

La photodiode PIN (Positive Intrinsic Negative Photodiodes) la plus utilisée dans les systèmes à fibres optiques est constituée d'une zone I, appelée zone intrinsèque, qui n'est ni fortement dopée N ni fortement dopée P et se comporte ainsi comme la zone de déplétion. Sa résistance est élevée car ne dispose pas de porteurs libres.

### 1.1.8 Éléments de fiabilité d'un système de transmission optique

Un système de transmission optique doit être capable de garantir à chaque type de flux le respect de ses contraintes spécifiques à savoir les exigences en termes de débit (volume), de temporalité (temps de transfert et variation de celui-ci) et de fiabilité (taux d'erreur). De ce fait, l'information va être codée dans le module d'émission et suivant la technique de codage utilisée, l'information pourra être corrigée. Il sera alors possible d'obtenir des taux d'erreurs binaires très faibles et un gain de codage non négligeable qui permet ainsi d'augmenter les distances de transmission de quelques milliers de kilomètres. Pour les autres erreurs qui sont d'origine physique, le contrôle d'intégrité porte alors le nom de contrôle d'erreurs.

#### 1.1.8.1. Taux d'erreur binaire (BER, Bit Error Rate)

Le taux d'erreur binaire (TEB) est le rapport entre le nombre de bits erronés reçus sur le nombre total de bits transmis.

Le taux d'erreur binaire, permet de quantifier de manière probabiliste les erreurs sur une information reçue mais qui a été dégradée lors de la transmission et bruitée lors de la détection ; ainsi, il constitue un critère très important de fiabilité d'un système de transmission. Dans la pratique, sa valeur varie entre  $10^{-4}$  et  $10^{-12}$ . Si  $p_e$  est la probabilité pour qu'un bit soit erroné, la probabilité de recevoir un bit correct est de  $p = (1 - p_e)[5]$ . Soit, pour un bloc de N bits, la probabilité de réception correcte (p) est :

$$p = (1 - p_e)(1 - p_e)\dots(1 - p_e) = (1 - p_e)^N \quad (1.1)$$

La probabilité de recevoir un bloc sans erreur est d'autant plus faible que la longueur du bloc est grande.

### 1.1.8.2. Code correcteur d'erreurs

C'est un ensemble de procédés utilisés dans les systèmes de transmissions haut débit pour vérifier la conformité du message transmis et de le corriger s'il y'a erreur. Le code correcteur d'erreurs le plus utilisé actuellement est le code RS (255,239) ou Reed-Solomon parce que ses performances permettent d'atteindre un  $TEB < 10^{-12}$ . De plus, il a la capacité de corriger jusqu'à 8 symboles erronés dans un seul mot de code, les erreurs à des rafales d'une longueur maximale de 1024 bits, pour 16 codes entrelacés, une faible complexité du codeur et du décodeur, et offre une possibilité d'implémentation à l'aide du matériel et des logiciels actuellement disponibles et aussi une augmentation de la capacité du canal, et des distances de transmission grâce à un double codage RS [5]. Le principe de fonctionnement d'un code correcteur d'erreurs est le suivant [5] :

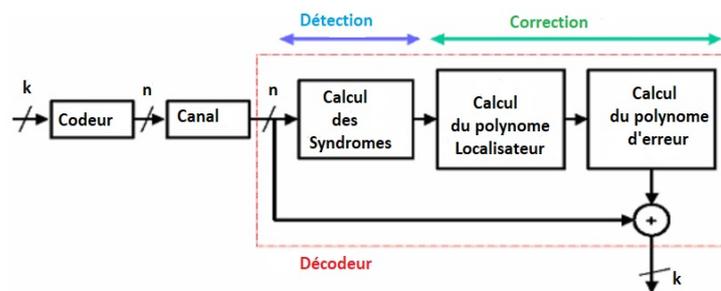


FIGURE 1.7 – Schéma de principe d'un décodeur

Pour décoder on calcule d'abord le syndrome pour déterminer s'il y a erreur. Puis, s'il n'est pas nul, on détermine la position des erreurs et enfin leurs valeurs. Connaissant la valeur et la position des erreurs, on peut corriger le mot reçu.

### 1.1.9 Support de transmission optique haut débit longue distance : la fibre optique

La fibre optique est un guide d'ondes diélectrique qui permet d'exploiter les propriétés réfractrices de la lumière. C'est un support physique de transmission de données servant à la propagation des signaux lumineux modulés en longueurs d'ondes. Comparée aux autres supports de transmission existant, la fibre optique présente une atténuation quasiment constante sur une énorme plage de fréquences et offre ainsi l'avantage de bandes passantes gigantesques. Ceci fait de lui le meilleur candidat pour satisfaire les exigences de transmission de données actuelles.

Physiquement, la fibre optique est un milieu local non magnétique comprenant en sa partie centrale, un coeur entouré d'une gaine, l'ensemble enveloppé dans une gaine protectrice comme

illustré sur la figure (1.8) ci-dessous [9] :

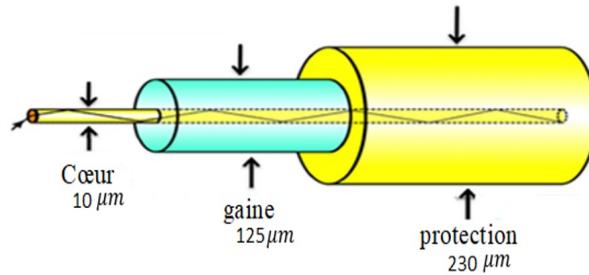


FIGURE 1.8 – Structure d'une fibre optique.

### 1.1.9.1. Principe de propagation de la lumière dans la fibre optique

La propagation de la lumière dans une fibre optique repose sur le principe de réflexion totale interne. Lors du guidage, la lumière à envoyer dans la fibre doit avoir un angle  $\alpha_{max}$  inférieur à l'angle d'incidence maximale  $\theta_{max}$  à l'entrée dans la fibre par rapport à l'axe de propagation. La quantité maximale de lumière que la fibre optique peut accepter sans pertes est appelée ouverture numérique (ON) ou cône d'acceptance représenté sur la fig1.9[10]. C'est une mesure sans dimension qui est donnée par :

$$ON = \sin\alpha_{max} = n_1 \sin\left(\frac{\pi}{2} - i_c\right) = \sqrt{(n_1^2 - n_2^2)} \quad (1.2)$$

L'ouverture numérique exprime la capacité de la fibre à capter la lumière d'une source à sa section frontale. Elle augmente avec l'écart entre les indices de réfraction du coeur et de la gaine. Dans ces conditions, plus l'ouverture numérique est grande, plus grand est le nombre de modes ou de rayons lumineux qui peuvent se propager dans la fibre optique.

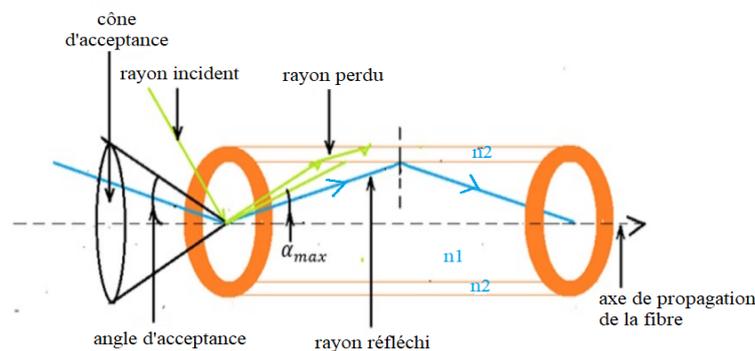


FIGURE 1.9 – Principe de propagation de la lumière dans une fibre optique

### 1.1.9.2. Différents types de fibres optiques

La classification des fibres optiques dépend de leur cône d'acceptance c'est-à-dire du nombre de modes possibles de la lumière dans la fibre. On distingue alors deux catégories de fibres [11] :

#### 1.1.9.2.1. Fibres multimodes

Elles sont les plus recommandées pour des liaisons courtes distances avec un grand nombre de points de raccordement en raison de leur ouverture numérique et de leur diamètre de coeur assez important (50 à 85 microns). Par conséquent, ces fibres ont une forte dispersion pendant la propagation. Ceci provient du fait que plusieurs rayons lumineux peuvent s'y propager et voyager à des temps différents. On les utilise beaucoup plus dans les réseaux locaux industriels, le câblage d'immeuble, les réseaux informatiques.

Cependant, dans le marché des télécoms, il existe deux types de fibres multimodes :

► **Les fibres multimodes à saut d'indice** : représentée sur la figure 1.10, leur indice de réfraction ne varie pas dans le coeur de la fibre mais décroît brusquement à l'interface gaine-coeur en effectuant un saut d'indice ; cela a pour conséquence directe sur l'impulsion une très forte dispersion qui traduit les pertes de données pendant la transmission longue distance.

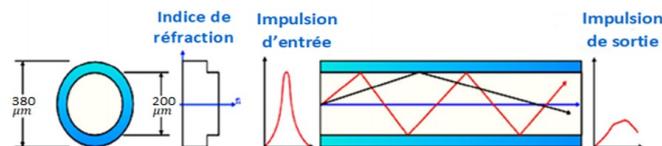


FIGURE 1.10 – Principe d'une fibre multimodes à saut d'indice

► **Les fibres multimodes à gradient d'indice** : l'indice de réfraction n'est pas constant dans le coeur de ces fibres ; il décroît graduellement du centre du coeur jusqu'à la limite de la surface qui sépare le coeur et la gaine. Avec cette fibre, l'amplitude du profil de l'impulsion décroît graduellement (fig 1.11) ; par conséquent, toutes les données optiques initiales n'arriveront pas au niveau du receveur pour des transmissions transocéaniques.

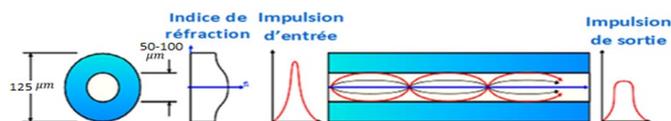


FIGURE 1.11 – Principe d'une fibre multimodes à gradient d'indice

### 1.1.9.2.2. Fibres monomodes

Les fibres monomodes, ont un coeur d'environ 10 micromètres ( $\mu\text{m}$ ), et une ouverture numérique faible ce qui est favorable à un seul mode ou rayon de propagation. Dans ces conditions, la fibre va offrir un bon guidage du rayon lumineux et l'information qui s'y propage ne sera pas déformée comme nous pouvons observer sur la figure 1.12. Elles sont utilisées pour des liaisons de type très longues distances.

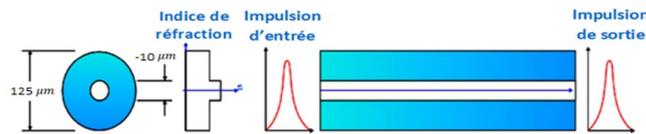


FIGURE 1.12 – Principe d'une fibre monomode

### 1.1.9.3. Intérêt de la fibre monomode

La fibre monomode, est le support de transmission le plus utilisé pour les transmissions longues distances (transocéaniques) à cause de son ouverture numérique faible (0,113) et sa dispersion modale quasi-nulle. En effet, la faible ouverture numérique de cette fibre offre la possibilité d'utiliser une source de lumière cohérente comme le laser qui à son tour nous permet d'avoir une bande passante gigantesque ( $>100\text{GHz/km}$ ). De plus, elle est dotée d'un coeur de faible diamètre permettant ainsi la propagation d'un seul mode et par conséquent, pas de différence de vitesse. De ce fait, la dispersion modale est nulle, ce qui réduit considérablement ses pertes. Par ailleurs, elle est dotée d'une faible atténuation d'environ 0,2 dB/km, comparé à celle bien plus élevée des autres types de fibre (gradient d'indice, multimode) qui ont plusieurs modes de propagation du fait de leur ouverture numérique assez grande.

### 1.1.10 Techniques de transmission : le multiplexage optique

Le multiplexage optique est l'une des techniques la plus utilisée pour les transmissions longues distances sur fibre optique en raison de sa capacité à permettre la gestion de dizaines de térahertz de bande passante spectrale disponibles dans la fibre.

La bande passante d'une fibre optique est la fenêtre sur laquelle l'atténuation reste suffisamment faible pour permettre la transmission de données. Cependant, lorsque les débits à transmettre sont très élevés, la bande passante encore appelée fenêtre de transmission se heurte à divers problèmes tels que la dégradation du signal provenant de la dispersion et bien d'autres problèmes.

Dans ces conditions, la technique générale utilisée est le multiplexage dans le domaine optique. La technique de transmission par multiplexage optique a pour principe de diviser le

débit numérique de la bande passante entre plusieurs canaux ou porteuses optiques utilisables indépendamment et individuellement. Ce procédé peut cependant être réalisé dans le domaine temporel et on parlera de multiplexage temporel (TDM : Time Division Multiplexing), ou encore dans le domaine fréquentiel et on parlera de multiplexage en longueur d'onde (WDM : wavelength Division Multiplexing) qui est le plus utilisé. [12]

#### 1.1.10.1. Multiplexage temporel (TDM)

Le TDM consiste à découper la bande passante de la fibre optique en unités de temps, que vont se partager les différentes communications. Cela permet donc à un émetteur de transmettre plusieurs canaux numériques élémentaires à faible débit sur un même support de communication à plus haut débit.[12]

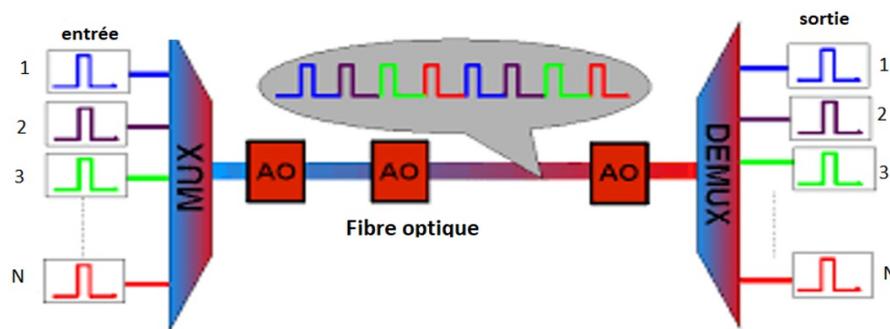


FIGURE 1.13 – Principe de multiplexage temporel

#### 1.1.10.2. Multiplexage en longueur d'onde (WDM)

Le WDM consiste à mélanger plusieurs signaux optiques sur une même fibre optique afin de multiplier la bande passante de celle-ci. Les signaux sont portés par des longueurs d'ondes différentes et assez espacées afin de ne pas interférer les unes avec les autres. Ce procédé nécessite l'utilisation de matériel spécifique, en entrée : un multiplexeur ; et en sortie : un démultiplexeur comme le montre la fig 1.14.[14]

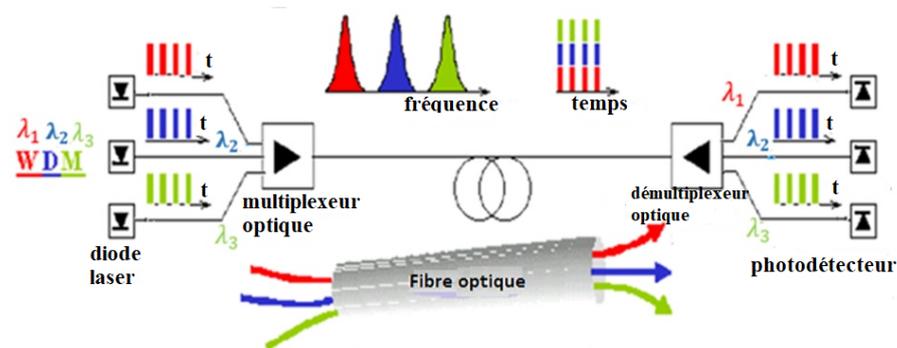


FIGURE 1.14 – Principe de multiplexage en longueur d'onde

### 1.1.10.3. Intérêt technologique du multiplexage en longueur d'onde (WDM)

Le multiplexage en longueur d'onde (WDM), est l'une des technologies qui a permis le rapide essor mondial de l'internet ces dernières années. Il permet d'augmenter la capacité de transmission de données dans les réseaux à longue distance et réduit fortement le coût par bit grâce à la combinaison de 2 à 160 canaux sur une fibre. Grâce à cela, les équipementiers peuvent réaliser de précieuses économies en évitant le déploiement de fibres supplémentaires. Le WDM garantit une bonne qualité de transmission grâce à son système multiplexeurs/démultiplexeurs optiques qui permet de combiner ou séparer l'ensemble des signaux optiques dans la fibre. Ainsi, les signaux portés par les différentes longueurs d'onde peuvent être de débits et de formats très variés [13,14].

Par ailleurs, le multiplexage WDM a favorisé la conception des systèmes optiques de nouvelle génération grâce à son faible coût d'architecture et son bon débit de transmission sur de très grandes distances. Parmi ces systèmes de nouvelle génération on peut citer :

#### 1.1.10.3.1. Réseau optique passif (PON) avec multiplexage en longueur d'onde (WDM)

Le réseau optique passif appelé en anglais PON : *Passive Optical Network* permet à chaque utilisateur de partager la capacité totale du système utilisé par tous les abonnés connectés au Central Optique (CO). En effet, il est composé d'éléments optiques passifs permettant d'éviter le besoin en courant électrique entre le noeud central de distribution et l'abonné avec pour avantage de réduire les coûts de matériel, d'installation, d'opération, et d'entretien du réseau. Cependant, le WDM est utilisé principalement pour le réseau optique passif car il donne la possibilité de cumuler les avantages du réseau point à point et celle de la mutualisation de la fibre et aussi une augmentation des débits et du taux de partage dans le réseau d'accès [15][16]

#### 1.1.10.3.2. Architecture PON WDM "broadcast and select"

Cette architecture constitue une révolution de l'architecture des PON actuels. Elle permet de diffuser toutes les longueurs d'onde émises par le central à tous les clients ("broadcast ") puis de filtrer correctement pour ne recevoir que les données qui leurs sont destinées ("select"). Ainsi, un cryptage des informations sera nécessaire lors de la transmission pour préserver la confidentialité des données. Cependant un inconvénient majeur de cette architecture est qu'elle nécessite autant de filtres différents que de clients raccordés au coupleur. Une solution souple est d'avoir un filtre accordable chez chaque client, et d'accorder la longueur d'onde de filtrage correctement à distance. Cette solution est favorable à une production de masse et à une baisse des coûts [17].

### 1.1.11 Importance technologique de la fibre optique

L'aboutissement de nombreuses années de recherche de base pour obtenir d'une part des fibres présentant une atténuation compatible avec les exigences d'un réseau de télécommunications, d'autre part des composants et dispositifs suffisamment performants et fiables, a permis l'apparition des premiers systèmes de transmission optique dès les années 90. Ils sillonnent désormais le monde entier, aussi bien sur terre que dans le domaine sous-marin, pour former une véritable toile tissée à l'échelle planétaire.

#### 1.1.11.1. Transport sous-marin

Le réseau optique sous-marin est déployé aujourd'hui dans un couplage avec le réseau terrestre, pour mieux véhiculer l'information sur de courtes distances, mais aussi sur de très longues distances, comme les liaisons transatlantiques et transpacifiques, d'un bout de la terre à un autre et réciproquement. Ils forment ainsi une véritable toile " d'autoroute de l'information ". Ce couplage est à l'origine de l'essor exponentiel que connaissent les télécommunications optiques à très haut débit. Il permet entre autre aux opérateurs des télécommunications de répondre à un marché et à une clientèle de plus en plus nombreuse et très exigeante grâce à sa facilité d'adaptation à l'augmentation sans cesse des débits de transmission.[5]

#### 1.1.11.2. Transport terrestre ou réseaux optiques terrestres

Les réseaux de télécommunications optiques terrestres sont généralement segmentés en fonction des différents besoins en débit, en bande passante, en distance de transmission, ... On distingue trois grandes catégories :

-**Réseaux longues distances ou réseaux coeur** (ou les WAN, Wide Area Network). Ce sont les réseaux déployés à l'échelle d'un pays ou d'un continent et dont les noeuds sont de très grands centres urbains [19]. Leurs débits déployés sont supérieurs à 100 Gbit/s.

- **Réseaux métropolitains** (Metropolitan Area Network = MAN) qui correspondent aux réseaux mis en oeuvre dans une grande ville ou une agglomération et qui permettent de relier entre eux par exemple différents arrondissements. Il sert à la collecte et à la distribution des flux de trafic des abonnés vers/depuis les points de raccordement au réseau coeur [23].

- **Réseaux locaux (Local Area Network = LAN)** encore appelés réseaux de distribution ou réseaux d'accès. Ils représentent le dernier maillon et finissent d'acheminer les informations à l'abonné. Ils sont donc plus courts et moins gourmands en cap.

## 1.2 Transmission optique à très haut débit

La forte demande sans cesse croissante des consommateurs des télécommunications exige aujourd'hui des débits assez élevés ; en d'autres termes, un champ laser incident et assez intense

surtout pour des propagations de très longues distances ; de plus, la majorité des informations du réseau internet ou des communications téléphoniques intercontinentales transite par les centaines de milliers de kilomètres de fibres optiques disposés sous la surface des océans. Toutes ces exigences ont conduit les opérateurs de télécommunication à promouvoir un nouveau type de réseau de transmission appelé réseau haut débit.

Un réseau est dit à haut débit si son débit est au moins égal à 100 Mbps. Avec un tel débit, le réseau est appelé "multimédia" et est capable d'acheminer tous types d'informations comme : textes, graphiques, photos, images, animations, vidéos, sons et bien d'autres. Pour les applications "temps réel" (voix, vidéo, ...), le réseau haut débit doit être capable de supporter des flux isochrones. Généralement son support est la fibre optique.

Aujourd'hui, l'optique est le domaine de la physique le plus apte à concevoir les schémas de transports d'informations sur de longues distances et avec des débits élevés. L'utilisation d'impulsions lumineuses très brèves (subpicoseconde) permet de convoier très rapidement un nombre considérable d'informations par seconde. Les liaisons optiques actuelles sont très performantes puisque les débits peuvent dépasser le Tbit/s grâce aux propriétés particulières des fibres optiques, aux progrès effectués sur les amplificateurs, et à l'emploi de différentes techniques de multiplexage temporel (TDM) et/ou fréquentiel (WDM, DWDM) [24].

L'utilisation d'impulsions ultra-rapides a une multitude d'avantages potentiels, en effet, elles incluent la possibilité d'utiliser l'intégralité de la non-linéarité du matériau par leur intensité extrêmement élevée. Ceci est essentiel dans le développement de dispositifs tout-optiques efficaces de commutation et de modulation, sans augmenter la puissance moyenne nécessaire.

Une impulsion optique ultracourte occupe une distance extrêmement courte dans l'espace et se propage à la vitesse de la lumière, ce qui signifie la possibilité de commander précisément le retard temporel dans une petite dimension, et donc de miniaturiser le système optique global. De plus, ce type d'impulsions présente une grande largeur spectrale due à l'interdépendance des domaines temps-fréquence déduite de la transformée de Fourier[44]. Cette propriété permet l'application de nombreuses fonctions photoniques telles que la division et la conversion de longueurs d'ondes, mais également la mise en forme d'impulsions. Ces nouvelles sources ultra-compactes sont devenues donc très appropriées pour un usage répandu dans les communications, la détection, l'usinage et les applications médicales. A leur tour, celles-ci ont été complétées par le développement de nouvelles technologies optiques d'amplification, de traitement et de commutation des signaux [25].

Par ailleurs, les impulsions optiques issues des sources laser sont fondamentalement des bouffées de lumière de forme gaussiennes, appelées impulsions brèves ou impulsions picosecondes et impulsions ultrabrèves ou impulsions femtosecondes. Ces impulsions sont surtout utilisées pour produire des intensités optiques extrêmement élevées même avec des énergies modérées. Cependant, elles subissent certaines perturbations durant leur parcours dans la fibre optique

avec pour conséquence directe une modification de leur forme gaussienne de départ. Ces perturbations sont classées en deux catégories à savoir : les effets linéaires et les effets non linéaires.

### 1.2.1 Effets linéaires générés en transmission optique haut débit longue distance

#### 1.2.1.1. Atténuation

L'atténuation traduit la diminution de l'énergie d'un signal lors de sa propagation dans la fibre comme on peut observer sur la figure 1.15. En effet, la propagation d'une impulsion est inévitablement sujette à pertes, dues principalement au matériau utilisé et au guide lui-même [20]. Ces effets dépendent de la longueur d'onde. Le spectre d'atténuation est souvent exprimé en dB/km.

La puissance  $P_L$  à la sortie d'une fibre de longueur  $L$  est reliée à la puissance en entrée  $P_0$  par :

$$P_L = P_0 \exp(-\alpha_0 L) \quad (1.3)$$

où  $\alpha_0$  ( $m^{-1}$ ) est le coefficient d'atténuation linéique. En échelle logarithmique, le coefficient d'atténuation linéique  $\alpha$  exprimé en  $dB.km^{-1}$  est donné par :

$$\alpha(dB.km^{-1}) = 4.343\alpha_0(m^{-1}) \quad (1.4)$$

L'atténuation linéique dans une fibre, présente plusieurs origines physiques que sont[21] :

- **Diffusion élastique Rayleigh** : elle est due à l'interaction entre la lumière et la matière et suit une loi en  $1/\lambda^4$ . Ce processus diffuse dans toutes les directions les photons incidents et représente la limite fondamentale des pertes au sein d'une fibre. Cette diffusion est d'autant plus grande que la longueur d'onde est petite, d'où l'utilisation de l'infrarouge (où la longueur d'onde est élevée).

- **Pertes par absorption** : elles résultent de la présence d'espèces constituant des impuretés et absorbants à certaines longueurs d'onde. Au sein des fibres à base de silice, l'impureté la plus importante est l'ion  $OH^-$ , qui possède un pic d'absorption vibrationnelle vers  $2.73\mu m$ . Les harmoniques de ce pic, combinées aux résonances de la silice, sont responsables des pics d'absorption vers  $1.23$  et  $1.38 \mu m$ . Les procédés de fabrication des fibres monomodes standards des télécoms (SMF-28) ont permis une quasi-suppression de ce pic et des valeurs de pertes inférieures à  $0.2dB/km$  à  $1550nm$ .

- **Pertes de guide** : dues aux rugosités des interfaces air/verre qui augmentent les pertes par diffusion et à la courbure de la fibre.

#### 1.2.1.2. Dispersion chromatique

La dispersion chromatique naît du fait qu'une onde polychromatique voit ses différentes composantes spectrales voyager à des vitesses de propagation différentes. C'est un phénomène

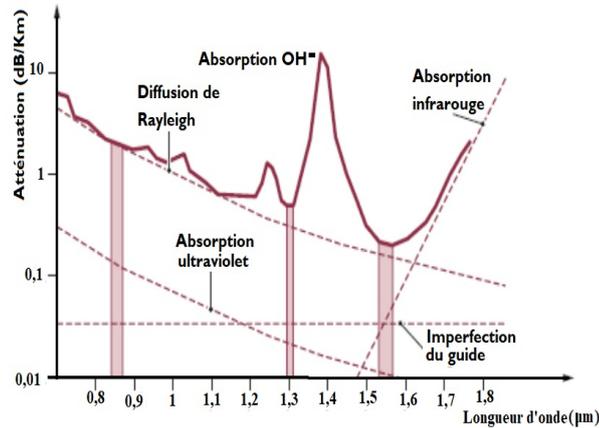


FIGURE 1.15 – Spectre d’atténuation d’une fibre monomode standard (modèle SMF-28).

linéaire qui se manifeste par un étalement du profil temporel de l’onde, mais ne change pas le spectre fréquentiel.

Dans la transmission haut débit via la fibre optique, la dispersion chromatique est l’une des conséquences liées à l’atténuation du signal et à la perte d’information. De ce fait, elle s’avère très pénalisante dans ce type de transmission. Elle peut même rendre difficile, voire impossible, la reconnaissance des informations car, pendant la transmission de données binaires, deux bits "1" voisins, représentés par deux impulsions, peuvent s’ils s’étalent trop, recouvrir un bit "0", et le faire devenir un bit "1" aux yeux du détecteur comme sur la figure 1.16[27]. C’est donc un paramètre à prendre sérieusement en compte lors de la conception des lignes de transmission.

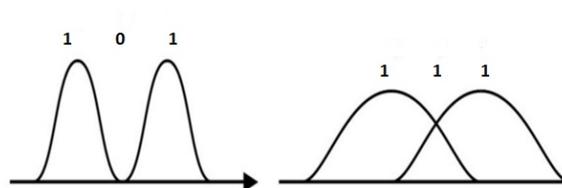


FIGURE 1.16 – Effet de la dispersion sur deux impulsions voisines.

Dans la pratique, le phénomène de dispersion chromatique est souvent pris en compte en développant la constante de propagation  $\beta(\omega) = \frac{2\pi n(\omega)}{\lambda_0}$  autour de la fréquence optique centrale  $\omega_0$  de l’impulsion, soit :

$$\beta(\omega) = \frac{\omega}{c}n(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (1.5)$$

Avec  $c$  : célérité de la lumière dans le vide

$$\beta_0 = \beta(\omega_0) \text{ et } \beta_j = \left( \frac{\partial^j \beta}{\partial \omega^j} \right)_{\omega=\omega_0} \text{ Pour } j = 1, 2, \dots \quad (1.6)$$

Notons que les unités des termes  $\beta_j$  sont exprimées en  $ps^j.km^{-1}$ .  $\beta_1$  traduit simplement la vitesse à laquelle l'énergie de l'impulsion se propage. En effet, le paramètre  $\beta_1$  correspond à l'inverse de la vitesse de groupe  $V_g$  et s'exprime par [27] :

$$\beta_1 = \frac{1}{V_g} = \frac{1}{c} \left( n + \omega \frac{\partial n}{\partial \omega} \right) \quad (1.7)$$

L'expression de  $\beta(\omega)$  nous permet aisément de comprendre qu'il existe plusieurs types de dispersion dans la fibre optique parmi lesquels :

### 1.2.1.3. Dispersion d'ordre 2

Le terme  $\beta_2$  correspond à la dispersion de la vitesse de groupe. Il traduit le fait que deux fréquences voisines voient une vitesse de groupe différente. Il est communément appelé coefficient de dispersion de la vitesse de groupe abrégé " GVD : Group Velocity Dispersion ".

La dispersion d'ordre 2 a pour conséquence un élargissement uniforme du profil de l'impulsion ainsi que l'apparition d'un chirp linéaire puisque les différentes fréquences acquièrent un retard ou une avance linéaire en  $\omega$ . La propagation d'une onde électromagnétique de champ  $A(z;t)$  dans une fibre optique sera modélisée par une équation de propagation donnée sous la forme [26] :

$$\frac{\partial A}{\partial Z} = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} \quad (1.8)$$

Le paramètre de dispersion chromatique  $D$  souvent utilisé dans la littérature est donné par :[27]

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 = \frac{d\beta_1}{d\lambda} \quad (1.9)$$

Il s'exprime en  $ps/km/nm$  où  $\lambda$  est la longueur d'onde de transmission. La distance à partir de laquelle la dispersion d'ordre 2 commence à se manifester sur le profil de l'impulsion est donnée par :

$$L_{d2} = \frac{t_0^2}{\beta_2} \quad (1.10)$$

Pour une longueur de fibre fixée, il détermine la différence de temps de trajet, par rapport à la vitesse de groupe pour une longueur d'onde donnée. Ainsi, une valeur positive (ou négative) du paramètre "D" de dispersion signifie que les grandes longueurs d'onde se propagent plus lentement (ou plus vite) que les faibles longueurs d'onde. Ces régimes de propagation sont respectivement nommés régimes anormal et normal.

En effet, il existe une longueur d'onde de dispersion chromatique nulle encore appelée zéro de dispersion (ZDW) qui est la longueur d'onde en dehors de laquelle intervient un changement de signe de la dispersion chromatique. A cette longueur d'onde, la vitesse de groupe est d'ailleurs maximale. Le ZDW sépare donc deux régions spectrales nous permettant de distinguer les deux

régimes de dispersion à savoir : la dispersion anormale lorsque  $\beta_2 < 0$  et dispersion normale lorsque  $\beta_2 > 0$ .

Si  $\beta_2 > 0$ , la dispersion est dite normale et les basses fréquences voyagent plus rapidement que les hautes, alors que l'inverse se produit pour  $\beta_2 < 0$  (dispersion anormale). Ainsi, une impulsion brève (sans dérive en fréquence initiale) qui subit de la dispersion s'étire et sa fréquence instantanée varie avec un chirp positif ou négatif d'après le type de dispersion normale ou anormale qu'introduit la fibre à la longueur d'onde du faisceau. Cependant, si une impulsion chirpée se propage dans une fibre ayant une dispersion opposée à sa dérive en fréquence, ses composantes spectrales redeviennent graduellement en phase jusqu'à ce que l'impulsion devienne comprimée à une durée minimale. La figure 1.17 illustre mieux ces deux types de dispersion.

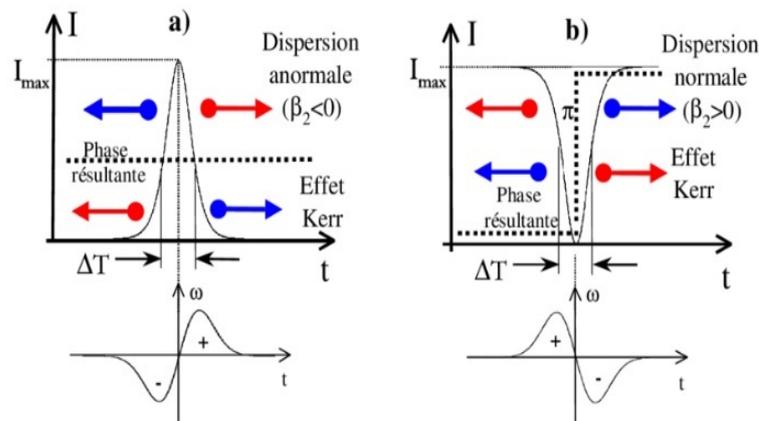


FIGURE 1.17 – Illustration d'une transmission en régimes de dispersion normale et anormale dans une fibre optique unimodale.

La dispersion chromatique conduit à une "réorganisation temporelle" des composantes fréquentielles de l'impulsion. Cette réorganisation, appelée chirp, ou dérive de fréquence en français, produit une modification de la largeur temporelle de l'impulsion. La dispersion chromatique peut également mener à une compression temporelle de l'impulsion, si celle-ci est initialement chirpée. Cet effet est utilisé, par exemple, dans les télécommunications optiques pour compenser les chirps induits lors de la propagation au sein d'un réseau fibré.[21]

La figure 1.17(a) nous montre le profil d'une impulsion en régime de dispersion anormale ( $\lambda > 1,3\mu m$ ); tandis que la fig1.17(b) présente soliton en régime de dispersion normale ( $\lambda < 1,3\mu m$ ). Les flèches bleues (rouges) indiquent respectivement l'évolution des hautes (des basses) fréquences de l'impulsion.

En pratique, on considère généralement que l'impulsion d'entrée est de forme gaussienne.

La figure 1.18 montre l'évolution d'une impulsion optique. La puissance crête du profil de la figure 1.18.b a diminué par rapport à celle de la figure 1.18.a, signal d'entrée qui est de nature gaussienne, soit de 14W à 5W lorsque la dispersion d'ordre 2 entre en jeu; On observe un

élargissement considérable de l'impulsion qui garde sa forme gaussienne initiale (figure 1.18.b).

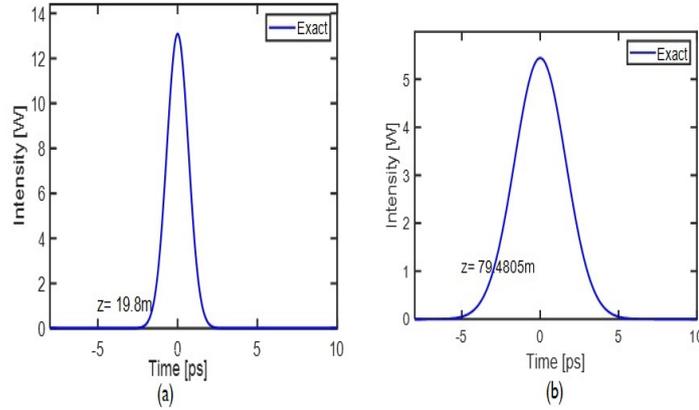


FIGURE 1.18 – Evolution d'une impulsion optique femtoseconde(fs) : (a) Impulsion d'entrée de forme gaussienne. (b) Evolution du profil temporel de l'impulsion en présence des Effets de dispersion d'ordre 2.

#### 1.2.1.4. Dispersion d'ordre 3

Elle se manifeste par une déformation asymétrique du profil gaussien de l'impulsion qui induit une perte de synchronisation pendant la transmission des données. Contrairement à la dispersion d'ordre 2, où l'impulsion conserve sa forme gaussienne, la dispersion d'ordre trois engendre une asymétrie de l'impulsion avec apparition d'oscillations sur un des fronts de l'impulsion comme nous pouvons le constater sur la figure 1.19b. Ceci a donc pour conséquence de modifier le profil temporel de l'impulsion qui voit ses pieds se transformer en petites impulsions d'amplitudes inégales qualifiées de queues d'oscillations sur un des fronts de l'impulsion (figure 1.19b). Comme pour la dispersion d'ordre 2, la dispersion d'ordre 3 modifie uniquement la phase de la composante spectrale mais ne modifie pas le spectre de l'impulsion pendant sa propagation. La dispersion d'ordre 3 est souvent modélisée par une équation de propagation de la forme :

$$\frac{\partial A}{\partial Z} = \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} \quad (1.11)$$

La longueur de la dispersion d'ordre trois  $L_{d3}$  est donnée par :

$$L_{d3} = \frac{t_0^3}{\beta_3} \quad (1.12)$$

où  $\beta_3$  représente le paramètre de dispersion d'ordre 3.

La dispersion d'ordre trois jouera un rôle significatif si  $L_{d3} \leq L_{d2}$ , c'est-à-dire pour une dispersion d'ordre 2 très faible ou pour une impulsion possédant un spectre très large. La dispersion d'ordre trois sera alors un des phénomènes les plus limitatifs et d'autres termes supérieurs devront même être pris en compte dans le modèle [28].

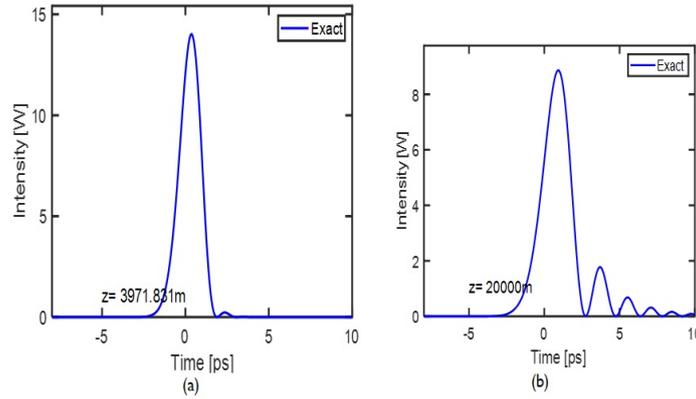


FIGURE 1.19 – Evolution d’une impulsion de forme gaussienne dans fibre purement dispersive d’ordre 3 : a)L=3772m ; b)L=20km .

#### 1.2.1.5. Dispersion d’ordre 4

Elle se manifeste par la destruction de la forme gaussienne du champ impulsionnel qui est traduite par un profil dont le sommet est renversé, une augmentation de la largeur à mi-hauteur avec apparition d’oscillations sur les deux fronts de l’impulsion comme le montre la fig 1.20. Elle est modélisée par l’équation :

$$\frac{\partial A}{\partial Z} = \frac{\beta_4}{24} \frac{\partial^4 A}{\partial t^4} \tag{1.13}$$

où  $\beta_4$  représente le paramètre de dispersion d’ordre 4.

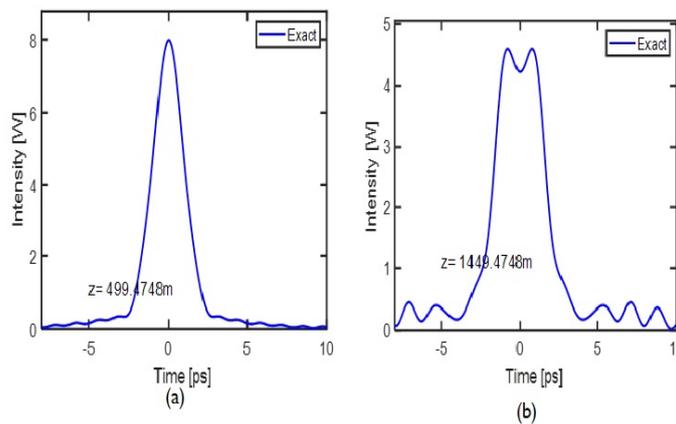


FIGURE 1.20 – Evolution d’une impulsion de forme gaussienne dans fibre purement dispersive d’ordre 4 : a)distance de propagation L=499,4748m ; b)distance de propagation L=1449,4748m

### 1.2.2. Effets non linéaires générés en communication haut débit

#### 1.2.2.1. Origine de la non linéarité

La non linéarité optique provient des manifestations de la propriété de certains matériaux d'acquies sous l'effet d'un champ lumineux intense, une polarisation dépendant de façon non-linéaire de l'amplitude du champ électrique. Dans la plupart des cas, l'origine physique de cette propriété se situe au niveau microscopique du matériau (nature des atomes ou des molécules le constituant, ou sa structure cristalline).

La description de ces processus est basée sur une extension de la notion de propagation linéaire du champ électromagnétique dans la matière. Selon la structure de celles-ci et la forme du champ électrique le traversant, le matériau pourra donner lieu à un certain nombre d'effets non-linéaires. Cette correspondance entre nature des processus et structure des susceptibilités permet ainsi une description globale et universelle des effets optiques non linéaires.

La propagation d'impulsions dans les fibres optiques donne lieu à plusieurs phénomènes physiques reliés à l'indice de réfraction du verre et à l'intensité de l'onde incidente. De ce fait, l'indice de réfraction du milieu constitue donc un paramètre crucial lors de la conception des supports de transmission.

L'indice de réfraction est la manifestation macroscopique de la réponse microscopique de la matière à une force périodique. Plus précisément on peut dire que l'indice de réfraction résulte d'un phénomène microscopique de polarisation des atomes du fait de l'onde électromagnétique incidente.

En général, l'indice de réfraction est un nombre sans unité noté "**n**" et dont l'expression dans un milieu donné est :

$$n = \frac{c}{V} \quad (1.14)$$

avec :  $V$  la vitesse de la lumière dans ce milieu et  $c = 3.10^8 m/s$  celle de la lumière dans le vide. L'indice de réfraction peut aussi s'exprimer en fonction des paramètres intrinsèques  $\epsilon$  et  $\mu$  du milieu par :

$$n = \sqrt{\epsilon\mu} = \sqrt{1 + \chi(\omega)} \quad (1.15)$$

Cette définition, simple, permet d'observer que l'indice de réfraction est très dépendant du milieu, de ses caractéristiques (isotrope, homogène, ou pas) et de la longueur d'onde de la lumière incidente. La dépendance de l'indice de réfraction à la longueur d'onde implique l'effet de dispersion qui est à l'origine de plusieurs phénomènes d'optique comme les arcs-en-ciel, la dispersion des prismes ou encore les aberrations chromatiques dans les instruments d'optique.

Cependant, dans le cadre de la transmission de l'information optique, l'indice de réfraction résulte d'une interaction entre la lumière et le milieu. Ainsi, il devient alors une fonction linéaire ou non linéaire de l'intensité du champ laser incident. Compte tenu de cela, l'indice de réfraction

sera donc considéré comme :

•**linéaire** lorsque  $n$  dépend de la susceptibilité linéaire donnée par :

$$n = n_0 = \sqrt{1 + \chi^{(1)}} \quad (1.16)$$

où  $n_0$  est l'indice de réfraction linéaire, valable pour les intensités moyennes et faibles et  $\chi^{(1)}$  est la susceptibilité linéaire du milieu.

•**non linéaire** lorsque la modification de l'indice est proportionnelle à la puissance du champ électrostatique appliqué au milieu.

$$n = n_0 + 2\gamma |E(\omega)|^2 \quad (1.17)$$

$\gamma$  est le coefficient d'indice de réfraction non linéaire.

$$n^2 = n_0^2 + 3\chi^{(3)} |E(\omega)|^2 \quad (1.18)$$

$\chi^{(3)}$  étant la susceptibilité non linéaire du milieu

Cependant, il faut noter que pour la fibre optique qui est un milieu classique, l'indice de réfraction est une constante réelle positive tandis que pour certains matériaux non ordinaires comme les métamatériaux, qui sont des milieux dispersifs, l'indice de réfraction dépend de la fréquence du plasma qui est un constituant essentiel de ce milieu et de la fréquence de l'onde incidente.

#### 1.2.2.2. Effet Kerr

Découvert par le physicien écossais du même nom, l'effet Kerr, est un phénomène non linéaire qui se traduit par une modification de l'indice de réfraction d'un milieu sous l'effet de d'un champ Laser incident et intense suivant la relation :

$$n(\omega, |E|^2) = n_0(\omega) + n_2 |E|^2 \quad (1.19)$$

où  $n_2$  est le coefficient de non linéarité de l'indice de réfraction. L'effet Kerr naît du fait que le potentiel électrique reliant les électrons aux noyaux est anharmonique, ce qui implique que la diffusion élastique de la lumière par ceux-ci entraîne une réponse non uniforme du milieu selon l'intensité du champ électrique le traversant. La diffusion de la lumière par les molécules du milieu (effet Raman) comporte aussi une contribution élastique non linéaire mais celle-ci est beaucoup plus lente vu leur masse plus élevée. Néanmoins, pour des faisceaux continus ou des impulsions longues, la diffusion Raman élastique devient similaire à l'effet Kerr et entraîne un changement d'indice presque identique. Comme le déphasage non linéaire causé par la diffusion Raman est alors indistinguable de celui causé par l'effet Kerr, le coefficient  $n_2$  inclut les contributions des deux phénomènes [29, 30].

La variation de l'indice de réfraction imposée par l'intensité de l'onde affecte directement la propagation de celle-ci. Dans le cas de faisceaux à profils temporels et spatiaux non uniformes, comme ceux proposés par des courbes de forme gaussienne, lorentzienne ou sécante hyperbolique, l'indice vu par le centre du faisceau devient plus fort, ce qui produit un effet de lentille convergente ou divergente en fonction du signe du coefficient Kerr. Au-delà d'un certain seuil d'intensité, et pour un indice non linéaire positif, l'autofocalisation peut conduire à dépasser le seuil d'endommagement du matériau, provoquant sa destruction[77].

Outre l'autofocalisation, l'effet Kerr s'exprime à travers différents autres phénomènes que nous allons maintenant décrire brièvement.

### 1.2.2.3. Automodulation de phase (SPM)

Dans ce cas, l'indice de réfraction est plus élevé au centre de l'impulsion qu'à l'avant ou à l'arrière grâce à son intensité plus élevée ; les fronts d'onde du centre sont ralentis par rapport au reste de l'impulsion. Cela a pour conséquence de comprimer les fronts d'onde à l'arrière de l'impulsion et de les étirer à l'avant. Il en résulte donc la génération de nouvelles fréquences. La figure 1.21 montre l'oscillation porteuse d'une impulsion avant et après l'automodulation de phase.

On y remarque que l'effet Kerr a créé des basses fréquences à l'avant de l'impulsion ( $t < 0$ ) et des hautes fréquences à l'arrière, ce qui cause une dérive en fréquence (chirp) non linéaire positive en son centre ainsi qu'un élargissement spectral de l'impulsion. En propageant des impulsions en régime non linéaire dans des fibres optiques dont la dispersion est anormale, il arrive que le chirp causé par l'automodulation de phase compense parfaitement celui obtenu par la dispersion, il en résulte que l'impulsion se propage sans perturbation pendant la transmission. L'effet Kerr est observé sur une impulsion lumineuse à partir de l'équation de propagation définie en [31] et donnée par :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i\gamma_0 |A|^2 A \quad (1.20)$$

avec

$$\gamma_0 = \frac{2n_2}{\lambda\omega_0^2} = \frac{3\chi^{(3)}}{4n_0}$$

$i\gamma_0 |A|^2 A$  est le terme qui représente les effets Kerr et  $\gamma_0$  est le paramètre de nonlinéarité cubique.

On peut observer sur la figure 1.21(b) une compression des fronts de phase à l'arrière de l'impulsion (fréquences plus élevées) et un étirement à l'avant (fréquences plus faibles) alors que l'impulsion initiale sur la figure 1.21(a)[31] présente une oscillation porteuse à fréquence constante. Cette déformation des fronts de phase entraîne une dérive en fréquence (chirp) bien visible en 1.21(b).

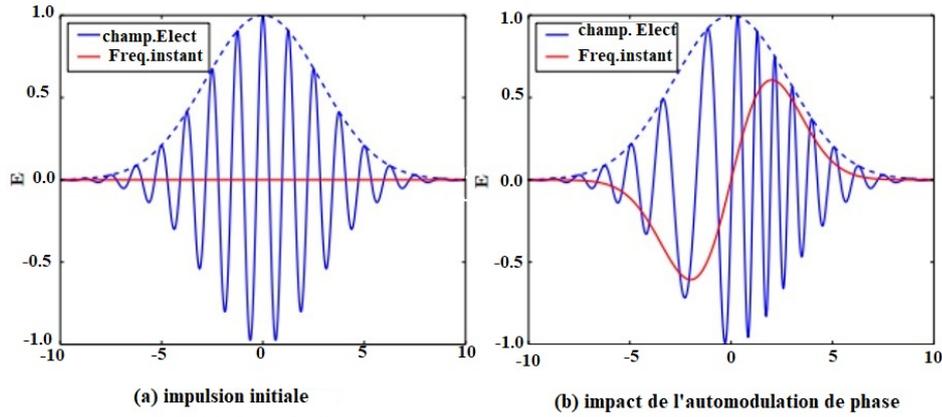


FIGURE 1.21 – Déformation du front de phase d'une impulsion par l'effet Kerr lorsqu'elle se propage dans un milieu non linéaire .

La distance de propagation nécessaire pour que l'automodulation de phase d'une impulsion soit significative est donnée par la longueur :

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma_0 P_0} \quad (1.21)$$

Avec  $P_0$  la puissance crête de l'impulsion initiale,  $\lambda$  représentant la longueur d'onde de la lumière dans le vide et  $\omega_0$  le rayon effectif du mode guidé par la fibre.

Il est à noter que les deux longueurs linéaire ( $L_D$ ) et non-linéaire ( $L_{NL}$ ), caractérisent les différents effets qu'une impulsion peut subir au cours de sa propagation. Par exemple ; lorsque  $L_{NL} \gg L_D$ , nous parlons d'un régime purement dispersif où l'impulsion s'élargit temporellement sans modification du profil spectral. De même, lorsque  $L_{NL} \ll L_D$ , nous parlons d'un régime purement non-linéaire, ce qui engendre l'effet de la SPM sur l'impulsion transmise.

Dans le cas où le champ laser devient de plus en plus intense, il y a une entrée en jeu des termes de susceptibilité élevée conduisant à la non linéarité quintique, l'équation (1.20) devient :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i\gamma_0 |A|^2 A + i\gamma_1 |A|^4 A \quad (1.22)$$

Avec  $\gamma_1$  le terme traduisant les effets quintiques (non linéarité d'ordre 5)

#### 1.2.2.4. Modulation de phase croisée (XPM)

La modulation de phase croisée, est aussi une conséquence d'un déphasage induit par l'effet Kerr. Cependant, contrairement à l'automodulation de phase (SPM), la modulation de phase croisée (XPM) est la conséquence d'un déphasage induit par la présence d'un signal optique issu d'un canal voisin, et non pas du fait de la présence du signal lui-même.

En plus de cette modulation de phase induite par les signaux des canaux adjacents, il existe également un phénomène de glissement temporel (walk off) entre les séquences de chaque canal propagées à des vitesses différentes du fait de la dispersion chromatique.

La XPM provoque un élargissement spectral ainsi qu'un décalage de l'instant d'arrivée des impulsions en fonction des données du canal perturbateur. Certaines combinaisons binaires auront alors plus ou moins d'influence car les bits à 1 sont ceux qui provoquent cette phase non-linéaire [32-33].

Lorsque deux champs suffisamment intenses se propagent ensemble à deux fréquences différentes  $\omega_1$  et  $\omega_2$ , le champ à la fréquence  $\omega_1$  est susceptible de modifier l'indice de réfraction vu par le second champ à  $\omega_2$  et vice-versa [16]. Ce phénomène, communément appelé intermodulation de phase (XPM), induit alors un déphasage non-linéaire supplémentaire au champ incident  $\omega_1$  tel que :

$$\varphi_{XPM} = 2\gamma_{NL} |A_0(0, T)|^2 \quad (1.23)$$

Ainsi, le déphasage non-linéaire total subi par le champ à  $\omega_1$  est alors donné par :

$$A_1(z, T) = A_1(0, T)e^{(i\varphi_{NL}z)} = A_1(0, T)e^{[i(\varphi_{SPM} + \varphi_{(1)XPM})z]}$$

La réciproque pour le champ  $A_2$  est bien entendu valable puisque cette interaction croisée entre les deux champs est régie par un système de deux équations couplées. Il est intéressant de noter que pour deux champs de puissances initiales équivalentes, la contribution de l'intermodulation de phase sur le déphasage non-linéaire total est alors deux fois supérieure à celle de l'automodulation de phase. De plus, étant donné que, les deux ondes se propagent généralement à des vitesses de groupe différentes, l'élargissement spectral induit par la XPM est alors asymétrique.

#### 1.2.2.5. Mélange à quatre ondes (FWM)

Le mélange à quatre ondes, est une autre conséquence des effets non-linéaires Kerr se produisant entre différentes composantes d'un signal WDM. Il consiste en une interaction non-linéaire entre trois ondes de pulsations  $\omega_i$ ,  $\omega_j$  et  $\omega_k$  qui consiste à créer une nouvelle onde, appelée produit d'intermodulation, à la pulsation  $\omega_{ijk} = \omega_i + \omega_j - \omega_k$ . Dans le cas du mélange à quatre ondes, on considère trois canaux chacun centré sur une longueur d'onde telle que la nouvelle onde engendrée par la présence des trois ondes initiales, à la pulsation  $\omega_{ijk}$ , a pour puissance [34,35]

$$P(L, \omega_{ijk}) = \left(\frac{D_{ijk}}{3}\right) \eta \cdot (\gamma P_0 L_{eff})^2 (P_0 e^{\alpha L}) \dots \quad (1.24)$$

$P_0$  est la puissance moyenne pour chaque canal en considérant celle-ci identique pour chacun d'eux,  $\gamma$  est le coefficient non-linéaire,  $L_{eff}$  est la longueur effective, et  $\eta$  correspond à l'efficacité du mélange et dépend essentiellement des constantes de propagation des ondes intervenant dans le FWM. Le facteur  $D_{ijk}$  est un entier caractérisant la dégénérescence liée au fait que les canaux intervenant dans le FWM, peuvent ne pas avoir la même puissance.

Par ailleurs, il est nécessaire de prendre en considération l'impact de la SPM et de la XPM sur le déphasage qu'ils engendrent du fait des variations d'indices de réfraction. Pour cette

raison, le choix des longueurs d'onde d'un signal WDM ainsi que leurs espacements et la manière de compenser la dispersion chromatique est primordiale pour éviter de multiples produits d'intermodulation qui provoqueront l'apparition d'ondes entre les canaux WDM au détriment des signaux utiles qui verront leur niveau de puissance diminuer.

#### 1.2.2.6. Instabilité modulationnelle

L'instabilité de modulation est un effet non linéaire qui naît des petites perturbations présentes au sein de la fibre sous forme de bruit optique [22, 40, 41], lorsqu'une onde de forte intensité se propage dans un milieu optique fibré non linéaire en régime de dispersion anormale ( $\beta_2 < 0$ ) [36].

C'est un phénomène qui peut s'interpréter comme un mélange à quatre ondes dans lequel l'onde pompe échange de l'énergie avec les raies latérales. En effet, le spectre de l'onde continue, initialement très étroit, se voit alors enrichi par deux lobes latéraux qui représentent les courbes de gain des petites perturbations dont l'amplitude croît exponentiellement sur le début de la fibre sous les effets conjugués de la dispersion chromatique anormale et de la non linéarité [22, 40, 41]. Dans le cas de puissances élevées et de longueurs de fibre suffisamment grandes, l'intensité de l'onde continue se voit alors modulée à la fréquence correspondant au maximum de gain. Par ailleurs, on peut néanmoins noter que dans le cas de l'instabilité de modulation, le décalage spectral est fortement dépendant de la puissance de pompe [37]. Dans les fibres optiques, la condition d'accord de phase résulte d'une compensation entre l'effet linéaire de la dispersion chromatique et l'effet non linéaire de l'automodulation de phase.

## 1.3 Effet Raman

### 1.3.1 Origine de l'effet Raman

Découvert en 1928 par Raman et Krishnan [38] alors qu'ils tentaient de montrer que la diffusion de la lumière, tout comme celle des rayons X, devait être accompagnée d'une seconde diffusion à une longueur d'onde différente liée aux fluctuations des atomes et molécules autour d'un état d'équilibre, l'effet Raman est un phénomène non linéaire qui se produit lorsqu'un ou plusieurs faisceaux d'intensité élevée se propagent dans un milieu non linéaire.

En effet, Raman et Krishnan, en utilisant une paire de filtres de couleur, ont démontré que la propagation d'un faisceau concentré de lumière du soleil dans un milieu transparent entraînait une diffusion de celle-ci à des longueurs d'onde qui n'étaient pas présentes initialement. Pour confirmer leur hypothèse, un faisceau monochromatique provenant d'une lampe au mercure a permis dès 1928 de mesurer par spectroscopie la diffusion Raman de plusieurs liquides et de quelques gaz [39]. Ils observèrent aussi une forte corrélation entre les polarisations des faisceaux incidents et diffusés par effet Raman. Ce qui a valu à Raman le prix Nobel de physique en

1930.

### 1.3.2 Définition et impact de l'effet Raman dans les systèmes de télécommunications haut-débit

L'effet Raman peut être expliqué comme l'interaction entre la lumière et les vibrations moléculaires du milieu. Il peut se produire dans différents matériaux, que ce soit des gaz, des liquides, des solides amorphes ou des cristaux. C'est pourquoi il est d'ailleurs très utile comme méthode de caractérisation puisque chaque matériau possède son propre spectre d'émission Raman.[43]

Par ailleurs, l'effet Raman est un important effet nonlinéaire, en raison des applications qu'elle permet de réaliser majoritairement dans le domaine des télécommunications par fibre optique (amplification et génération d'impulsions ultrabrèves)[80,81]; mais aussi à cause de ses conséquences néfastes qui limitent par exemple la performance des systèmes multicanaux de transmission multiplexée en longueur d'onde.

Concernant la propagation des impulsions lumineuses dans le domaine des télécommunications, l'effet Raman est un effet nonlinéaire qui a pour caractéristique principale d'imposer un décalage temporel qui est converti en décalage fréquentiel avec pour conséquence la modification de la phase de la composante spectrale et du spectre de l'impulsion.

Sur le plan pratique, une suite d'impulsions issues d'une source ayant subi un codage source et un codage canal et se propageant dans une fibre optique est appelée à garder la même cadence depuis la source jusqu'au récepteur; c'est-à-dire conserver le même temps-bit. Cela veut dire en d'autres termes que le milieu du temps-bit est appelé à garder la même position centrale (abusivement appelée centre de masse de l'impulsion) pendant le parcours de l'impulsion à travers la fibre optique.

Pendant la propagation, une bonne synchronisation est assurée si la cadence est conservée c'est-à-dire qu'il n'y a pas de décalage du milieu du temps-bit (le débit ne subit pas de variation). Cependant, l'effet Raman qui a pour action principale de décaler ce milieu du temps-bit (noté  $T_b$ ) va provoquer dans la transmission ce que l'on appelle des pertes de synchronisation traduite par des séquences de bit qui arrivent de manière décalée corrompant ainsi le signal original.

Dans les systèmes WDM, l'effet Raman intervient majoritairement dans l'interaction non linéaire entre deux ou plusieurs canaux. Chaque canal est susceptible de fournir de la puissance à des canaux de plus grande longueur d'onde. La puissance moyenne des canaux ne va donc pas dépendre uniquement des pertes de la fibre mais du transfert d'énergie provoqué par l'effet Raman auto-induit.

Cependant, les opérateurs de télécommunications sont appelés à maîtriser ce problème considéré comme complexe surtout dans la transmission haut-débit, longue-distance. Beaucoup de travaux ont été proposés afin d'évaluer ce décalage du milieu du temps-bit [42] ainsi que sa

conversion dans le domaine fréquentiel. Cette conversion obtenue par des transformées de Fourier correspondrait à un décalage de la fréquence centrale et traduirait le décalage fréquentiel. Mais jusqu'à lors il n'existe pas de méthode adaptée permettant de déterminer avec assez de précision ce décalage. Ce qui retarde considérablement le développement de nouvelles fibres optiques de transmission haut-débit, longues-distances c'est-à-dire un modèle de transmission qui prendrait en compte les manifestations de l'effet Raman. Les techniques de détermination de cet auto-décalage proposées dans la littérature scientifique n'ont pas donné assez de précision à cette préoccupation.

L'effet Raman peut être ajoutée dans l'ENLS pour des impulsions courtes ( $FWHM > 1ps$ ) par :

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} + i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = -\gamma(|A|^2 + \tau_R\frac{\partial |A|^2}{\partial t})A \quad (1.25)$$

Où  $\tau_R$  représente la pente de la courbe au centre du gain Raman, il est alors possible de montrer qu'au cours de la propagation, ce terme correspond à un décalage de la fréquence centrale des impulsions [], qui se trouve alors, être accompagné d'une dérive temporelle occasionnée par la différence de vitesse de groupe liée à la dispersion chromatique de la fibre, cette dérive temporelle pose un véritable problème pour les systèmes Télécoms car, si l'impulsion sort de sa période initiale appelée " temps bit ", la détection synchronisée du signal initial ne peut plus s'effectuer correctement et l'erreur devient alors systématique. Il est à noter que dans la silice, la fraction Raman ( $\tau_R$ ) de la non linéarité est estimée à 0.18 [43].

La fig1.22b comment l'effet Raman provoque un décalage temporel et un écart du spectral.

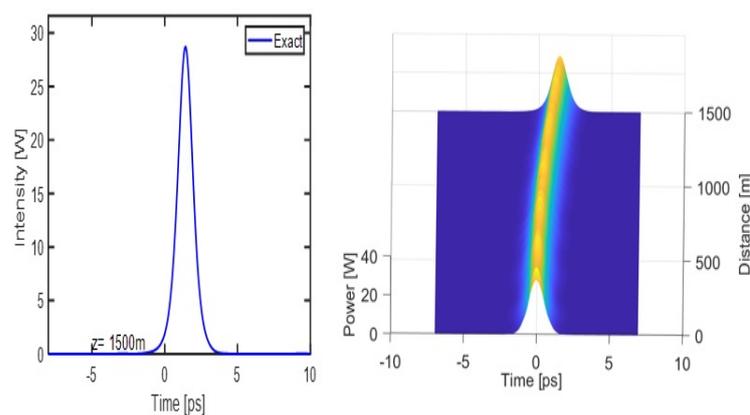


FIGURE 1.22 – Evolution du spectre d'une impulsionsnel optique robuste en présence de l'effet Raman

## 1.4 Lignes de transmission haute puissance, haut-débit, courte distance : les milieux à métamatériaux

### 1.4.1 Définition

En physique le terme métamatériaux désigne dans son ensemble des matériaux composites artificiels qui présentent des propriétés électromagnétiques qu'on ne retrouve pas dans les matériaux naturels (verre, or)[47]. De son préfixe grec " META " qui signifie " au-delà " ou " un niveau au-dessus ", comme dans la métaphysique ou la métalogue, les métamatériaux sont des matériaux ayant des propriétés " au-delà " de ce que l'on peut espérer observer dans les matériaux naturels. Plus précisément, en électromagnétisme et en optique, les métamatériaux présentent des propriétés nouvelles susceptibles d'exciter l'imagination des chercheurs et des ingénieurs (l'invisibilité, l'effet doppler inverse et autres). Le point le plus intéressant pour les métamatériaux c'est qu'ils ont un indice de réfraction négatif ( $n < 0$ ).[46]

### 1.4.2 Types de régimes rencontrés dans les metamateriaux

Les métamatériaux présentent trois types de régimes à savoir les régimes d'indice de réfraction négatif, d'indice de réfraction positif et d'absorption.

#### 1.4.2.1.Régime d'indice de réfraction négatif

Dans les métamatériaux, la permittivité et la perméabilité ne sont plus des constantes, mais elles dépendent plutôt de la fréquence. Toutefois, l'expression  $n = \sqrt{\epsilon\mu}$  reste valable [24]. Pour obtenir un indice de réfraction négatif, il faut des conditions sur  $\epsilon$  et sur  $\mu$ . Il a été démontré que la permittivité électrique et la perméabilité magnétique pouvaient être des paramètres complexes et définis tels que [48]

$$\epsilon = \epsilon' + i\epsilon'' \quad (1.26)$$

$$\mu = \mu' + i\mu'' \quad (1.27)$$

où  $\epsilon'$ ,  $\epsilon''$ ,  $\mu'$  et  $\mu''$  sont respectivement les parties réelles et imaginaires de la permittivité électrique et de la perméabilité magnétique. Ces grandeurs dépendent de la fréquence. Les parties complexes décrivent le phénomène de dissipation (absorption) que l'on rencontre fréquemment dans les métamatériaux. Il convient de rappeler que l'indice de réfraction peut aussi se mettre sous la forme :

$$n = n' + in'' \quad (1.28)$$

et

$$n^2 = \epsilon\mu \quad (1.29)$$

ce qui conduit à :

$$n^2 = \epsilon' \mu' - \epsilon'' \mu'' + i(\epsilon' \mu'' - \epsilon'' \mu') \quad (1.30)$$

$$n^2 = n'^2 - n''^2 + 2in'n'' \quad (1.31)$$

De cette précédente relation, nous pouvons déduire que  $n'^2 = \varepsilon'\mu'$  et  $n''^2 = \varepsilon''\mu''$ . Il faut noter que  $\varepsilon'' > 0$  et  $\mu'' > 0$  donc  $n'' > 0$  [49]. En outre, la dissipation est très faible dans les matériaux à indice de réfraction négatif et positif; cela signifie que les parties imaginaires de  $n$ ,  $\varepsilon$  et  $\mu$  sont négligeables devant les parties réelles. Il en découle que  $n' < 0$  si et seulement si  $(\varepsilon', \mu' > 0)$  ce qui conduit à  $n < 0$ . De tout ce qui précède, il vient que  $n < 0$  si et seulement si  $(\varepsilon, \mu < 0)$ , cela correspond aux métamatériaux précisément au régime d'indice de réfraction négatif. Il reste donc à déterminer l'expression de l'indice de réfraction dans un métamatériau sous le régime d'indice négatif. Dans le cas d'un matériau main gauche, l'indice de réfraction aura pour expression  $n = \sqrt{\varepsilon\mu}$ . Comme  $(\varepsilon, \mu < 0)$ , et d'après ce qui précède,  $\varepsilon = -|\varepsilon'|$  et  $\mu = -|\mu'|$ . Il vient que :

$$\begin{aligned} n &= \sqrt{(-|\varepsilon'|)(-|\mu'|)} \\ &= \sqrt{(i^2|\varepsilon'|)(i^2|\mu'|)} \\ &= i^2\sqrt{(|\varepsilon'|)(|\mu'|)} \\ &= -\sqrt{(|\varepsilon'|)(|\mu'|)} \end{aligned} \quad (1.32)$$

Il en découle que le régime d'indice de réfraction négatif dans les métamatériaux sera représenté par l'équation :

$$n = -\sqrt{(|\varepsilon'|)(|\mu'|)} \quad (1.33)$$

Il faut noter que les signes négatifs de la perméabilité magnétique et de la permittivité électrique sont obtenus lors du processus de fabrication des métamatériaux uniquement.

#### 1.4.2.2. Régime d'indice de réfraction positif

Le régime d'indice de réfraction positif dans les métamatériaux s'obtient de la manière suivante :

$$\begin{aligned} n &= \sqrt{(-|\varepsilon'|)(-|\mu'|)} \\ n &= +\sqrt{(|\varepsilon'|)(|\mu'|)} \end{aligned} \quad (1.34)$$

#### 1.4.2.3. Régime d'absorption

En ce qui concerne le régime d'absorption, l'indice de réfraction a pour expression [48] :

$$n = n' + in'' \quad (1.35)$$

La permittivité et la perméabilité garderont les formes  $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$  et  $\mu = \mu' + i\mu''$ . Toutefois, les valeurs des parties imaginaires de  $n, \varepsilon$  et  $\mu$  deviennent plus grandes que celles des parties réelles et ne peuvent plus être négligées. Ces parties imaginaires responsables du phénomène d'absorption,

entraînent une augmentation considérable des pertes en énergie et en puissance lors de la transmission d'une séquence de bits dans les métamatériaux sous le régime d'absorption.

### Remarque

Il faut aussi souligner que seuls les métamatériaux à indice de réfraction négatif sont fabriqués actuellement, les autres régimes ne sont pas encore bien exploités sur le plan industriel.

## 1.4.3 Propriétés des Métamatériaux

D'une manière générale, toutes les lois physiques qui s'appliquent aux matériaux ordinaires, restent valables pour les métamatériaux. Toutefois, les propriétés physiques seront inversées dans le cadre des métamatériaux. La spécificité des métamatériaux d'avoir un indice négatif leur procure un certain nombre de propriétés singulières, parmi lesquelles :

### 1.4.3.1. Inversion du vecteur de Poynting

Considérons les deux équations de Maxwell connues sous les noms de Maxwell-Faraday et Maxwell-Ampère :

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.36)$$

$$\text{rot } \vec{B} = \mu \left( \vec{J} + \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \quad (1.37)$$

en absence de courant ( $J=0$ ) sachant que  $\vec{B} = \mu \vec{H}$ ,  $\vec{rot} = \vec{\nabla} \wedge$  et  $\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow j\omega$  nous obtenons les équations de Maxwell différentielles pour les champs magnétique et électrique [49] :

$$\nabla \wedge \vec{E} = -j\omega\mu \vec{H} \quad (1.38)$$

$$\nabla \wedge \vec{H} = j\omega\varepsilon \vec{E} \quad (1.39)$$

Si l'on fait l'approximation suivante :  $E = E_0 \exp(-jK.r + j\omega t)$  et  $H = H_0 \exp(-jK.r + j\omega t)$ , les équations précédentes deviennent :

$$\vec{K} \wedge \vec{E} = \omega\mu \vec{H} \quad (1.40)$$

$$\vec{K} \wedge \vec{H} = -\omega\varepsilon \vec{E} \quad (1.41)$$

Pour des valeurs positives de permittivité et de perméabilité, on a  $\vec{K}, \vec{H}$  et  $\vec{E}$  qui forment un trièdre droit main droite (matériau ordinaire) tel que le montre la Fig.1.23(a).

Pour un matériau main gauche, ( $\varepsilon, \mu < 0$ ) les équations de Maxwell deviennent :

$$K \wedge E = -\omega | \mu | H \quad (1.42)$$

$$K \wedge H = +\omega | \varepsilon | E \quad (1.43)$$

On obtient donc la figure(1.23.b) :

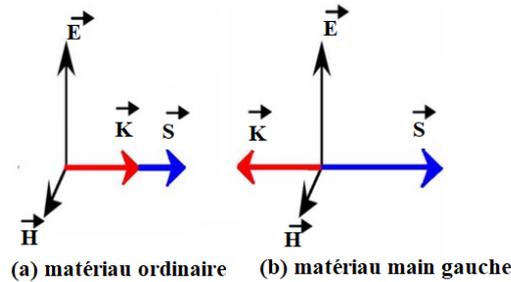


FIGURE 1.23 – Représentation vectorielle d'une onde plane dans un milieu main gauche.[49]

L'implication physique majeure de cette analyse réside sur la propagation des ondes inversées dans les métamatériaux ; C'est pour cela que l'appellation de media à ondes inversées a été adoptée grâce aux travaux de *I.V.Lindell et al* [50]. En effet, la direction du flux d'énergie est déterminée par la partie réelle du vecteur de Poynting telle que :

$$S = \frac{1}{2} E \wedge H^* \quad (1.44)$$

Si on a un changement simultané de signe de la permittivité et la perméabilité, la direction du vecteur de Poynting est la même que dans un milieu main droite tandis que le vecteur d'onde  $\vec{k}$  change de direction.

#### 1.4.3.2. Vitesse de phase et vitesse de groupe opposées

D'une manière générale  $V_p = \frac{\omega}{k}$  et  $V_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}$  sont respectivement les modules des vitesses de phase et de groupe. Toutefois, pour les milieux main gauche,  $V_p.V_g < 0$ , alors les paquets d'onde ( $V_g$ ) et le front d'onde ( $V_p$ ) voyagent en sens opposés tel que le montre la Figure(1.24) [51,52].

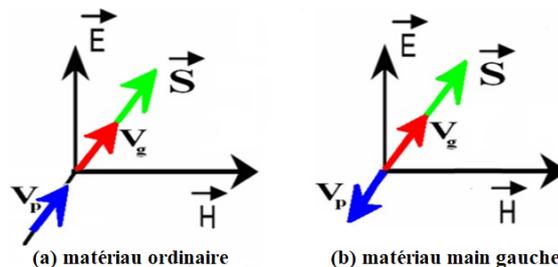


FIGURE 1.24 – Orientation des vitesses de phase et de groupe dans un milieu main gauche (métamatériau).

### 1.4.3.3. Réflexion négative : Déplacement Goos-Hänchen

Quand une onde plane passe d'un milieu d'indice  $n_1$  à un milieu d'indice  $n_2$ , telle que  $|n_2| \ll |n_1|$ , il existe un angle critique donné par  $\sin \theta_c = \left| \frac{n_2}{n_1} \right|$  pour avoir une réflexion totale. Si la distance où l'onde est appliquée est petite, il y a la formation d'un front d'ondes évanescentes. La figure(1.25)[52] nous permet d'observer que pour les phénomènes d'incidence et de propagation, on a un décalage  $\Delta$  entre la réflexion et la propagation. Dans un matériau conventionnel, ce décalage est positif, par contre dans un matériau LHM,  $\Delta < 0$ .

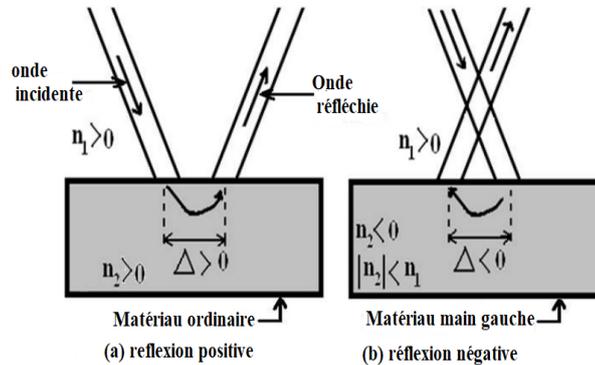


FIGURE 1.25 – Effet Goos-Hänchen dans un matériau main gauche.

### 1.4.3.4. Réfraction négative

La réfraction est le changement brusque de direction que subit la lumière lorsqu'elle traverse la surface de séparation de deux milieux d'indices de réfraction différents.

Le travail précurseur de Veselago, publié en 1968, a montré qu'un milieu doublement négatif pouvait être caractérisé par un indice de réfraction négatif [47]. Cette hypothèse a été vérifiée [53], et par la suite largement reprise par différents groupes de recherche comme outil de description [54,55]. La réfraction négative est la marche d'un rayon lumineux d'un milieu ordinaire vers un milieu main gauche. Les vecteurs des ondes incidentes et réfractées sur une interface, sont reliés par la Loi de Snell :

$$\frac{\sin i}{\sin i'} = \frac{n_2}{n_1} < 0 \quad (1.45)$$

où  $n_1$  et  $n_2$  sont les indices de réfraction des milieux 1 et 2 respectivement ;  $i$  et  $i'$  sont les angles d'incidence et de réfraction par rapport à la normale de leur plan de jonction. La réfraction négative dans les matériaux ordinaires et main gauche est illustrée respectivement par la figure(1.26.a et b)[53] ci-dessous :

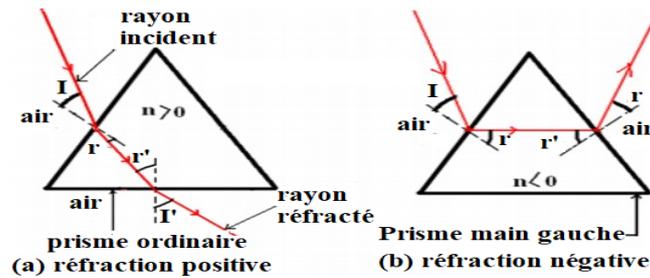


FIGURE 1.26 – Marche d'un rayon lumineux : Réfraction négative dans un matériau main gauche.

#### 1.4.3.5. Cloaking ou cape d'invisibilité

La cape d'invisibilité ou cloaking consiste à rendre invisible un objet en l'enrobant d'un métamatériau. Ce concept est particulièrement prometteur en termes d'applications, dans le domaine de la défense notamment. Dans ce contexte, le cloaking se distingue de l'approche classique de la furtivité. En effet, cette dernière repose sur un mécanisme d'absorption. Le signal incident est dans ce cas atténué par un matériau absorbant qui recouvre l'objet qu'on souhaite masquer. En revanche, dans le principe du cloaking, l'onde incidente contourne l'objet sans atténuation. La cloak idéale est donc sans pertes. Le principe du cloaking tel que proposé par Pendry en 2006 [57] est illustré par la Figure(1.27) [57].

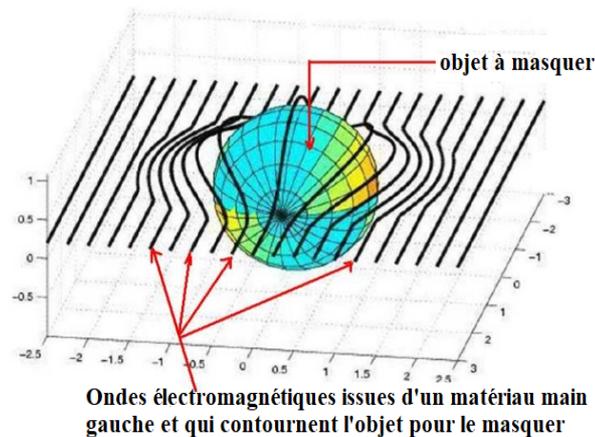


FIGURE 1.27 – Principe du cloaking ou contournement d'un obstacle à partir d'une source ponctuelle.

#### 1.4.3.6. Effet super lentilles

La possibilité de réfracter une onde avec un angle négatif signifie que l'on peut également focaliser une onde à l'aide d'une lentille plane. Pendry a montré qu'il était envisageable de descendre sous la limite de diffraction de Rayleigh, autrement dit de focaliser une image avec une résolution inférieure à la demi-longueur d'onde. Ce phénomène est justifié par l'amplification des ondes évanescentes à l'intérieur du milieu doublement négatif tel que le montre la Figure(1.28)

[58]. De cette démonstration théorique est né le concept de super-lentille. Malgré le grand intérêt suscité par cette découverte, on relève à ce jour peu de démonstrations expérimentales en raison des contraintes qu'implique sa mise en oeuvre pratique [59,60].

Il faut noter que concernant l'étude des métamatériaux dans la pratique, les paramètres de permittivité  $\varepsilon$  et de perméabilité ( $\mu$ ) pour les métamatériaux seront notés  $(\varepsilon_{eff}, \mu_{eff})$  pour les différencier de ceux qui sont utilisés dans les matériaux ordinaires.

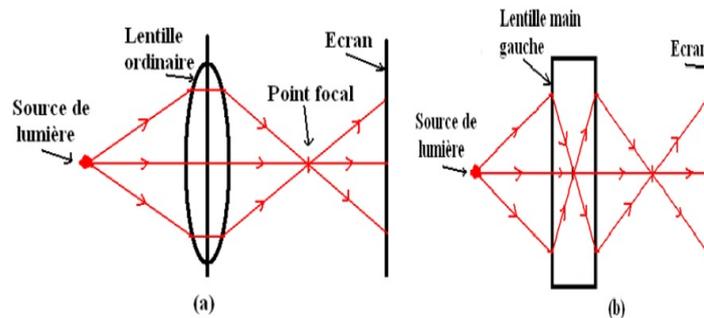


FIGURE 1.28 – Marche des rayons lumineux provenant d'une source ponctuelle : (a) Lentille ordinaire; (b) Lentille plane main gauche.

Tout d'abord, le principe de focalisation tel qu'illustré par la figure(1.28(a)) sous-entend de travailler avec un indice de réfraction à l'intérieur de la lentille exactement opposé à celui de l'environnement extérieur. Si ces indices ne sont pas égaux en valeur absolue, on n'obtient pas de point focal à l'intérieur de la lentille. Concrètement, si la lentille est interfacée avec l'air, son indice de réfraction doit être égal à -1. De plus, pour limiter les réflexions aux interfaces, il est impératif de respecter la condition d'adaptation d'impédance. Par conséquent, les paramètres effectifs de la lentille doivent respecter les deux équations suivantes :  $n = -\sqrt{\varepsilon_{eff}\mu_{eff}}$  et  $z = \frac{\mu_{eff}}{\varepsilon_{eff}}$  avec  $z$  l'impédance réduite. Cela implique que les permittivité et perméabilité effectives valent toutes deux -1. Enfin, pour les applications en focalisation, la condition d'anisotropie du milieu est primordiale. Ces difficultés expliquent pourquoi, jusqu'à présent, la plupart des démonstrations expérimentales de super-lentille utilisent des cristaux photoniques, qui à défaut de travailler en régime de métamatériau, offrent certaines facilités de conception notamment au niveau du critère d'isotropie. La Figure(1.28(a)) montre la marche d'un faisceau lumineux divergent provenant d'une source ponctuelle à travers une lentille ordinaire. Ce comportement est comparé à celui construit à travers une lentille main-gauche tel que le montre la Figure(1.28(b)).

#### 1.4.4 Fondements physiques sur les métamatériaux

D'une manière générale, la matière possède des propriétés qui dépendent de la fréquence. Dans les métamatériaux, plusieurs modèles sont fonction de la réponse fréquentielle. Le principe s'appuie sur le mouvement de l'électron autour du noyau, donnant naissance à un moment

dipolaire, qui lui-même est lié au champ électrique. Comprendre le comportement de la susceptibilité électrique d'un modèle, permettra également de comprendre celui de sa permittivité électrique. Sachant en outre qu'il y a un grand nombre de structures pour lesquelles la réponse magnétique est dominante, on peut ainsi décrire la réponse magnétique des matériaux issus de ces structures à l'aide de leur susceptibilité magnétique afin de déterminer leur perméabilité magnétique[78]. Tous les modèles présentés et étudiés pour la réalisation des métamatériaux utilisent le même effet physique fondamental, à savoir les effets de la polarisation du milieu diélectrique au moyen du champ électrique avec formation des dipôles. En effet, si le champ de polarisation  $P$  est assez fort pour contrecarrer le champ électrique  $E$  appliqué, la direction du champ locale  $E_{Local}(E_i = E_{Local} = \alpha(\omega).P)$  s'oppose à celle du champ appliqué : il en résulte donc une permittivité électrique ( $\varepsilon$ ) négative ou une perméabilité magnétique ( $\mu$ ) négative successivement.

En effet, la complexité des structures employées dans la réalisation des métamatériaux dépend fortement des paramètres  $\varepsilon$  et  $\mu$  des matériaux sur lesquels on souhaite agir [75,76]. Spécifiquement, il est beaucoup plus facile d'agir sur l'activité électrique ou magnétique que sur les deux simultanément. Toutefois, même si dans certains cas il est possible de l'éviter, de nombreuses applications des métamatériaux imposent d'agir à la fois sur les champs électrique et magnétique.

Compte tenu de ce qui précède, il est possible de ressortir deux techniques de réalisation des métamatériaux :

- La première concerne les réseaux imbriqués. Il s'agit d'insérer dans un matériau ordinaire des particules différentes, chacune assurant l'une des deux activités, soit l'activité électrique soit l'activité magnétique. Cette technique de réalisation introduit certains inconvénients à savoir une occupation volumique importante et l'apparition des phénomènes pouvant perturber la propagation des ondes électromagnétiques.

- La seconde technique de réalisation quant à elle concerne les réseaux combinés. Il s'agit dans ce cas d'introduire dans un matériau ordinaire, une particule préfabriquée et qui devra agir à la fois sur les activités électrique et magnétique. La difficulté majeure de cette méthode réside sur la conception pratique de cette particule.

Certains chercheurs du domaine des métamatériaux ont proposé des structures pouvant permettre l'obtention d'un milieu à indice de réfraction négatif. Nous avons dans ce cadre cité Veselago, Pendry et Simovski. Leurs différents prototypes se présentent ainsi qu'il suit :

#### 1.4.4.1. Métamatériau de Veselago

Il s'agit du premier modèle théorique de métamatériau proposé. Rappelons qu'une analyse de la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu possédant simultanément une perméabilité et une permittivité effective négative a été faite à l'origine par le physicien russe

Victor Veselago [47]. Ses travaux de 1967 [61], et traduit en anglais en 1968 [47], présentent la possibilité de la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu linéaire, homogène et isotrope et possédant simultanément une perméabilité magnétique et une permittivité électrique négatives. Ces matériaux seront par la suite qualifiés de "matériaux main gauche". Cette appellation vient du fait que le champ électrique  $E$ , le champ magnétique  $H$  et le vecteur d'onde  $K$  forment un trièdre indirect caractérisé par la règle de la main gauche, comme le montre la Figure(1.29)[61].

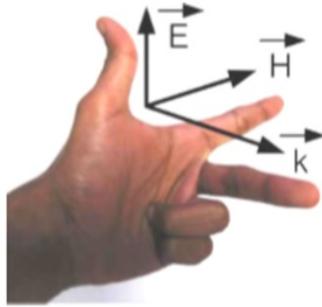


FIGURE 1.29 – Trièdre indirect caractérisé par la règle de la main gauche.

En fait, Veselago utilise la matrice  $G$  formée par les cosinus directeurs des vecteurs ( $E ; H ; K$ ) et attribue un rôle primordial à son déterminant  $p$ . Les cosinus directeurs de  $E$ ,  $H$  et  $K$  sont respectivement notés par  $\alpha_i, \beta_i$  et  $\gamma_i$ .

$$G = \begin{pmatrix} \alpha_1 & \alpha_2 & \alpha_3 \\ \beta_1 & \beta_2 & \beta_3 \\ \gamma_1 & \gamma_2 & \gamma_3 \end{pmatrix} \quad (1.46)$$

Le déterminant  $p$  détecte si le milieu est caractérisé par la règle de la main droite ou de la main gauche. En effet, si  $p = +1$ , le triplet de vecteurs ( $E ; H ; K$ ) est direct donc le milieu est dit milieu main droite. Par contre, si  $p = -1$ , le triplet de vecteurs ( $E ; H ; K$ ) est indirect donc le milieu est dit milieu main gauche. Veselago avait ainsi mis en avant les propriétés physiques d'un milieu main gauche. Parmi celles-ci, nous pouvons citer :

► La vitesse de phase  $v'$  et la vitesse de groupe  $v_g$  d'une onde électromagnétique sont dans des directions opposées.

► Le vecteur de Poynting,  $S$ , donné par l'équation (1.44) se retrouve opposé à la direction du vecteur d'onde  $K$ .

Ces propriétés donnent naissance à des phénomènes physiques nouveaux, prédits ainsi par Veselago, à savoir que ce type de milieu posséderait des propriétés uniques telles que l'inversion de la loi de Snell-Descartes, l'inversion de l'effet Doppler, l'inversion du rayonnement de Cerenkov [56]etc.

La vérification expérimentale de l'inversion de la loi de Snell a été réalisée par les travaux de *R.A.Shelby et al* en 2001 [53] et l'indice de réfraction négatif fut également calculé par *D.R.Smith et al* dans leurs travaux en 2000 à partir des coefficients de réflexion et de transmission [45].

#### 1.4.4.2. Structure à perméabilité négative

La possibilité de créer des milieux non-magnétiques avec une réponse magnétique fut d'un intérêt fondamental. Cette possibilité est devenue une réalité en 1999 quand Pendry introduisit la structure dite "rouleau suisse" [62].

En effet, le rouleau suisse est une structure artificielle métallique qui a une résonance magnétique sans la présence de composant magnétique. Chaque rouleau suisse individuel est composé d'un cylindre de rayon  $R$  sur lequel est enroulée une spirale conductrice isolée de  $N$  tours. L'espacement entre deux tours consécutifs est noté  $d_c$ . Il n'existe donc pas de contact électrique entre les couches. Quand un champ magnétique alternatif est appliqué selon l'axe du cylindre, un courant est induit dans le conducteur. La capacité créée complète donc le circuit résonant et fait circuler le courant. La relation permettant de calculer la perméabilité effective est donnée d'après [62] par l'expression :

$$\mu_{eff} = 1 - \frac{F\omega^2}{\omega^2 - \omega_0^2 + i\Gamma\omega} \quad (1.47)$$

avec  $\omega_0$  la pulsation de résonance,  $\omega$  la pulsation angulaire,  $F$  le taux de remplissage du matériau magnétiquement actif et  $\Gamma$  l'amortissement de la résonance.

La structure rouleau suisse résonne seulement quand le champ magnétique est appliqué selon l'axe du rouleau et pas dans les autres directions. Signalons en plus que pour les ondes transverses incidentes sur un réseau de ces structures et où le champ électrique est parallèle aux cylindres, une absorption est observée. De ce fait des comportements anisotropes indésirables peuvent naître. Face à cela, le besoin d'un raffinement du système a donc conduit la même équipe de recherche à proposer le résonateur à anneau fendu afin de limiter l'absorption constatée dans la structure rouleau suisse. Un exemple d'un tel résonateur est donné par la figure(1.30)[62].

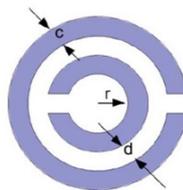


FIGURE 1.30 – Résonateur à Anneau Fendu introduit par Pendry.

### 1.4.4.3. Structure à permittivité négative

Ce sont des matériaux artificiels se comportant comme des milieux effectifs et possédant une permittivité négative. L'avantage de ces matériaux artificiels réside sur le fait que les pertes résistives peuvent être contrôlées. Ce type de matériau est plus connu sous le nom de plasma artificiel. La force de Coulomb et la masse finie de l'électron se combinent pour donner au plasma idéal une dispersion de la permittivité suivant la relation :

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (1.48)$$

où la fréquence de plasma  $\omega_p$  est donnée par :

$$\omega_p^2 = \frac{\rho e^2}{\varepsilon_0 m_{eff}} \quad (1.49)$$

Avec  $\rho$  la densité d'électron,  $e$  la charge de l'électron et  $m_{eff}$  la masse effective de l'électron.

La permittivité du plasma est donc négative pour les fréquences en-dessous de la fréquence plasma. La conséquence de cette permittivité négative est que seuls les modes évanescents existent en dessous de la fréquence de plasma. Une telle structure a été introduite par Pendry [16,63] et est composée d'un réseau tridimensionnel de tiges métalliques très fines.

### 1.4.4.4. Structures en $\Omega$ et en S

Il s'agit d'un motif de résonateur présentant simultanément une perméabilité et une permittivité négative. Le premier motif en forme de " $\Omega$ " a été introduit initialement par Saadoun [64], puis repris dans de nombreux travaux [65-68]. Un autre résonateur en forme de "S" sera l'oeuvre de Prosvirnin [69], et repris par Sauviac et al. [70], puis par Chen et al. [71]. La particularité de ce type de résonateur est la présence d'une double résonance, magnétique et électrique, sans avoir recours à un réseau additionnel de tiges et constituant de ce fait les propriétés nécessaires d'un matériau main gauche. Ces deux motifs peuvent être représentés tels que le montre la figure(1.31).

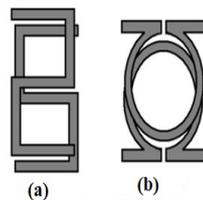


FIGURE 1.31 – Motifs de résonateurs présentant simultanément une perméabilité et une permittivité négatives.(a) Motif en S.(b) Motif en [71] $\Omega$ .

### 1.4.5 Modèle théorique d'une ligne de transmission main-gauche

Une ligne de transmission peut être définie comme un circuit électrique RLC dont les composants sont tels que le condensateur est en parallèle avec le conducteur ohmique.

Une ligne de transmission main gauche est le modèle de circuit d'une ligne de transmission dont la propagation s'effectue en mode ondes inversées. On l'appelle encore modèle dual du modèle de circuit de la ligne de transmission classique (main droite). L'avantage de ce modèle réside dans la simplicité d'obtenir directement toutes les caractéristiques fondamentales liées à une telle ligne (main gauche) [121, 122, 123] par la théorie élémentaire de la ligne de transmission.

#### 1.4.5.1. Equation d'une ligne de transmission linéaire main gauche

Considérons le circuit de la ligne de transmission main gauche de la fig.1.32 suivante [123] :

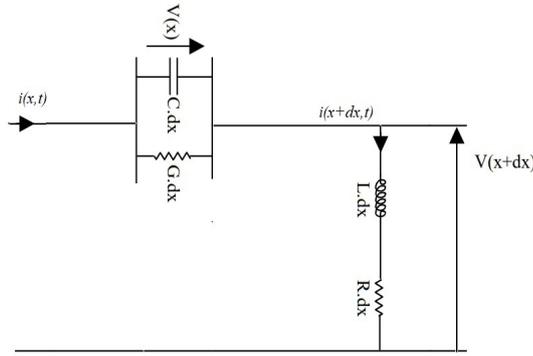


FIGURE 1.32 – Circuit d'un tronçon de ligne main gauche sans pertes.

En appliquant les lois de Kirchhoff en tension (loi des mailles) et en courant (loi des noeuds) sur ce tronçon de ligne, nous obtenons :

$$i(x, t) - i(x + dx, t) = C dx \frac{\partial v(x, t)}{\partial t} + G v(x, t) dx \quad (1.50)$$

$$v(x, t) - v(x + dx, t) = L dx \frac{\partial i(x, t)}{\partial t} + R i(x, t) dx \quad (1.51)$$

En régime sinusoïdal permanent, les équations précédentes deviennent :

$$\frac{\partial i(x, t)}{\partial x} = -(jC\omega + G)v(x, t) \quad (1.52)$$

$$\frac{\partial v(x, t)}{\partial x} = -(jL\omega + R)i(x, t) \quad (1.53)$$

En posant

$$Z = jL\omega + R$$

$$Y = jC\omega + G \quad (1.54)$$

avec  $Z$  l'impédance série qui caractérise l'affaiblissement et la dissipation sur la ligne et  $Y$  est l'admittance parallèle qui caractérise le filtrage et les effets de fuite. Ainsi, ces équations deviennent :

$$\frac{\partial i(x, t)}{\partial x} = -Yv(x, t) \quad (1.55)$$

$$\frac{\partial v(x, t)}{\partial x} = -Zi(x, t) \quad (1.56)$$

En dérivant ces équations, nous obtenons :

$$\frac{\partial^2 i(x, t)}{\partial x^2} = -ZYv(x, t) \quad (1.57)$$

$$\frac{\partial^2 v(x, t)}{\partial x^2} = -ZYi(x, t) \quad (1.58)$$

Le produit  $ZY = \gamma^2 = (jL\omega + R)(jC\omega + G)$  est appelé exposant linéique de la propagation ; il caractérise les effets de dissipation et de comportement de la phase. Il est encore noté  $\gamma = \sqrt{ZY} = \alpha + j\beta$  où  $\alpha$  est l'affaiblissement linéique caractérisant les effets de pertes exprimé en Neper/m ;  $\beta$  est le déphasage linéique pour caractériser les effets de dispersion. On définit également l'impédance caractéristique par  $Z_c = \sqrt{\frac{Z}{Y}}$ . La vitesse de phase et la vitesse de groupe sont données respectivement par :  $V_p = \omega/\beta$ ,  $V_g = \frac{\partial \omega}{\partial \beta}$ .

Pour  $R \rightarrow 0$  et  $G \rightarrow 0$ , les caractéristiques définies précédemment deviennent :

$$\begin{aligned} \gamma &= j\beta = -j \frac{1}{\omega \sqrt{LC}} \\ Z_c &= \sqrt{L/C} \\ V_p &= -\omega^2 \sqrt{LC} \\ V_g &= +\omega^2 \sqrt{LC} \end{aligned}$$

La vitesse de phase et la vitesse de groupe ont des signes opposés caractéristique de la ligne de transmission capable de supporter la propagation des ondes inversées : c'est la propagation main gauche.

### Remarque

La ligne de transmission purement main gauche est un cas idéal. En réalité, ces structures sont irréalisables car les effets de la propagation main droite entrent en jeu. Ces effets ont été représentés par une inductance en série et une capacité en parallèle. La structure composite main droite /gauche fait partie de la catégorie métamatériaux non résonnant. Le principe de ces structures n'utilise pas des résonateurs pour créer artificiellement des permittivités et des perméabilités négatives. Le cas général est donc la ligne de transmission combinée main

droite/main gauche ; cette notion a été introduite par Caloz [122]. La Fig.1.33 [123] montre le schéma électrique équivalent d'un tronçon de ligne de transmission combinée main droite/main gauche et considéré sans pertes. Les caractéristiques essentielles d'une telle structure peuvent être déduites par l'analyse du circuit équivalent où l'impédance série et l'admittance parallèle linéiques sont données par [121, 122, 123] :

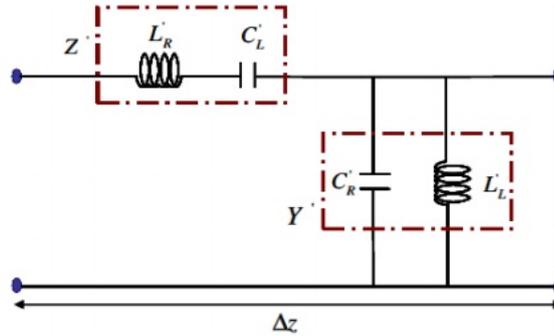


FIGURE 1.33 – Circuit équivalent d'un tronçon de ligne composite main droite/ gauche.

$$Z = j \left[ L\omega - \frac{1}{C\omega} \right] \quad (1.59)$$

$$Y = j \left[ C\omega - \frac{1}{L\omega} \right] \quad (1.60)$$

En basses fréquences, le circuit de la figure 1.33 se comporte comme un tronçon de ligne de nature main gauche, donc un *stop band* de nature main gauche existe en dessous d'une fréquence de coupure qui peut être calculée en fonction des éléments du circuit main gauche. En hautes fréquences, le circuit devient un tronçon de ligne de nature main droite, et au-dessus d'une certaine fréquence qui peut être calculée en fonction des éléments du circuit main droite, il existe un *stop band* de nature main droite.

La résolution des équations des télégraphistes permet d'obtenir l'impédance caractéristique de la ligne composite sous la forme [121, 122, 123] :

$$Z_c = \sqrt{\frac{Z}{Y}} = \sqrt{\frac{L_L}{C_L}} \sqrt{\frac{L_R C_L \omega^2 - 1}{L_L C_R \omega^2 - 1}} \quad (1.61)$$

Introduisons les variables suivantes :

$$\omega_s = \frac{1}{L_R C_L} \implies L_R C_L = \frac{1}{\omega_s^2}$$

$$\omega_p = \frac{1}{L_L C_R} \implies L_L C_R = \frac{1}{\omega_p^2}$$

Où  $\omega_s$  et  $\omega_p$  représentent respectivement la fréquence de résonance série et parallèle. La constante de propagation peut être calculée par l'expression générale suivante :

$$\gamma = j\sqrt{\frac{\frac{L_R C_L \omega^2 - 1}{L_L C_R \omega^2 - 1}}{L_L C_L \omega^2}} = jS(\omega)\sqrt{\frac{(\omega^2 - \omega_s^2)(\omega^2 - \omega_p^2)}{L_L C_L \omega_s^2 \omega_p^2}} \quad (1.62)$$

Selon la racine carrée, la constante  $\gamma$  peut être purement réelle ou purement imaginaire, ceci en fonction du signe de  $S(\omega)$  donnée par :

$S(\omega) = -1$ , si  $\omega < (\omega_s, \omega_p)$  : alors, nous avons une propagation **zone main gauche** ;  
 $S(\omega) = +1$ , si  $\omega > (\omega_s, \omega_p)$  : alors, nous avons une propagation **zone main droite**.

et représentée par la figure 1.34.[122]

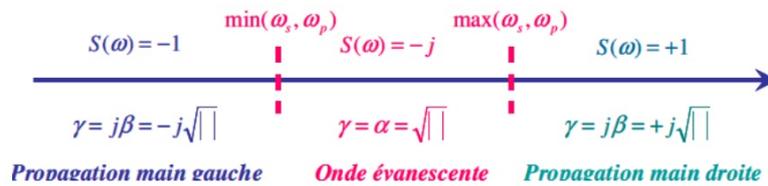


FIGURE 1.34 – Différents intervalles de propagation

### 1.4.5.2. Equation d'une ligne de transmission non-linéaire main-gauche

Considérons une ligne de transmission non linéaire main gauche avec N cellules identiques présentées à la Fig. 1.35 [125]. Chaque cellule de ce modèle contient des varactors à diodes montés en série et une inductance linéaire montée en parallèle, où  $V_n$  et  $u_n = V_n - V_{n+1}$  sont respectivement le potentiel au  $n^{ieme}$  noeud et la tension aux bornes du  $n^{ieme}$  varactor [125]. La quantité  $\Delta z$  est la taille d'une cellule [125].

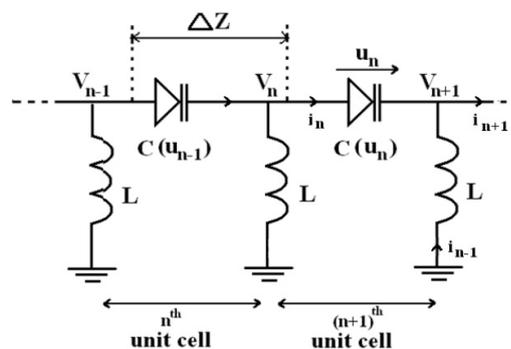


FIGURE 1.35 – Le  $n^{ieme}$  et le  $(n + 1)^{ieme}$  cellules unitaires du circuit modèle considéré.

En appliquant les lois de Kirchhoff relatives aux courants au  $n^{ieme}$  noeud nous aurons :

$$i_n = i_{n+1} - i_{n-1} \quad (1.63)$$

En dérivant cette équation par rapport au temps, on obtient :

$$\frac{\partial i_n}{\partial t} = \frac{\partial i_{n+1}}{\partial t} - \frac{\partial i_{n-1}}{\partial t} \quad (1.64)$$

La tension  $V_n$  aux bornes de l'inductance  $L$  est donnée par :

$$V_n = L \frac{\partial i_n}{\partial t} \quad (1.65)$$

d'où :

$$\frac{V_n}{L} = \frac{\partial i_{n+1}}{\partial t} - \frac{\partial i_{n-1}}{\partial t} \quad (1.66)$$

Or  $i = \frac{\partial Q}{\partial t}$ , on obtient donc :

$$\frac{V_n}{L} = \frac{\partial^2 Q(u_{n+1})}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 Q(u_{n-1})}{\partial t^2} \quad (1.67)$$

Puisque :  $u_{n+1} = V_{n+1} - V_n$  et  $u_{n-1} = V_n - V_{n-1}$ , il vient que :

$$\frac{\partial^2 Q(V_{n-1} - V_n)}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 Q(V_n - V_{n+1})}{\partial t^2} = \frac{1}{L} V_n \quad (1.68)$$

où  $Q$  est la charge liée à la capacité non linéaire. Un développement limité à l'ordre deux nous conduit à :

$$Q(u) \approx C_0(1 + \alpha u + \beta u^2) \quad (1.69)$$

où  $\alpha$  et  $\beta$  représentent respectivement la non linéarité d'ordre 1 et la non linéarité d'ordre 2 des varactors. Introduisons l'Eq.(1.69) dans l'Eq.(1.68) nous obtenons :

$$\begin{aligned} \frac{V_n}{L} = C_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} [V_{n-1} - V_n - V_n + V_{n+1}] + \alpha [(V_{n-1} - V_n)^2 - (V_n - V_{n+1})^2] \\ + C_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \beta [(V_{n-1} - V_n)^3 - (V_n - V_{n+1})^3] \end{aligned} \quad (1.70)$$

En considérant que  $V_n = V(z, t)$ ,  $V_{n-1} = V(z - \Delta z, t)$ ,  $V_{n+1} = V(z + \Delta z, t)$  nous aurons :

$$\begin{aligned} C_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} V(z - \Delta z, t) - 2V(z, t) + V(z + \Delta z, t) \\ + C_0 \alpha \frac{\partial^2}{\partial t^2} [(V(z - \Delta z, t) - V(z, t))^2 - (V(z, t) - V(z + \Delta z, t))^2] \\ + C_0 \beta \frac{\partial^3}{\partial t^3} (V(z - \Delta z, t) - V(z, t))^3 - (V(z, t) - V(z + \Delta z, t))^3 \\ = \frac{1}{L} V(z, t) \end{aligned} \quad (1.71)$$

Sachant que  $\Delta z$  est petit, faisant un développement limité à l'ordre trois et nous obtenons l'équation :

$$C_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[ \Delta z^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} V(z, t) - \alpha \Delta z^3 \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial V(z)}{\partial z} \right)^2 + \beta \Delta z^4 \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial V(z)}{\partial z} \right)^3 \right] - \frac{1}{L} V(z) = 0 \quad (1.72)$$

Cette équation représente la dynamique de cette ligne de transmission non linéaire main gauche.

#### 1.4.6 Effets engendrés par le haut-débit dans les métamatériaux

Comme dans la fibre optique, la propagation des impulsions lumineuses dans les métamatériaux sous l'effet d'un champ laser incident et intense s'accompagne également de l'entrée en jeu pendant la propagation, des effets linéaires et non linéaires. Cependant, ces effets dépendent de la réponse fréquentielle de ces matériaux face au champ laser incident. Toutefois, ces effets présentent des formulations différentes lorsque l'on passe des matériaux ordinaires aux métamatériaux et leurs actions sur le système présentent souvent de légères différences. Nous pouvons ainsi citer :

##### 1.4.6.1. Dispersion d'ordre 2

La propagation d'une onde électromagnétique de champ  $A(z, t)$  dans un milieu linéaire et dispersif peut être modélisée par l'équation différentielle de Schrödinger non linéaire dans laquelle seule la dispersion chromatique est considérée [72] :

$$\frac{\partial A}{\partial Z} = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} \quad (1.73)$$

$$\text{où } \beta_2 = \frac{1}{cn\omega_0} \left[ \left( 1 + \frac{3\omega_{pe}^2 \omega_{pm}^2}{\omega_0^4} \right) - \frac{1}{n^2} \left( 1 - \frac{3\omega_{pe}^2 \omega_{pm}^2}{\omega_0^4} \right)^2 \right]$$

D'autres expressions de la dispersion d'ordre deux ont été établies dans les métamatériaux telle que celle de Manirupa [73] :

$$\beta_2 = \frac{\delta_2}{2k_0} - \frac{1}{2k_0 v_g^2} \quad (1.74)$$

##### 1.4.6.2. Dispersion d'ordre 3

De la même façon, la dispersion d'ordre trois ressortira dans l'équation sous la forme [72] :

$$\frac{\partial A}{\partial Z} = \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} \quad (1.75)$$

$$\text{où } \beta_3 = \frac{12}{n} \frac{\omega_{pe}^2 \omega_{pm}^2}{c\omega_0^6}$$

Avec Manirupa [73] on aura :

$$\beta_3 = \delta_3 - \frac{3\beta_2}{k_0 v_g} \quad (1.76)$$

En effet, contrairement à la dispersion d'ordre 2 où l'impulsion conserve sa forme gaussienne, la dispersion d'ordre 3 engendre une asymétrie de l'impulsion avec l'apparition d'oscillations sur un des fronts de l'impulsion.

Cet effet provoque l'apparition d'une génération de lobes de radiations symétriques sur les piédestaux de l'impulsion, déformant ainsi d'une manière symétrique le profil d'intensité du champ exact.

#### 1.4.6.3. Dispersion d'ordre 4

L'équation de Schrödinger non linéaire généralisée issue de Manirupa [73] donne :

$$\frac{\partial A}{\partial Z} = -i \frac{\beta_4}{24} \frac{\partial^4 A}{\partial t^4} \quad (1.77)$$

$$\text{Avec } \beta_4 = \delta_4 - 4 \frac{\delta_3}{k_0 v_g} - 3 \frac{\beta_2^2}{k_0}$$

#### 1.4.6.4. Auto-modulation de phase

L'auto-modulation de phase encore appelée non linéarité cubique aura pour expression [72] :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i\gamma_0 |A|^2 A \quad (1.78)$$

$$\text{avec } \gamma_0 = \frac{\chi^{(3)}\omega_0}{2nc} \left( 1 - \frac{\omega_{pm}^2}{\omega_0^2} \right)$$

D'autres expressions ont été établies :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i\sigma_0 |A|^2 A + i\eta'_0 |A|^4 A \quad (1.79)$$

Le paramètre  $\sigma_0$  est la non linéarité cubique ou auto-modulation de phase (SPM). Lorsque le champ incident devient de plus en plus intense, la SPM induit l'apparition de la non linéarité quintique ou modulation de phase quintique (QPM) [73].

L'auto-modulation de la phase se traduit au cours de la propagation, contrairement à la dispersion, par un élargissement du spectre des impulsions.

#### 1.4.6.5. Effet Raman

L'effet Raman induit un décalage en fréquence ou un glissement spectral de fréquence sur le profil de l'impulsion. L'équation suivante ressort cet effet dans les metamateriaux [74] :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -i\gamma_0 T_r A \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2) \quad (1.80)$$

Les paramètres  $\gamma_0$  et  $T_r$  sont respectivement la non linéarité cubique et le coefficient de l'effet Raman. Il a été formellement démontré que l'effet Raman n'est pas influencé par les propriétés des métamatériaux. Toutefois, le coefficient de l'effet Raman combiné à la perméabilité magnétique dispersive des métamatériaux conduit aux termes non linéaires d'ordre supérieurs [74].

Dans ce chapitre, nous avons fait un rappel sur les concepts clés intervenant dans la transmission par fibre optique. A cet effet, nous avons expliqué ce qu'est la numérisation, puis décrit le principe de transmission des données numériques, les techniques de transmission actuelles et de nouvelle génération (lignes optiques du futur), analysé les effets physiques de la propagation haut débit longue distances dans les fibres optiques. Nous avons insisté sur un effet particulier appelé effet Raman dans le but de permettre aux lecteurs de se familiariser avec cet effet et son impact dans la transmission de données parce qu'il est au centre de nos analyses numériques. Les milieux diélectriques à métamatériaux non linéaires ont été par la suite présentés en insistant sur les fondements physiques de ces milieux et les modèles théoriques d'équations de propagation dans ceux-ci. Dans le chapitre 2, nous allons présenter et expliquer les notions de base nécessaires à la réalisation numérique de nos travaux et à la compréhension de la description des différentes cartes de comportement du champ laser incident pendant sa propagation dans les différents milieux diélectriques évoqués dans ce chapitre.

# MATERIELS ET MÉTHODE

---

Les techniques prédictives des évènements ont pour objectif fondamental de donner la carte de comportement d'un système environnemental sur la base de la prise en compte des effets d'ordre physique, biologique etc... entrant en jeu pendant la propagation des impulsions lumineuses intenses dans un milieu. Cependant, la compréhension ou encore la détermination des mécanismes associés à son évolution est souvent difficile à cause des multiples situations complexes qui y prennent souvent corps. Face à cela, il est souvent difficile de prévoir ce qui se passera pendant l'évolution dynamique du système dans l'espace et dans le temps. Il est donc assez réfléchi de concevoir des systèmes d'approche appelés systèmes de Laboratoire, capables d'assurer une certaine substitution physique de ces systèmes réels. Pour y parvenir, le système physique réel à étudier est le plus souvent transformé à l'aide des grandeurs physiques en des modèles mathématiques obéissant à certaines lois et contraintes dynamiques convenablement choisies pour satisfaire aux caractéristiques du système. L'approche mathématique associée à la description du système dynamique est appelée modélisation du système physique réel dont les étapes sont données sur la figure 2.1. Cette modélisation est régie par les équations ou systèmes d'équations bien connues dans les théories de traitements dynamiques dans le but de fournir une description approchant la description du système réel. Les analyses numériques effectuées sur la base du traitement des équations ou systèmes d'équations dynamiques du modèle permettront de valider ou d'invalider le modèle, soit en comparant les prédictions avec l'expérience, soit en analysant la cohérence interne du modèle à travers ces prédictions.

Les systèmes réels que nous considérons dans notre travail sont définis dans deux milieux diélectriques spécifiques. Il s'agira d'une part, des environnements diélectriques capables d'assurer la propagation des données numériques sous l'effet d'un champ laser incident et intense ; d'autre part, des milieux océaniques capables d'assurer la propagation des vagues sous l'effet des hautes perturbations intenses.

Dans des milieux diélectriques, nous allons définir un modèle de données numériques capables d'être transportées et de prédire sa carte de comportement lorsque dans ce milieu, elle sera soumise aux effets linéaires et non linéaires, entrant en jeu dans le milieu pendant la propagation, lorsque le champ laser de données devient incident et très intense. En d'autres termes, une

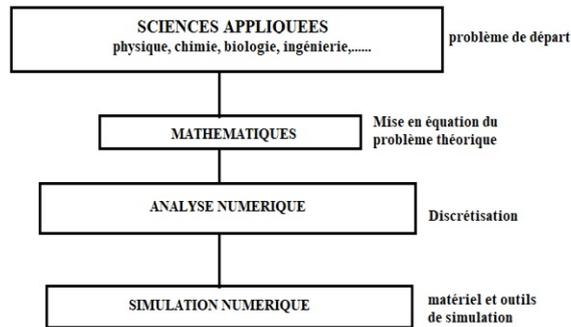


FIGURE 2.1 – Articulation schématique de la modélisation d'un système réel.

série de phénomènes collectifs provenant de l'action des effets linéaires et non linéaires prenant naissance dans le milieu et agissant sur la donnée numérique et capables de le déformer soit en profil, soit en intensité, soit intérieurement, sera pris en compte et examiné. Il sera alors question de traduire la donnée numérique sous sa forme de l'impulsion lumineuse d'approche et de prédire sa carte de comportement c'est-à-dire prévoir ce qui pourra se passer en elle pendant la propagation dans le milieu diélectrique.

Dans les milieux océaniques, il reste évident que ces milieux très dangereux ne sont pas exposés à des études de propagation en haute mer. Pour contourner cette difficultés et de comprendre le comportement des vagues dangereux apparaissant sporadiquement en haute mer, il sera préférable d'approcher la haute mer fortement perturbé à un système de laboratoire et d'approcher les vagues par un modèle d'impulsion lumineuse ultra-brève. Le traitement dynamique de ce système de laboratoire lorsque celui-ci est fortement perturbé est appelé à approcher le milieu océanique dans les conditions de haute turbulence.

Ce chapitre nous permettra donc d'avoir les fondamentaux nécessaires pour comprendre le traitement et l'analyse numérique de ces modèles au chapitre 3. Il va donc s'étaler sur deux grands points à savoir : matériels qui ne sont rien d'autre que les logiciels que nous allons utiliser et les techniques méthodologiques analytiques et numériques.

## 2.1 Matériels

### 2.1.1 Matériel de traitement analytique : Le logiciel MAPLE 18

Les modèles de Laboratoire ainsi choisis sont régis par les équations dynamiques. Le traitement analytique de leur dynamique n'est pas souvent assez facile. Pour y parvenir il faudrait faire usage des logiciels de calcul de haute performance capables, d'assurer un traitement analytique avec des grandes aptitudes d'analyse et de conversion numérique. Maple 18 que nous présenterons ci-dessous fut le meilleur candidat.

Aujourd'hui, édité par la société canadienne Maplesoft et sa dernière version 2020, Maple est

un logiciel mathématique de calcul formel qui convient très bien à toutes les branches des mathématiques. Il est utilisé dans un nombre remarquable d'applications dans des systèmes faisant recours à des réponses opérationnelles liées à la caractérisation de l'évolution dynamique dans tous les environnements physiques. Il permet aussi bien de travailler sur des quantités numériques (entières, réelles, complexes) qu'avec des polynômes, des fonctions, ou des séries. Maple est capable de réaliser des dérivations, des intégrations, des résolutions de systèmes d'équations linéaires ou non linéaires, des inversions de matrices, des développements asymptotiques ou encore des résolutions d'équations différentielles sous forme symbolique (c'est-à-dire en gardant des inconnues dans la résolution) etc... Ce matériel scientifique de calcul formel a été utilisé dans notre travail pour assurer plusieurs opérationnalités.

- Le traitement analytique des développements mathématiques : les équations issues des modèles de laboratoires choisis se sont trouvées assez fastidieux et complexes. Le traitement analytique exigeait les développements des opérations de dérivations de divers ordre, de manière partielle, totale ou successive. Il en est de même des intégrations, des opérations sur matrices d'ordre très élevé etc.

- La programmation des traitements analytiques des contraintes associées à la dynamique du système nécessitait l'usage des performants calculateurs, capable de procéder à des résolutions de ces équations en des temps très courts. Ce logiciel fut alors d'une grande utilité pour faire ressortir les variables caractéristiques des modèles utilisés tant dans la caractérisation de la dynamique des impulsions lumineuses pendant la propagation que pour la définition des paramètres indispensables dans le cadre de la construction analytique des paramètres définissant les grandeurs caractéristiques des modèles de laboratoires utilisés dans les milieux tant diélectriques qu'océaniques.

- La détermination des courbes appropriées capables de justifier ou de prédire d'une part, le comportement des grandeurs utilisées pour mieux apprécier les valeurs numériques utilisées. De justifier d'autre part les gammes de valeurs répondant à des cartes de comportements spécifiques.

### 2.1.2 Matériel de traitement numérique : Le logiciel MATLAB

Le nom MATLAB vient de l'anglais MATrix LABoratory. Il se présente comme un laboratoire de manipulation des matrices développé par la société "The MathWorks ". Par ses nombreuses fonctions, de calcul, de traitements de données, d'affichage, de tracés de courbes, de résolution de systèmes et d'algorithmes de calculs numériques, d'interfaçage avec d'autres langages tel C, C++, Java, et Fortran, Matlab fut utilisé pour réaliser plusieurs opérations d'application dans le cadre du traitement numérique des modèles dans le sens d'approche que dans le sens réel.

Parmi les applications mise en oeuvre, les plus prépondérantes étant : le calcul numérique dans le corps des réels ou des complexes ; le calcul de probabilités ou les statistiques ; le calcul

intégral ou la dérivation ; l'optimisation ; le traitement d'image.

Dans le cadre de ce travail, Matlab a été utilisé pour assurer plusieurs opérationnalités telles que :

- La programmation des paramètres milieux diélectriques et des données numériques de propagation et les différents enregistrements caractérisation du champ laser incident ;
- La programmation des effets physiques entrant en jeu pendant la propagation ;
- Les simulations numériques permettant de connaître le comportement du champ laser incident exact dans le milieu diélectrique pendant la propagation ;
- Les comportements des prédictions caractérisant la fiabilité, la non fiabilité ou encore les limites de la fiabilité des modèles utilisés pendant l'évolution des systèmes.
- L'outil d'aide aux analyses et interprétations numériques des différentes observations relevées pendant les traitements numériques.

## 2.2 Méthodes

### 2.2.1 Problème d'approche de la propagation dans les milieux diélectriques

Les milieux diélectriques de propagation utilisés dans le cadre de ce travail sont les milieux optiques fibrés et les milieux optiques à métamatériaux. Les données numériques utilisées sont les impulsions numériques lumineuses considérées dans la cadre d'une transmission numérique binaire c'est-à-dire symbolisées par les valeurs binaires " 0 " et " 1 ". Le profil des impulsions dans ces systèmes est généralement une gaussienne ayant l'aspect de la courbe représentée à la figure 2.2. Toutefois le profil Sech peut aussi être utilisé. Sa représentation et ses grandeurs caractéristiques sont schématisées de la manière suivante.

- Une amplitude qui reste proportionnelle à la racine carré de la puissance.
- Une largeur à mi-hauteur qui représente la valeur énergétique de l'impulsion
- Une position temporelle qui représente la position du centre de masse de l'impulsion
- Cette position temporelle est convertit en décalage de la fréquence centrale. Si le centre de masse se trouve en zéro, il n'y a pas de décalage de la fréquence centrale.
- Une dérive en fréquence appelé le chirp en fréquence de l'impulsion.
- Les piédestaux qui représentent la forme symétrique de l'impulsion gaussienne

Dans un milieu diélectrique de propagation des données numériques, l'impulsion lumineuse est symbolisée par cette gaussienne. Le milieu diélectrique est le siège des effets linéaires et non linéaires qui entrent en jeu pendant la propagation. Ceci s'accompagne par des variations systématiques en profil, en intensité, en position du centre de masse, décalage de la fréquence centrale et en variation du chirp pendant la propagation. Si le champ Laser incident devient de plus en plus intense, des effets nouveaux entreront en jeu et provoqueront d'autres manifestations internes et externes dans l'enveloppe de l'impulsion lumineuse. Dans cette logique,

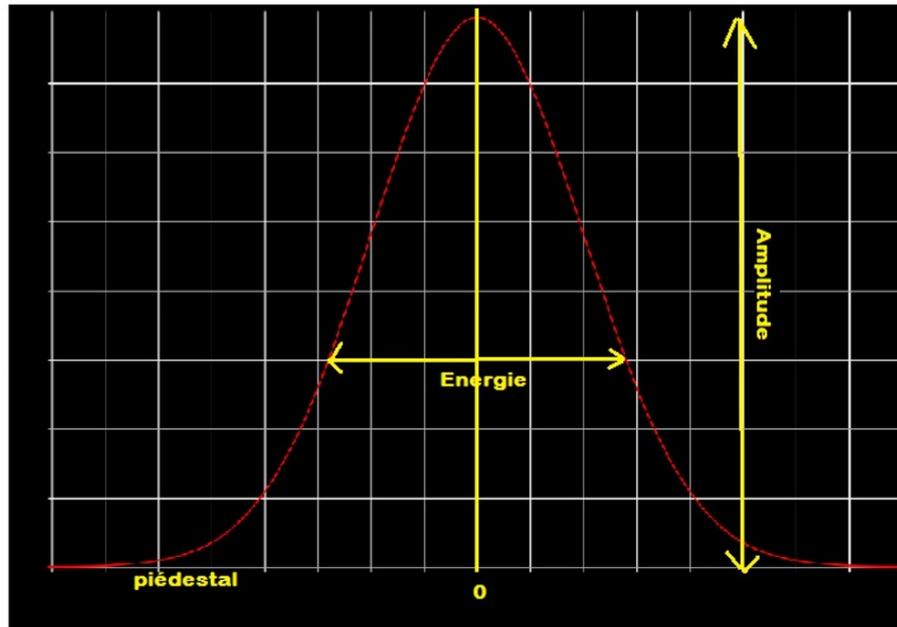


FIGURE 2.2 – Représentation schématique du profil gaussien d'une impulsion optique

l'impulsion lumineuse entrera dans une dynamique de telle manière qu'il deviendra alors très difficile de prévoir directement comment l'impulsion se comportera pendant sa propagation dans le milieu diélectrique.

Ce comportement dynamique imposé à l'impulsion est la réponse temporelle, solution de l'équation dynamique modélisant le milieu diélectrique de propagation de l'impulsion lumineuse. Cette équation est généralement l'ESNL. Si le milieu diélectrique est le siège d'une transmission ultracourte, en général de l'ordre des gigabits/s, le champ laser incident devient de plus en plus intense. L'ESNL subira des modifications de manière à traduire une possibilité d'apparition des effets nouveaux imposant alors à l'impulsion des comportements nouveaux.

Sur le plan analytique, la solution de cette équation est souvent très difficile. Les traitements dynamiques procèdent à des résolutions avec des méthodes parfois très complexes. La littérature dédiée à la résolution de ces familles d'équations pourra être consultée dans les références.

Mais dans le cadre ce travail, nous ferons le traitement de la dynamique des impulsions lumineuses par l'utilisation d'une technique d'approche prédictive. Dans cette logique, l'impulsion lumineuse c'est-à-dire la gaussienne sera approchée par un modèle de fonction mathématique. Cette fonction mathématique disposera des variables dynamiques convenablement choisies de manière à pouvoir reproduire pendant la propagation, ce dont chaque grandeur caractéristique de l'impulsion lumineuse est appelée à reproduire pendant la propagation de l'impulsion complète. Cette reproduction de l'impulsion complète est la solution complète de l'ESNL et sera mentionnée en anglais par le terme " full equation "

L'effet collectif des manifestations reproduites par chacune de ces variables dynamiques de la fonction mathématique associées sera appelé à approcher la dynamique réelle de l'impulsion

complète, c'est-à-dire le comportement de la " full equation ".

La fonction mathématique associée est appelée fonction ansatz. Les variables dynamiques associées sont appelées variables collectives. La méthode d'approche utilisée pour modéliser mathématiquement l'impulsion associée est la méthode des variables collectives.

## 2.2.2 Approche analytique du traitement du champ impulsif

### 2.2.2.1. Concept méthodologique des variables collectives

Le concept des variables collectives se base sur la méthode de reconnaissance d'un individu à partir de ses grandeurs qui dépendent de sa dynamique développée. Ce concept peut être interprété par le scénario suivant :

On considère un coureur qui est remarqué par un certain nombre de propriétés caractéristiques permettant de le reconnaître pendant la course. Ne possédant aucun outil capable de l'étudier pour expliquer ce qu'on observe en lui pendant la course, mais connaissant certaines variables caractéristiques qui lui sont propre et qui varient en lui avec la distance parcourue, on se décide d'expliquer le comportement complet du coureur pendant la course, à partir du comportement de chacune de ses variables caractéristiques. Le coureur obtenu par cette approche sera appelé le coureur reproduit à partir de ses variables caractéristiques et il sera comparé au coureur réel.

Pour assurer cette comparaison, on associera dans cette analyse un troisième individu qui jouera le rôle de comparaison, muni d'un appareil d'approximation. Cet appareil aura pour rôle de permettre à l'arbitre de connaître le pourcentage d'écart entre le coureur réel et le coureur reproduit à partir de ses variables caractéristiques.

Dans cette projection, les cas de figures suivants peuvent se présenter :

- " L'écart est très grand au départ de la course, ou encore certains comportements du coureur n'apparaissent pas sur le coureur reproduit, soit au début de la course, soit pendant la course. On dira que les variables caractéristiques ou encore le modèle mathématique d'approche choisi pour reproduire le coureur réel n'est pas approprié, ou encore que ces variables caractéristiques sont insuffisantes.
- " La reproduction peut-être bonne ou avoir un très faible écart au départ puis, les variables caractéristiques de reproduction du coureur réel perdent leurs significations physiques pendant le parcours, ou encore lâchent systématiquement et ne donnent plus aucune valeur physiquement utilisable. On dira que le coureur est reconstruit avec un certain écart d'approximation jusqu'à une certaine distance. Au-delà de cette distance, aucun moyen de reproduction de ce qu'on obtient n'est physiquement envisageable. Les variables caractéristiques choisies ne marchent plus. Il faudrait soit envisager de les changer, soit de les compléter ou encore changer de modèle d'approche de reproduction.
- " L'écart est très faible, parfois inférieur à 5%. On dira qu'on a choisi la bonne approche du

modèle mathématique et les bonnes variables d'approche pour reproduire le coureur réel. Dans ce cas, le comportement du coureur réel ainsi que toutes les informations voulues sur lui et qui ne peuvent s'obtenir à partir d'une étude sur lui-même pendant sa course, pourront être bien produites à partir du coureur d'approche choisi.

### 2.2.2.2. Traitement dynamique du concept des variables collectives

La course ici est l'équation de propagation définie ici par l'ESNL.

- Le coureur réel est la solution obtenue quand on procède à la résolution de cette ESNL.
- L'incapacité d'avoir un outil pour déterminer les propriétés du coureur, est traduite par l'incapacité d'avoir une méthode analytique pour résoudre cette ESNL.
- Le coureur réel traduit le fait qu'il existe une méthode numérique pour déterminer la solution exacte de l'ESNL, mais pas une compréhension par une méthode analytique. Cette solution numérique sera appelée le champ exact solution de l'ESNL.
- Le coureur reproduit est le modèle de fonction mathématique associée et appelée fonction ansatz. Elle aura le même profil que la représentation du champ exact, solution de l'ESNL.
- Les variables associées à cette fonction et qui sont fonction de la distance seront appelées les variables collectives et représenteront les variables caractéristiques qu'on affecte au coureur reproduit et qu'on qualifie de coureur reproduit à partir des variables caractéristiques.
- Le coureur reproduit représentera ainsi le champ reproduit à partir des variables collectives.
- L'arbitre sera la méthode d'approximation qui sera utilisée. Celle utilisée dans le cadre de ce travail est la méthode de gradient conjuguée.
- Les écarts constitueront les degrés de validation des approches.

L'idée des variables collectives sera donc de préméditer l'existence d'un collectif de variables dynamique reconnues comme composants d'une fonction mathématique d'approche  $F$ , modélisant le profil en phase et en intensité de l'impulsion lumineuse ultra-brève. Ces composants qui varient avec la distance de propagation  $Z$ , seront contraintes à s'adapter à un traitement dynamique de cette fonction  $F$ , de manière qu'elles puissent développer en fonction de  $Z$ , un comportement dynamique capable de reproduire ou de modéliser celui de l'impulsion lumineuse ultra-brève à la même distance de propagation  $Z$ . Fondamentalement, il sera question de ramener le traitement théorique de la dynamique d'une impulsion lumineuse dans un champ incident et intense à celui d'un système mécanique simple ne possédant que quelques degrés de liberté. A chaque degré de liberté du système mécanique équivalent, sera associé un paramètre  $X_i$ , appelé composant ou coordonnée collective et représentant une grandeur dynamique physique essentielle caractérisant l'impulsion lumineuse pendant la propagation. Ces composantes seront les variables essentielles de l'enveloppe du champ électrique constituant l'environnement de l'impulsion lumineuse. Il s'agira ainsi de l'amplitude, du décalage temporel, du décalage de la fréquence centrale, de la largeur à mi-hauteur, de la dérive en fréquence, etc).

La représentation schématique temporelle de l'impulsion optique de longueur d'onde centrale  $\lambda_0$  et de fréquence de la porteuse optique  $\omega_0$  sans décalage du temps bit est donné par la figure ci-dessous.

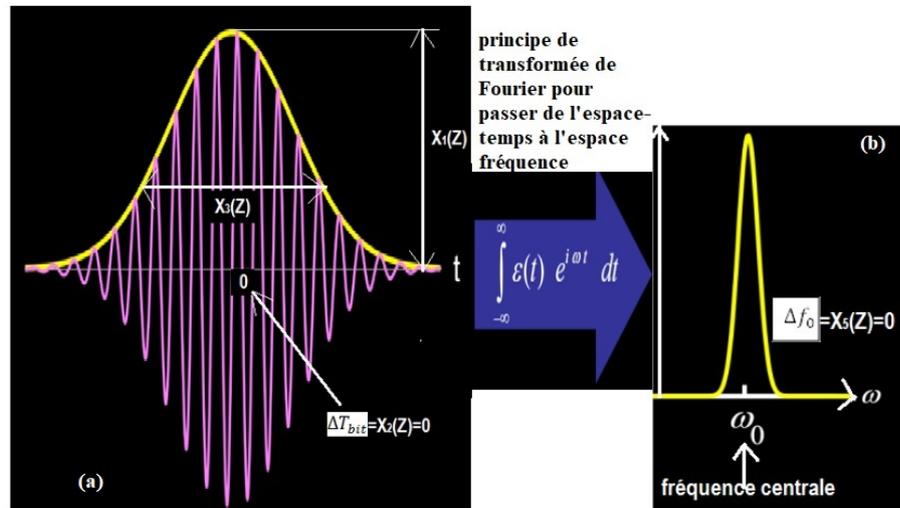


FIGURE 2.3 – Représentation du profil temporel (a) et fréquentiel(b) d'une impulsion optique gaussienne

Les variables de caractérisation de l'impulsion lumineuse sont les suivantes :

l'amplitude temporelle  $X_1(z) = | \psi(t) |$  ; le décalage temporel du milieu du temps bit  $X_2(t)$  avec  $\Delta T$  le temps bit ; la largeur à mi-hauteur de l'impulsion  $X_3(z)$  ; le chirp temporel ou gazouilli  $X_4(z) = \delta\omega(t) = -\frac{d\varphi}{dt}$  ; le décalage de la fréquence centrale  $\Delta f = X_5(z)$  et la phase temporelle  $\varphi(t) = X_6(z)$

Le chirp temporel se traduit par la figure 2.4 ci-dessous :

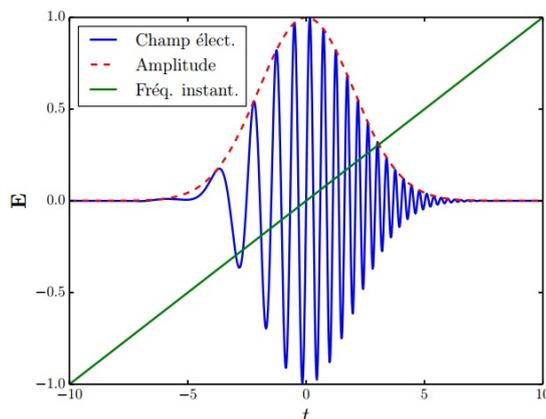


FIGURE 2.4 – profil d'une impulsion chirpée

Cette figure nous révèle que l'oscillation de l'impulsion est de plus en plus rapide à mesure que le délai  $t$  augmente ; ce qui correspond à une augmentation linéaire de sa fréquence instantanée(en vert) dans une enveloppe gaussienne (en pointillés rouges) définissant son amplitude.

Ainsi, on assiste à une augmentation du Temps bit, une diminution du débit, avec augmentation de la largeur à mi-hauteur.

### 2.2.2.3. Quelques fonctions mathématiques d'approche du champ impulsionnel

#### ► Fonctions ansatz gaussienne symétriques classiques

C'est une fonction en  $\exp(-X^2)$  avec une forme en cloche (fig 2.2). Elle est utilisée en physique plus précisément en optique pour étudier le comportement ou encore l'évolution des faisceaux gaussiens. Une impulsion optique sera décrite par une fonction gaussienne, solution de l'équation de propagation de cette impulsion. D'une manière générale, la forme la plus utilisée est [107-108,109] ;

$$f(z, t) = X_1 \exp \left[ - \left( \frac{t - X_2}{X_3} \right)^2 + \frac{1}{2} i X_4 (t - X_2)^2 + i X_5 (t - X_2) + i X_6 \right] \quad (2.1)$$

Les coordonnées collectives dites conventionnelles sont définies comme suit :

- $X_1$  représente l'amplitude de l'impulsion c'est-à-dire la valeur maximale qu'elle prend pendant son passage dans le support de transmission
- $X_2$  traduit le comportement du milieu du temps bit par rapport à sa position central pendant la propagation dans le domaine temporel : elle rend compte du décalage temporel ou encore la nature de la cadence de transmission des données pendant la propagation.
- $X_3$  encore appelée largeur à mi hauteur ; elle rend compte du niveau d'amplification pendant la propagation. Grâce à cette coordonnée on peut savoir s'il y'a compression (diminution de l'amplitude) ainsi on dira que les effets de dispersion agissent fortement pendant la propagation et on verra que la largeur à mi-hauteur sera plus grande et on aura un profil étalé ; ou encore s'il y a étirement la largeur à mi-hauteur sera de plus en plus fine et on va observer une augmentation de l'amplitude et dans ce cas on ne peut plus vraiment prévoir ce qui pourra se produire pendant la propagation : on dira que les effets non linéaires d'ordre supérieurs agissent fortement dans le milieu.
- $X_4$  encore appelé chirp, elle est un paramètre important pour comprendre les problèmes de synchronisation. En effet elle permet de savoir si les éléments binaires sont acheminés les uns après les autres de la source émettrice au récepteur pendant la transmission.
- $X_5$  quant à elle est l'équivalence de la coordonnée  $X_2$  dans le domaine fréquentiel. On l'appelle aussi shift. Ainsi, une perte de cadence ou de synchronisation dans le domaine temporel sera traduit dans le domaine fréquentiel par un décalage fréquentiel.
- $X_6$  est une constante de la phase de l'impulsion.

#### ► Fonction ansatz gaussienne asymétrique de type I

Une impulsion soumise aux fortes perturbations pendant la propagation, est contrainte à des comportements asymétriques, avec apparition des états radiatifs, les dérives en fréquences...etc.

Ce qui rend l'ansatz Gaussien symétrique classique décrit ci-dessus inadéquat pour la propagation des impulsions dans un environnement fortement perturbé [6]. Pour surmonter ce handicap, il a été proposé dans la littérature [87], un nouvel ansatz ayant un comportement asymétrique et capable de caractériser le profil d'intensité des impulsions se propageant dans un milieu fortement perturbé par la dispersion d'ordre trois. Cette famille d'ansatz proposé prend en compte, les états radiatifs apparaissant au niveau des piédestaux ainsi que les déformations sur le profil et sur le sommet de l'impulsion [87]. Cet ansatz, nommé par les auteurs [87], ansatz asymétrique de type I, est donnée par l'expression suivante [87]

$$f(X_j, t) = X_1(z) \left[ 1 + X_7(z) \left( \frac{t - X_2(z)}{X_3(z)} \right) \right] \exp \left[ - \left( \frac{t - X_2(z)}{X_3(z)} \right)^2 \right] \times \exp \left[ \frac{1}{2} i X_4(z) (t - X_2(z))^2 - i X_5(z) (t - X_2(z)) + i X_6(z) \right] \quad (2.2)$$

Contrairement à l'ansatz classique, celui-ci a permis une caractérisation en profil d'intensité d'une impulsion fortement perturbée par la dispersion d'ordre III. Mais il fut constaté que cet ansatz ne réussit pas à fournir des informations sur la dérive en fréquence. Il ne parvient donc pas à produire une caractérisation de l'impulsion en phase. Pour de telle description un ansatz capable de caractériser une impulsion en phase s'avère nécessaire [87].

#### ► Fonction ansatz gaussienne asymétrique de type II

Cette fonction regroupe des particularités assez spécifiques et particulièrement intéressantes dans le processus de caractérisation temporel de l'impulsion distordue [87]. La phase reste identique à celle de l'ansatz classique ou encore de l'ansatz asymétrique. Mais seulement, pour la caractérisation du profile d'intensité, dans un tel milieu, il devient important de définir une fonction polynomiale d'amplitude, capable de décrire dans une large mesure, les variations du profile d'intensité pendant la perturbation, afin de permettre l'interprétation d'un grand nombre d'effets de distorsion, incorporés pendant la dynamique de l'impulsion. Cette fonction polynomiale d'amplitude devrait être en mesure d'interpréter non seulement le profil symétrique mais aussi le profil asymétrique présents dans toutes ces impulsions à toute distance de propagation.

Il est formulé de la manière suivante [87] :

$$f(X_j, t) = X_1 \left[ 1 + X_7 \left( \frac{t - X_2}{X_3} \right) + X_8 \left( \frac{t - X_2}{X_3} \right)^3 \right] \exp \left[ - \left( \frac{t - X_2}{X_3} \right)^2 \right] \times \exp \left[ \frac{1}{2} i X_4(z) (t - X_2(z))^2 - i X_5(z) (t - X_2(z)) + i X_6(z) \right] \quad (2.3)$$

Les quantités  $X_7$  et  $X_8$  sont des coordonnées asymétriques de déformation [87]. Cet ansatz devrait s'adapter au comportement de l'impulsion lorsque le caractère asymétrique se trouve

effacé ou très modéré. Ce qui correspond aux aptitudes pour cet ansatz, à se reconvertir en ansatz classique ; dans ces conditions,  $X_7=X_8=0$ .

### 2.2.3 Traitement numérique de la dynamique du champ impulsional par les variables collectives

#### 2.2.3.1. Approximation bare

Les théories des coordonnées collectives dans les milieux optiques ont une propriété commune à savoir : l'habillage (dressing) du soliton qui est complètement ignoré. Ceci peut conduire à des conséquences dramatiques, dépendant de la fonction d'approche choisie pour traduire le comportement des différentes coordonnées collectives, afin de parvenir à une bonne description du champ exact. Dans la physique de la matière condensée, cette approximation qui consiste à négliger "le dressing" du soliton est appelée "approximation bare". Généralement, cette approximation mène à un ensemble d'équations différentielles ordinaires qui décrivent l'évolution des équations des coordonnées collectives, avec un degré de précision différent selon le choix de la fonction d'approche. L'approximation bare ne pourra donc offrir des résultats logiques que lorsque les états radiatifs associés à l'impulsion ne sont pas importants et l'habillage sur le soliton devient ainsi négligeable. Une analyse exacte de la validité de l'approximation bare a été faite sur la propagation d'une impulsion dans un système avec une dispersion spatialement variable ; particulièrement, le cas où cette approximation bare offre des résultats très pauvres dans toutes les situations où le champ des radiations associées est important [87,88,89]. La principale raison pour laquelle cet habillage a été depuis lors négligé, provient de la complexité du traitement des coordonnées collectives dans les équations de Schrodinger non linéaires généralisées. Le problème devient de plus en plus complexe si la fonction d'approche n'a pas une forme mathématique facilement intégrable. Ce traitement d'approche de l'équation de Schrodinger non linéaire généralisée conduit à l'analyse d'un certain nombre de problèmes, rattachés aux effets non linéaires qui entrent en jeu lors de la propagation des impulsions lumineuses ultrabrèves. A cet titre, la dispersion d'ordre trois, l'auto-raïdissement, la diffusion Raman stimulée, même les effets non-Kerr, issus de l'incorporation des termes quintiques non linéaires qui n'ont pas pu être analysés par la théorie des coordonnées collectives peuvent être examinés analytiquement et numériquement.

Un pas important serait ainsi franchi si on utilise la théorie des coordonnées collectives complète qui incorpore l'habillage du soliton optique soumis à des effets d'ordre supérieur ci-dessus évoqués. Le traitement théorique adéquat utilise le formalisme de l'opérateur de projection [90] lors du traitement des variables collectives en physique de la matière condensée. Pour une description correcte de la propagation des solitons optiques, nous allons éviter l'approximation bare, puis nous allons évaluer la minimisation en prenant en compte l'impulsion avec toutes les radiations y associées, et constituant le champ exact de l'impulsion laser.

L'un des traits important dans cette approche est la minimisation du champ résiduel, par un traitement complètement numérique permettant de décrire la limite de validité de la fonction d'approche du champ exact. De manière générale, si l'erreur est inférieure à 7%, la description est relativement acceptable. Si elle est supérieure à 7%, la description n'est pas bonne. Si elle reste en dessous de 3.5%, avec une moyenne autour de 2%, la description est bonne. En dessous de 1%, elle est pratiquement exacte. Les variables collectives offrant une description assez rapprochée du comportement du champ exact seront donc les variables collectifs issues de la minimisation.

### 2.2.3.2. Notion de contraintes et équations de la dynamique des coordonnées collectives

Il s'agit de décrire le champ  $\psi(z, t)$  solution de l'équation de Schrodinger non linéaire cubique ou généralisée et incorporant les effets perturbateurs. La fonction ansatz est une représentation mathématique du profil de l'impulsion à partir de l'état initial de propagation, jusqu'à une distance considérée. Elle présente pendant la propagation du champ laser, des divergences par rapport à sa description exacte. Le problème est donc de savoir jusqu'à quel pourcentage peut-on minimiser ces divergences?. C'est pour y parvenir qu'il faut associer au champ exact et à la fonction ansatz, une fonction de minimisation.  $q(z; t)$ . Cette fonction considérée dans des pourcentages similaires à ceux définis précédemment, détermine le pourcentage d'erreur entre l'ansatz  $f$  et le champ exacte  $\psi$  [70,90]. A cet effet, l'ansatz utilisé a une signification physique tant que la fonction de minimisation donne une erreur restant en dessous de 5% au bout d'une distance de propagation du champ acceptable. Le meilleur ansatz étant celui pour lequel la valeur de la minimisation est la plus faible. Elle est donc d'un intérêt capital puisqu'elle nous permet, pour un effet non linéaire donné agissant sur l'impulsion, de pouvoir prédire l'ansatz le plus apte pour décrire son évolution avec toutes les radiations associées. Cette opération est connue dans la littérature, sous le nom de "minimisation de l'énergie du champ résiduel entre le champ exacte  $\psi$  et la fonction ansatz  $f$ " [87,88,89].

#### •Contraintes à introduire

Deux groupes de contraintes sont nécessaires pour assurer la bonne représentation du champ laser  $\psi$  par les coordonnées collectives. Le premier groupe est obtenu en configurant la fonction  $f$  de manière à la maintenir le plus proche possible du champ  $\psi$ . Ce qui se traduit par l'introduction d'une équation permettant de minimiser l'énergie du champ résiduel. La quantité minimisée obéit alors à l'équation suivante [69,82,88,91,92,93] :

$$\Lambda \cong \int_{-\infty}^{+\infty} |q|^2 dt \approx \int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi - f(X_1, X_2, \dots, X_N, t)|^2 dt \quad (2.4)$$

Elle représente la quantité totale d'énergie définie dans le champ résiduel et que l'on nomme énergie du champ résiduel [22,23,37,68,84,85]. Cette énergie servira à évaluer la validité de l'ansatz choisi. Les contraintes que nous allons introduire doivent donc obliger les variables col-

lectives à évoluer suivant les directions particulières qui minimisent l'énergie du champ résiduel durant la dynamique du système [35,94,95,96,97,98,98]. Par application mathématique du principe de minimisation d'une fonction à plusieurs variables, nous obtenons [22,23,37,68,84,85] :

$$d\Lambda = \frac{\partial\Lambda}{\partial X_1}dX_1 + \frac{\partial\Lambda}{\partial X_2}dX_2 + \dots + \frac{\partial\Lambda}{\partial X_N}dX_N \approx 0 \quad (2.5)$$

Ceci revient donc à dire que pour toute valeur de la variable  $dX_j$  indépendantes, on aura :

$$C_j - \frac{\partial\Lambda}{\partial X_j} = 0 \quad (2.6)$$

Les équations (2.4)-(2.6) conduisent au premier groupe d'équations de contraintes sur la variable  $X_j$  soit :

$$C_j = \frac{\partial\Lambda}{\partial X_j} = -2 \int_{-\infty}^{+\infty} \Re \left[ q \frac{\partial f^*}{\partial X_j} \right] dt \approx 0 \text{ avec } j = 1, N \quad (2.7)$$

Le symbole  $\Re$  indique qu'il s'agit de la partie réelle ; la faible égalité est entendue dans le sens de Dirac. En effet, la méthode d'opérateur de projection est basée sur la théorie de Dirac des systèmes dynamiques sous contrainte [96]. Selon cette théorie, une quantité faiblement égale à zéro ne peut être mise égale à zéro avant d'avoir effectué toutes les variations de cette quantité, par rapport aux coordonnées collectives pour obtenir les équations du mouvement. Dans ce contexte, en supposant le champ  $\Psi(z=0, t)$  connu au début de la dynamique, nous allons donner la condition initiale  $[X(0), q(o, t)]$  sur les variables dynamiques du système. Il est important de noter que le choix d'une condition initiale  $X_j(z=0)$  satisfaisant aux conditions de (2.7) ne garantit pas que les contraintes seront satisfaites en tout point  $z$  durant la dynamique. Il faut introduire un deuxième jeu de contraintes qui assureront que les premières contraintes sont satisfaites au cours de la propagation d'où :

$$C_{2j} = \frac{dC_j}{dz} \approx 0 \quad (2.8)$$

Cette équation du mouvement des  $C_j$  définit donc le second groupe de contraintes  $C_{2j}$  qu'il faut imposer aux variables collectives et au champ résiduel pour accomplir une description correcte et complète de la dynamique d'une impulsion dans un diélectrique optique. En explicitant les contraintes  $C_{2j}$  en fonction des variables collectives et  $X_j$  et du champ résiduel  $q$  et en tenant compte de (2.8), on obtient :

$$C_{2j} = -2 \int_{-\infty}^{+\infty} \Re [f_{X_j}^* q_z] dt - 2 \sum_{k=1}^N \dot{X}_k \int_{-\infty}^{+\infty} \Re [f_{X_k}^* X_k q] dt \quad (2.9)$$

#### • Equations de la dynamique des variables collectives

Dans le but de résoudre l'équation donnant l'évolution d'une particule physique, la théorie des variables collectives peut être employée pour permettre de comprendre plus clairement

les aspects physiques du phénomène. Cette théorie consiste à remplacer la solution exacte  $\psi$  par l'introduction des nouvelles variables :  $\psi = f(X) + q$  où  $X$  est un vecteur des variables  $(X_1, X_2; \dots, X_N)$  et  $q$  ne dépendant pas des variables collectives [22,23,37,68,84]. De cette façon, la somme  $f + q$  est une solution exacte du problème dynamique général. Cependant, nous décrirons de manière générale le problème par  $f$ . En raison de cette détermination,  $q$  peut être compris comme un champ résiduel ou une perturbation encore appelée énergie du champ résiduel et définie par [69,82,83,87,89] :

$$\varepsilon = \int_{-\infty}^{+\infty} |q|^2 dt = \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi - f(X)|^2 dt \quad (2.10)$$

Pour assurer la stabilité de la fonction  $f$ , nous devons réduire au minimum la fonctionnelle :

$$C_j = \frac{\partial \varepsilon}{\partial X_j} \simeq 0 \quad (2.11)$$

l'Eq.(2.11) donne ainsi :

$$\frac{\partial}{\partial X_j} \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi - f|^2 dt = 0 \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial}{\partial X_j} \int_{-\infty}^{+\infty} (\psi - f)(\psi - f)^* dt = 0 \quad (2.13)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \left[ (\psi - f)^* \frac{\partial}{\partial X_j} (\psi - f) + (\psi - f) \frac{\partial}{\partial X_j} (\psi - f)^* \right] dt \quad (2.14)$$

Or nous savons que,

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \left( -q^* \frac{\partial f}{\partial X_j} - q \frac{\partial f^*}{\partial X_j} \right) = 0 \quad (2.15)$$

car

$$\frac{\partial \psi}{\partial X_j} = 0$$

. Ainsi, on écrit [22,23,37,68,84] :

$$\dot{C}_j = \frac{\partial C_j}{\partial z} = 0 \quad (2.16)$$

Ceci nous permet d'avoir les équations suivantes [87,91,92] :

$$\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial X_j^2} \partial z = 0 \iff \frac{\partial C_j}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \int_{-\infty}^{+\infty} \left( -q^* \frac{\partial f}{\partial X_j} - q \frac{\partial f^*}{\partial X_j} \right) dt = 0 \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial C_j}{\partial z} = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ -\frac{\partial^2 f}{\partial X_j \partial z} q^* - \frac{\partial f}{\partial X_j} \frac{\partial q^*}{\partial z} - \frac{\partial q}{\partial z} \frac{\partial f^*}{\partial X_j} - q \frac{\partial^2 f^*}{\partial X_j \partial z} \right] dt \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial C_j}{\partial z} - \int_{-\infty}^{+\infty} \left( \frac{\partial f}{\partial X_j} \frac{\partial q^*}{\partial z} + \frac{\partial q}{\partial z} \frac{\partial f^*}{\partial X_j} \right) dt - \int_{-\infty}^{+\infty} \left( \frac{\partial^2 f}{\partial X_j \partial z} q^* + \frac{\partial^2 f^*}{\partial X_j \partial z} q \right) dt = 0 \quad (2.19)$$

En utilisant la notation suivante,

$$\langle f, g \rangle = - \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)g(t)dt$$

, nous obtenons [22,23,37,68,84,85,96] :

$$\frac{\partial C_j}{\partial z} = \left\langle \frac{\partial f^*}{\partial X_j}, \frac{\partial q}{\partial z} \right\rangle - \int_{-\infty}^{+\infty} \left( \sum_{k=1}^n \frac{\partial f^*(X_1, X_2, \dots, X_N)}{\partial X_k} \frac{\partial X_k}{\partial z} \right) q + cc = 0 \quad (2.20)$$

où  $cc$  est le complexe conjugué [87,89,91,92,93].

$$\frac{\partial C_j}{\partial z} = - \left\langle \frac{\partial f^*}{\partial X_j}, \frac{\partial q}{\partial z} \right\rangle - \sum_{k=1}^n \frac{\partial X_k}{\partial z} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial^2 f^*(X_1, X_2, \dots, X_N)}{\partial X_j \partial X_k} q + cc \quad (2.21)$$

Pour  $j=1,2$  on a :

$$\frac{\partial C_1}{\partial z} = - \left\langle \frac{\partial f^*}{\partial X_1}, \frac{\partial q}{\partial z} \right\rangle - \sum_{k=1}^n \frac{\partial X_k}{\partial z} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial^2 f^*(X_1, X_2, \dots, X_N)}{\partial X_1 \partial X_k} q + cc = 0 \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial C_2}{\partial z} = - \left\langle \frac{\partial f^*}{\partial X_2}, \frac{\partial q}{\partial z} \right\rangle - \sum_{k=1}^n \frac{\partial X_k}{\partial z} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial^2 f^*(X_1, X_2, \dots, X_N)}{\partial X_2 \partial X_k} q + cc = 0 \quad (2.23)$$

Ainsi, pour tout  $j$ , nous obtenons l'expression matricielle suivante : [35,94,95,96,97,98,99] :

$$\left[ \frac{\partial C}{\partial z} \right] = \left[ \frac{\partial C}{\partial X} \right] \left[ \dot{X} \right] + [R] \quad (2.24)$$

avec :

$$\left[ \dot{X} \right] \equiv \begin{bmatrix} \dot{X}_1 \\ \vdots \\ \dot{X}_N \end{bmatrix}; [R] \equiv \begin{bmatrix} R_1 \\ \vdots \\ R_N \end{bmatrix}; R_j = \left\langle \frac{\partial f^*}{\partial X_j}, \frac{\partial q}{\partial z} \right\rangle + cc. \quad (2.25)$$

Nous obtenons également [22,23,37,68,84,85] :

$$\left[ \frac{\partial C}{\partial X} \right] \equiv \begin{bmatrix} \frac{\partial C_{11}}{\partial X_1} & \cdots & \frac{\partial C_{1N}}{\partial X_N} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial C_{1N}}{\partial X_1} & \cdots & \frac{\partial C_{1N}}{\partial X_N} \end{bmatrix} \quad (2.26)$$

$$\text{avec } \frac{\partial C_j}{\partial X_k} = \left\langle \frac{\partial^2 f^*}{\partial X_j \partial X_k}, q \right\rangle + cc$$

La meilleure façon d'exprimer  $\frac{\partial C_j}{\partial X_k}$  est la suivante [22,23,35,37,68,85,94,95,98,99] :

$$\frac{\partial C_j}{\partial X_k} = \frac{\partial}{\partial X_k} \left( \left\langle -q, \frac{\partial f^*}{\partial X_j} \right\rangle + cc \right) \quad (2.27)$$

$$\frac{\partial C_j}{\partial X_k} = - \left\langle \frac{\partial q}{\partial X_k}, \frac{\partial f^*}{\partial X_j} \right\rangle - \left\langle q, \frac{\partial^2 f^*}{\partial X_j \partial X_k} \right\rangle + cc \quad (2.28)$$

En se servant de la relation  $\psi = f + q$ , on a :

$$\frac{\partial C_j}{\partial X_k} = - \left\langle \frac{\partial(\psi - f)}{\partial X_k}, \frac{\partial f^*}{\partial X_j} \right\rangle - \left\langle q, \frac{\partial^2 f^*}{\partial X_j \partial X_k} \right\rangle + cc \quad (2.29)$$

$$\frac{\partial C_j}{\partial X_k} = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \Re \left[ \frac{\partial f}{\partial X_k} \frac{\partial f^*}{\partial X_j} \right] dt - 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \Re \left[ \frac{\partial^2 f^*}{\partial X_j \partial X_k} \right] dt \quad (2.30)$$

La relation Eq.(2.24) nous permet d'écrire :

$$\left[ \frac{\partial C}{\partial X} \right] = [0] \quad (2.31)$$

et l'équation des variables collectives se réduit à [22,23,37,68,84,95,96] :

$$[\dot{X}] = \left[ \frac{\partial C}{\partial X} \right]^{-1} \cdot [R] \quad (2.32)$$

Tous les calculs ci-dessus mentionnés sont effectués dans l'environnement Maple.

La résolution numérique permettant d'obtenir des résultats et d'effectuer des discussions sont réalisés dans l'environnement Matlab.

#### 2.2.4 La technique numérique de résolution de l'ESNL par la Méthode de Fourier à pas divisé

La méthode de Fourier à pas divisé est la méthode numérique la plus utilisée pour résoudre plus rapidement l'équation de Schrödinger non linéaire par rapport aux méthodes des différences finies. C'est une méthode pseudo-spectrale. Son avantage réside dans le fait qu'elle ne remplace pas les dérivées par des différences finies ; elles remplacent le nombre infini des termes de la série par un nombre fini. Ceci permet une réduction de l'erreur qui est significative par rapport aux méthodes de différences finies, dans lesquelles on remplace les dérivées par des différences finies. Sa rapidité d'exécution provient en partie du fait qu'elle utilise l'algorithme de la transformée de Fourier rapide. [110] Dans le cadre de notre travail de thèse, elle nous permettra grâce aux algorithmes développés sous Matlab et par ses techniques de développement de présenter une méthode de simulation numériques de l'ESNL, qui prendra en compte les différents effets non linéaires entrant en jeu pendant la propagation. La solution numérique obtenue représentera la dynamique du champ exact.

L'ESNL qui traduit l'évolution de l'impulsion lumineuse dans le support de transmission de données se présente sous la forme :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi}{\partial z} = & -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} \psi + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 \psi}{\partial t^3} + i \frac{\beta_4}{24} \frac{\partial^4 \psi}{\partial t^4} + i \gamma_0 |\psi|^2 \psi - i \gamma_r \frac{\partial |\psi|^2}{\partial t} \psi \\ & - \gamma_s \left( \frac{\partial |\psi|^2}{\partial t} + \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial t} \right) \psi + i \gamma |\psi|^4 \psi + i \gamma_{qr} \frac{\partial |\psi|^4}{\partial t} \psi + \gamma_{qs} \left( \frac{\partial |\psi|^4}{\partial t} + \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial t} \right) \psi \end{aligned} \quad (2.33)$$

Le principe de cette méthode consiste à mettre l'équation de Schrödinger sous la forme de deux parties. Une partie linéaire et une partie non linéaire. Ainsi l'ESNL pourra se mettre sous la forme

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = (\widehat{D} + \widehat{N})\psi \quad (2.34)$$

Où -  $\widehat{D}$  représente l'opérateur des effets linéaires : les effets de dispersion ainsi que les pertes.  
-  $\widehat{N}$  Représente l'opérateur des effets non linéaires

Ces deux opérateurs se représenteront sous la forme suivante

$$\widehat{D} = -i\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3}{\partial t^3} + i\frac{\beta_4}{24} \frac{\partial^4}{\partial t^4} \quad (2.35)$$

$$\begin{aligned} \widehat{N} = & +i\gamma_0 |\psi|^2 - i\gamma_r \frac{\partial |\psi|^2}{\partial t} - \gamma_s \left( \frac{\partial |\psi|^2}{\partial t} + \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial t} \right) + i\gamma |\psi|^4 + i\gamma_{qr} \frac{\partial |\psi|^4}{\partial t} \\ & + \gamma_{qs} \left( \frac{\partial |\psi|^4}{\partial t} + \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial t} \right) \end{aligned} \quad (2.36)$$

Dans la cadre de notre travail, nous considérons les effets issus de tous ces paramètres exceptés les pertes et les effets issus des paramètres  $\alpha$ ,  $\beta_4$ ,  $\gamma_s$  et  $\gamma_{qs}$ . L'idée de la méthode de Fourier à pas divisé est de considérer que sur une toute petite distance de propagation  $dz$ , les différents opérateurs commutent. Dans ce cas, les deux types d'effets (linéaires et non linéaires) peuvent être découplés et appliqués successivement à l'impulsion considérée. Il sera donc question pour une propagation entre  $z$  et  $z+dz$  de réaliser deux pas. Pour le premier pas, on fait agir la dispersion seule ( $\widehat{N} = 0$ ) et dans un second cas on laisse agir la non linéarité seule ( $\widehat{D} = 0$ ). Il est à noter que les deux types d'effets considérés agissent simultanément le long du milieu diélectrique. Considérons un cas simple où agissent simultanément les effets de dispersion d'ordre 2 et la non linéarité cubique. Dans ces conditions les opérateurs  $\widehat{D}$  et  $\widehat{N}$  se réduisent à :

Si nous considérons seulement la dispersion d'ordre deux et la non linéarité cubique, les opérateurs seront donnés par [100-102] :

$$\widehat{D} = -\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \quad (2.37)$$

$$\widehat{N} = i\gamma_0(z)|\psi|^2 \quad (2.38)$$

L'équation de Schrödinger devient :  $\frac{\partial \psi}{\partial z} = -i\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} + i\gamma_0 |\psi|^2 \psi$ . En appliquant les étapes de la méthode de Fourier à pas divisé pour résoudre cette équation, on aura :

### **Etape1 : pas dispersif (on fait agir la dispersion seule)**

Il est reconnu que l'opérateur  $\partial/\partial t$  est équivalent à une multiplication par  $-i\omega$  dans l'espace des fréquences, ainsi  $\partial^2/\partial t^2 = -\omega^2$ . En calculant l'opérateur  $\widehat{D}$  dans le domaine de Fourier, on a :

$$\psi'(z+h, t) = TF^{-1} \left[ \exp(h\widehat{D})TF[\psi(z, t)] \right] \quad (2.39)$$

$$\psi'(z+h, t) = TF^{-1} \left[ \exp(i\frac{\beta_2}{2}\omega^2 h) TF[\psi(z, t)] \right] \quad (2.40)$$

**Etape2 : pas non linéaire (on fait agir la non linéarité seule)**

Nous appliquons l'opérateur  $\widehat{N}$  dans le domaine temporel ; ainsi,

$$\psi(z+h, t) = \exp(h\widehat{N})\psi'(z, t) \quad (2.41)$$

$$\psi(z+h, t) = \exp(i\gamma_0(z)|\psi|^2 h)\psi'(z, t) \quad (2.42)$$

L'itération successive de ces deux opérations un grand nombre de fois permet de simuler efficacement et de proche en proche la propagation d'une impulsion lumineuse en fonction de la distance de propagation dans une fibre optique ou un métamatériau non linéaire. Les simulations numériques se font à l'aide d'un ordinateur grâce à l'outil MATLAB.

### 2.2.5 Méthodes de minimisation

La minimisation numérique d'une fonction consiste à déterminer une méthode permettant d'approcher le maximum ou le minimum d'une fonction. D'une manière générale, la recherche du minimum ou du maximum d'une fonction trouve des applications en physique où les implications sont plus axées dans les théories de minimisation. Il est plus question de faire approcher une situation physique, en général solution d'une équation sans solution analytique, par une fonction mathématique présentant une erreur très acceptable par rapport à la solution [39,103].

Dans le cadre de notre équation de propagation, il s'agit de faire approcher le champ solution de l'équation de propagation par une fonction aux variables bien définies appelée fonction ansatz avec des variables décrivant le comportement du champ exact et variant avec la distance de propagation. Les comportements de ces différentes variables en fonction de la distance de propagation devraient s'identifier aux particularités internes et externes du champ solution exact pendant la propagation. Cette fonction d'approche devrait présenter par rapport au champ solution exacte une erreur minimale. Cette erreur évaluée en fonction de  $z$ , l'écart moyen existant entre le champ solution exact et le champ virtuel approché par le biais de la fonction d'approche utilisée. Le décalage présentant cette erreur est appelé énergie du champ résiduel. C'est l'écart d'énergie décelable lorsqu'on compare l'énergie du champ exact à celle présentée par le champ virtuel issu de la fonction d'approche. L'une des théories permettant de minimiser cette énergie du champ résiduel sus-évoqué est la théorie de minimisation des coordonnées collectives. Nous utiliserons pour cela la théorie de la minimisation numérique. Il s'agira alors de partir d'une fonction d'approche à plusieurs variables se rapprochant du comportement du champ solution, puis d'utiliser les principes de la minimisation numérique pour approcher le champ solution de notre équation de propagation [27,71].

### 2.2.5.1. Principe de la minimisation

Toute fonction ayant un minimum peut être assez bien approchée par une parabole près du minimum conformément à un développement limité d'une fonction  $f$  en  $X_0$  et s'exprimant par [39] :

$$f(X_0 + \partial X) = f(X_0) + \partial X \frac{df}{dt}(X_0) + \frac{\partial X^2}{2} \frac{d^2 f}{dx^2}(X_0) + \frac{\partial X^3}{6} \frac{d^3 f}{dx^3}(X_0) + \dots \quad (2.43)$$

Prenons pour minimum  $X_0$ , le second terme  $\frac{df}{dx}(X_0)$  est nul. Le terme dominant est donc le terme en  $\partial X^2$ . La quantité  $\partial X$  étant petite, le terme  $\partial X^2$  sera encore plus petit, et les puissances suivantes le seront encore plus. On négligera ainsi les termes en puissances supérieures à 2 devant  $X^2$ , ce qui donnera finalement [39] :

$$f(X_0 + \partial X) \cong f(X_0) + \partial X \frac{df}{dx}(x_0) \quad (2.44)$$

Si on considère que la la fonction  $f$  est une fonction quadratique de  $X_0$  on pourra écrire :

$$f(X_0 + \partial X) \cong A + B\partial X^2 \quad (2.45)$$

Avec A et B constantes [39].

Comme précisé plus haut, la fonction  $f$  étant à plusieurs variables, X se comportera comme un vecteur. Ainsi  $\partial f/(\partial X_i)$  sera nulle à un minimum de la fonction. Ce constat permet de définir la tangente à la courbe. La dérivée première est la tangente à la courbe, la dérivée seconde permet de déterminer le point d'inflexion à la courbe. Les méthodes de minimisation utilisant les dérivées de la fonction sont dites "méthode de gradients". Le principe se base sur la recherche du minimum en un point, dans la direction opposée du gradient, soit  $(-df/dX_i)$ . Le numéro de la variable correspond à la coordonnée  $X_i$ , cette recherche du minimum s'opère dans le sens de la plus grande pente. Dans le cas ou X étant un vecteur, B est une matrice définie-positive pour avoir un minimum en  $X_0$ . La recherche du minimum d'une fonction revient à la recherche d'une racine de la dérivée de cette fonction car, celle-ci s'annule au minimum. Il ressort deux remarques importantes. Géométriquement, la dérivée est la pente de la tangente à la courbe, et la dérivée seconde est la courbure [29,71].

### 2.2.5.2. Minimisation par la méthode des directions conjuguées

Deux directions  $d_i$  et  $d_j$  sont dites conjuguées par rapport à une matrice définie-positive H si [39] :

$$d_i^T H d_j = 0 \quad (2.46)$$

Si H était la matrice unitaire, les vecteurs conjugués seraient orthogonaux. On peut voir la "conjugaison" comme une généralisation de l'orthogonalité. Un ensemble de n vecteurs conjugués décrit un espace n-dimensionnel, et chaque point de l'espace peut être exprimé comme une

combinaison linéaire des  $n$  vecteurs conjugués. Ces directions conjuguées sont par construction orthogonales à l'ensemble des différences des gradients aux itérations successives [29,39,71,103].

Etant donné que la matrice  $H$  ne définit pas un ensemble unique de vecteurs conjugués, un tel ensemble peut toujours être construit par une procédure similaire à la méthode d'orthogonalisation de Gram-Schmidt. Si on part par exemple d'un vecteur  $d_1$ , alors le vecteur  $d_2$  est construit de la manière suivante [29,39,103] :

$$d_2 = Hd_1 - \frac{d_1^T H H d_1}{d_1^T H d_1} d_1 \quad (2.47)$$

Ou  $d_2$  est un vecteur conjugué de  $d_1$ , puisque le produit  $d_1^T H d_2$  s'annule comme on peut le vérifier [39,103] :

$$d_1^T H d_2 = d_1^T H \left( Hd_1 - \frac{d_1^T H H d_1}{d_1^T H d_1} d_1 \right) = d_1^T H H d_1 - \frac{d_1^T H H d_1}{d_1^T H d_1} d_1 \quad (2.48)$$

Le processus peut continuer de la même manière pour construire un vecteur  $d_3$ , conjugué avec  $d_1$  et  $d_2$ .

Le théorème de Fletcher et Reeves montre qu'une séquence de minimisation linéaire dans chacune des  $n$  directions conjuguées minimisera une fonction quadratique générale de  $n$  variables. C'est-à-dire, supposons que la fonction quadratique est de la forme [39] :

$$f(X) = f(0) + g^T X + \frac{1}{2} X^T H X \quad (2.49)$$

Les  $n$  directions  $\Delta X_i$  sont conjuguées par rapport à  $H$  :

$$d_i^T H d_j = 0 \quad (2.50)$$

Soient  $X$  et  $g$  deux vecteurs qui peuvent être exprimés comme des combinaisons linéaires [39] :

$$X = \sum_i y_i d_i; \quad (2.51)$$

$$g = \sum_i c_i d_i \quad (2.52)$$

la forme quadratique générale devient :

$$f(X) = f(0) + \left( \sum_i c_i d_i^T \right) \left( \sum_j y_j d_j \right) + \frac{1}{2} \left( \sum_i y_i d_i^T \right) H \left( \sum_j y_j d_j \right) \quad (2.53)$$

Si le dernier terme est regroupé comme une double somme, alors les termes comportant  $i \neq j$  s'annulent à cause de la conjugaison, donc l'expression peut être simplifiée comme suit :

$$f(X) = f(0) + \sum_i \sum_j c_i d_i^T d_j y_j + \frac{1}{2} \sum_j y_j^2 d_j^T H d_j \quad (2.54)$$

La forme quadratique simplifiée devient :

$$f(X) = f(0) + \sum_j (b_j y_j + b'_j y_j^2) \quad (2.55)$$

avec  $b_j = \sum_i c_i d_i^T$  et  $b'_j = d_j^T H d_j$

L'utilité des directions conjuguées vient du fait qu'il y a des moyens de déterminer ces directions implicitement sans évaluer le Hessien H. Quand toutes les n directions conjuguées sont déterminées, par n'importe quelle méthode, une information équivalente au Hessien est calculée. Cependant, en même temps, une minimisation importante peut déjà avoir été effectuée. Si  $X_0$  et  $X_1$  sont des points minimum dans deux sous espaces parallèles, alors la direction  $X_1 - X_0$  est conjuguée à n'importe quel vecteur des deux sous espaces [29,39,71,103].

La quantité  $X_0$  est un minimum dans la direction  $d_1$ , le gradient de f à  $X_0$  doit être orthogonal à  $d_1$  :

$$(g + HX_0) = 0 \quad (2.56)$$

Où g est le gradient à  $X = 0$ . De manière similaire, à  $X_1$  :

$$d_1^T (g + HX_1) = 0 \quad (2.57)$$

En soustrayant les deux Eqs.(2.56) et (2.57), les premiers termes s'annulent et on a :

$$d_1^T H(X_1 - X_0) = 0 \quad (2.58)$$

ce qui montre que la différence  $X_1 - X_0$  est conjuguée à  $d_1$ . La méthode des directions conjuguées devrait être beaucoup plus stable puisqu'elle procède par recherches linéaires dans des directions indépendantes et donc garantit une convergence en un temps fini une fois qu'une région quadratique a été trouvée [29,39,71,103].

### 2.2.5.3. Minimisation par la méthode du Gradient conjugué

C'est une méthode qui est utilisée lorsque les premières dérivées sont calculées. Deux directions  $\Delta X_i$  et  $\Delta X_j$  sont dites conjuguées par rapport à une matrice H définie positive si et seulement si [39] :

$$\Delta X_i^T H(X) \Delta X_j = 0 \quad (2.59)$$

Soit une fonction et son gradient évalués à deux points,  $X_0$  et  $X_1$ , donnant les différences suivantes [39,103] :

$$X = X_1 - X_0 \quad (2.60)$$

$$g = g_1 - g_0 \quad (2.61)$$

Si la fonction est quadratique, avec un Hessien H, on aurait [29,71] :

$$X_{min} = X_0 - \frac{g_0}{H} = X_1 - \frac{g_1}{H} \quad (2.62)$$

$$X_0 - X_1 = \frac{g_0}{H} - \frac{g_1}{H} = \frac{g_0 - g_1}{H} \quad (2.63)$$

$$\Delta d = H\Delta X \quad (2.64)$$

N'importe quel vecteur  $d_1$  orthogonal à  $\Delta g$  serait alors conjugué à  $\Delta X$  tel que :

$$d_1^T \Delta g = d_1^T H\Delta X = 0 \quad (2.65)$$

Ceci suggère immédiatement une méthode pour obtenir les directions conjuguées sans connaître  $H$ , en se basant sur le changement du gradient le long d'une direction précédente [29,71,103]. Dans la méthode des gradients conjugués, les minimisations unidimensionnelles successives sont accomplies le long des directions conjuguées, chaque direction étant utilisée une seule fois par itération. La première direction est [39] :

$$d_0 = -g_0 \quad (2.66)$$

et la plus grande pente est à  $X_0$ . Si le minimum selon cette direction est à  $X_1$  où le gradient est  $g_1$ . La prochaine direction de recherche  $d_1$ , qu'on veut conjuguée à  $d_0$ , doit être une combinaison linéaire des seuls vecteurs dont on dispose à savoir :

$$d_1 = -g_1 + bd_0 \quad (2.67)$$

La condition de conjugaison est :

$$d_1^T H d_0 = d_1^T H(X_1 - X_0) = 0 \quad (2.68)$$

En remplaçant  $d_1$  dans Eq.(2.68) on a :

$$(-g_1^T + bd_0^T)H(X_1 - X_0) = 0 \quad (2.69)$$

et en remplaçant dans le second terme  $H(X_1 - X_0)$  par  $(g_1 - g_0)$  on a :

$$(-g_1^T + bd_0^T)(g_1 - g_0) = 0 \quad (2.70)$$

En développant l'Eq.(2.70) on trouve [29,71] :

$$-g_1^T g_1 + g_1^T g_0 + bd_0^T g_1 - bd_0^T g_0 = 0 \quad (2.71)$$

l'Eq.(2.71) nous donne :

$$-g_1^T g_1 + g_1^T g_0 - bd_0^T g_1 + bd_0^T g_0 = 0 \quad (2.72)$$

$X_1$  est un minimum dans la direction  $d_0 = -g_0$ , la direction  $g_0$  est orthogonale au gradient en  $X_1$  et donc :

$$(g_1^T g_0) = (g_0^T g_1) = 0 \quad (2.73)$$

$$(-g_1^T g_1) + b(g_0^T g_0) = 0 \quad (2.74)$$

la résolution de l'Eq.(2.74),

$$b = \frac{g_1^T g_1}{g_0^T g_0} \quad (2.75)$$

Et la nouvelle direction conjuguée devient :

$$d_1 = -g_1 + \frac{g_1^T g_1}{g_0^T g_0} d_0 \quad (2.76)$$

Ce processus peut être itéré pour générer les n directions, chacune conjuguée à toutes les autres [29,39,71,103] ; cette formule simple convient pour toutes les directions conjuguées successives :

$$\Delta X_{i+1} = -g_{i+1} + \frac{g_{i+1}^T g_{i+1}}{g_i^T g_i} \quad (2.77)$$

Les directions successives sont donc obtenues en conservant seulement les gradients pour deux itérations d'où une économie de stockage par rapport au Hessien. Ces méthodes convergent mieux que les méthodes de plus grande pente et ne nécessitent pas le calcul du Hessien [29,39,71,103].

#### 2.2.5.4. Algorithme de la méthode du gradient conjugué

La méthode du gradient conjugué permet de résoudre des systèmes linéaires en grandes dimensions, elle a ensuite été adaptée pour l'optimisation non linéaire [39,71]. Son algorithme est le suivant :

- La première étape est une simple descente de gradient à pas optimal. Une fois qu'une direction de descente  $p_k$  est choisie, le pas optimal est utilisé.
- l'optimum d'une fonction quadratique du type  $t \rightarrow f(X_k + tp_k)$  est atteint au point  $t_k$  tel que :  $\langle \nabla f(X_k + t_k p_k), p_k \rangle = 0$ , c'est-à-dire tel que  $t_k = \frac{\langle AX_k + b, p_k \rangle}{\langle Ap_k, p_k \rangle}$
- La nouvelle direction de descente candidate (avant la conjugaison) à l'étape k est  $-r_{k+1}$  avec le gradient noté  $r_{k+1}$ . La seule condition requise par l'algorithme est l'orthogonalisation des deux vecteurs  $r_{k+1}$  et  $p_k$  par rapport au produit scalaire A : en notant  $p_{k+1}$  la nouvelle direction de descente on a :  $p_{k+1} = -r_{k+1} + \beta p_k$  telle que  $\langle p_{k+1}, Ap_k \rangle = 0$ , ce qui donne la valeur de  $\beta = \frac{\langle r_{k+1}, Ap_k \rangle}{\langle p_k, Ap_k \rangle}$ . La propriété remarquable de cet algorithme est que la condition de conjugaison sur  $d_{k+1}$  et  $d_k$  suffit à assurer la conjugaison de  $d_{k+1}$  avec les autres directions de descente  $d_i$  pour  $i < k$  [39,71].

#### 2.2.6 Principe numérique de description du champ

Ce sont les principes qui permettent aux concepteurs de télécommunication de simuler grâce à l'approche des variables collectives la propagation des impulsions optiques injectées dans un diélectrique conformément aux normes conventionnelles reconnues. Ils permettent également de

vérifier si d'autres considérations physiques faites sur les paramètres des diélectriques peuvent décrire le champ exact. La méthode numérique utilisée consiste à associer au traitement dynamique de l'impulsion, celui des équations variationnelles et de la valeur de l'énergie du champ résiduel afin que  $\psi(z, t) = f(X_1, X_2, \dots, X_N, t) + q(z, t)$  soit une description du champ exact.

### 2.2.6.1. Paramètres numériques de propagation du champ

Dans ce paragraphe, nous allons vous présenter les conditions d'entrée d'une impulsion laser dans les supports diélectriques de transmission optique que sont respectivement la fibre optique SMF-28 et le métamatériau tous deux non linéaires

#### ◆ Cas de la fibre optique

- Les pertes issues de diverses formes seront supposées négligeables sauf si on considère la gestion de dispersion.

- L'impulsion d'entrée est une gaussienne d'expression mathématique :

$$\psi(z = 0, t) = A_0 \exp\left(-\frac{t^2}{2\delta_0^2}\right) \text{ avec } \delta_0 = \frac{\Delta}{2 \log 2} \text{ et } \Delta = 2\delta_0 \arg \cosh \sqrt{2} \text{ ps}$$

- La fenêtre temporelle minimale totale que nous considérons sera  $T_0 = 15\delta_0$  en s

- L'intervalle spectrale sera  $f_0 = \frac{1}{T_0}$ , en THZ,

- La puissance d'entrée peut avoir une valeur fixée si on ne considère pas une impulsion dans les conditions soliton. Mais par contre, pour les impulsions solitoniques, cette puissance est requise pour compenser la dispersion par la non-linéarité, soit :  $L_D = L_{NL}$ . Ce qui se traduit par la relation classique  $P_0 = \frac{|\beta_2|}{\gamma(z)\delta_0^2}$ , en ps.

- L'amplitude de début de propagation est  $A_0 = \sqrt{P_0}$

- Les longueurs des effets de dispersion et de non-linéarité (celle à partir de laquelle, ces effets se font ressentir pendant la propagation) vaudront :  $L_{d2} = \frac{\delta_0^2}{|\beta_2|}$  ;  $L_{d3} = \frac{\delta_0^3}{|\beta_3|}$  ;  $L_{nk} = \frac{1}{\gamma P_0}$ .

- La longueur  $L_{max}$  de la propagation prenant en compte tous ces effets sera la longueur minimale de ces trois différentes longueurs ci-dessus et de la distance de propagation estimée.

- Le champ impulsional sera décrit à partir de la fonction ansatz gaussienne symétrique classique décrite précédemment à l'équation (2.43)

- L'impulsion d'entrée sera définie en fonction des coordonnées collectives initiales intervenant dans la formulation de l'ansatz. Elle aura pour valeurs initiales :  $X_1(0) = A_0$  ;  $X_2(0) = t_0$  ;  $X_3(0) = \Delta_0$  ;  $X_4(0) = X_5(0)$  ;  $X_6(0) = 0$ . C'est-à-dire, les valeurs initiales caractérisant l'impulsion initiale obtenue à partir de ces ansatz seront fonction de l'amplitude initiale  $A_0$ , la position temporelle initiale la largeur temporelle initiale.

#### ◆ Cas des métamatériaux

- Les pertes issues de diverses formes seront supposées négligeables sauf si on considère la gestion de dispersion.

- L'impulsion d'entrée est une gaussienne d'expression mathématique :

$$\psi(z = 0, t) = \psi_0 \exp\left(-\frac{t^2}{2\omega_0^2}\right) \text{ où } \delta_0 = \frac{\omega_0}{2 \log 2} \text{ et } \omega_0 = 2a \arg \cosh \sqrt{\tau} \sqrt{2} \text{ ps}$$

- La fenêtre temporelle minimale totale que nous considérons sera  $T_0 = 10\delta_0$  en s
- L'intervalle spectrale sera  $f_0 = \frac{1}{T_0}$ , en THZ.
- La puissance d'entrée peut avoir une valeur fixée si on ne considère pas une impulsion dans les conditions solitons. Mais par contre, pour les impulsions solitoniques, cette puissance est requise pour compenser la dispersion par la non linéarité, soit :  $L_D = L_{NL}$ . Ce qui se traduit par la relation classique  $P_0 = \left| \frac{\Theta_2}{\gamma_0 \delta_0^2} \right| W$ , où  $\delta_0 = 0.75$  en ps représente la largeur temporelle de l'impulsion d'entrée dans le métamatériau au début de la propagation

- L'amplitude de début de propagation est  $\psi_0 = \sqrt{P_0}$  en seconde.
- Les longueurs des effets de dispersion et de non-linéarité (celle à partir de laquelle, ces effets se font ressentir pendant la propagation) vaudront :  $z_{d2} = \frac{\delta_0^2}{|\Theta_2|}$ ;  $z_{d3} = \frac{\delta_0^3}{|\Theta_3|}$ ;  $z_{nlc} = \frac{1}{\gamma_0 P_0}$ .
- La longueur  $z_{max}$  de la propagation prenant en compte tous ces effets sera la longueur minimale de ces trois différentes longueurs ci-dessus et de la distance de propagation estimée.
- Le champ sera également décrit à partir une fonction ansatz gaussienne symétrique classique présentée l'équation (2.43) définie lors de l'étude des fonctions ansatz.

- L'impulsion d'entrée sera définie en fonction des coordonnées collectives initiales intervenant dans la formulation de l'ansatz. Elle aura pour valeurs initiales :  $X_1(0) = \psi_0$ ;  $X_2(0) = t_0$ ;  $X_3(0) = \Delta_0$ ;  $X_4(0) = X_5(0)$ ;  $X_6(0) = 0$  avec  $\Delta = 2\delta_0 \arg \cosh(\sqrt{2})$  en seconde. C'est-à-dire, les valeurs initiales caractérisant l'impulsion initiale obtenue à partir de ces ansatz seront fonction de l'amplitude initiale  $\psi_0$ , la position temporelle initiale la largeur temporelle initiale  $\delta_0$ .

Ce sont ces différentes considérations qui entreront dans l'analyse numérique des impulsions à partir d'un enregistrement du champ dans le domaine de Fourier.

### 2.2.6.2. Evolution des coordonnées collectives

C'est la simulation des équations variationnelles. Elle est effectuée sur la base d'une transformation de Fourier à pas divisé. La résolution numérique décrit l'évolution des différentes coordonnées collectives. Elle permet également d'examiner et d'analyser le comportement de ces différentes coordonnées collectives à partir d'un principe de contrôle de la perte d'énergie. Celle-ci doit être la plus minimale. Cette perte minimale est décrite par une évolution dépendant du champ et des équations variationnelles. Ce principe est appelé principe de minimisation de l'énergie du champ résiduel.

### 2.2.6.3. Minimisation directe l'énergie du champ résiduel

Elle est basée sur la résolution numérique de l'équation de Schrödinger non linéaire, équivalente à la propagation du champ considéré par l'utilisation de la méthode de Fourier par pas divisé. En effet, la fonction ansatz donne juste une représentation du champ exacte  $\Psi(z, t)$ , si la minimisation de l'énergie du champ résiduel est de l'ordre d'une fraction extrêmement petite de l'énergie de l'impulsion. On a :

$$\frac{\Lambda(X_1(Z), X_2(Z), X_N(Z))}{E(Z)} < \epsilon \ll 1 \quad (2.78)$$

Avec

$$E(Z) = \int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi(Z, t)|^2 dt \quad (2.79)$$

où  $\epsilon$  est très petit.

Sur cette base, on peut avoir une bonne approximation des variables collectives à partir des formules suivantes[26] :

$$X_{amplitude} = \max(|\Psi|) = X_1 \quad (2.80)$$

$$X_{positiontemporelle} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (t|\Psi|^2) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi|^2 dt} = X_2 \quad (2.81)$$

$$C = \sqrt{2} \sqrt{\frac{1}{B} L - X_2^2} = X_3 \quad (2.82)$$

Avec  $L = \int_{-\infty}^{+\infty} (t|\Psi|^2) dt$   $B = \int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi|^2 dt$

$$X_{chirp} = i \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (t\Psi\Psi_t^*) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} (t^2\Psi\Psi_t^*) dt} + cc = X_4 \quad (2.83)$$

où  $cc$  est le complexe conjugué

$$X_{frquence} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (w|\tilde{\Psi}|^2) dw}{\int_{-\infty}^{+\infty} (|\tilde{\Psi}|^2) dw} = X_5 \quad (2.84)$$

$$X_{cste} = X_6 \quad (2.85)$$

D'autres variables collectives peuvent également être mises en jeu surtout lorsque l'impulsion devient asymétrique.

$\tilde{\Psi}$  représente la transformée de Fourier spectrale de  $\Psi$ .

#### 2.2.6.4. Procédure numérique de minimisation de l'énergie du champ résiduel

Le principe des méthodes de minimisation est basé sur la recherche d'un minimum absolu de la fonctionnelle  $E(r) = F^T(r) * F(r)$ , par rapport à un vecteur estimé que l'on peut noter  $\tilde{\gamma}$ , et qui est solution du système  $F(r) = 0$ . Les propriétés de ces principes se situent sur la recherche des vecteurs parallèles de même direction que leur fonctionnelle, de manière à indiquer la direction à suivre. Ces méthodes ou méthode de la plus grande pente remplace le problème de recherche de racines par un problème de minimisation. La fonction à minimiser

étant la fonctionnelle  $E(r)$ . La méthode numérique de minimisation utilisée dans ce document pour les deux diélectriques est la méthode du gradient conjugué. La procédure de minimisation comprend :

- Le calcul du gradient de la fonctionnelle
- Le passage du vecteur estimé  $\tilde{r}_i$  au vecteur estimé  $\widetilde{r}_{i+1}$ , dans la direction  $gradE(r)$ , de plus grande pente de  $E(r)$  au pas  $\lambda_i$  de descente  $r_{i+1} = r_i - \lambda_i grad(r_i)$  ;
- $\lambda_i < 1$  est choisi satisfaisant la condition  $E(r_{i+1}) < E(r_i)$  ;
- Choisir un pas de descente suffisamment petit, satisfaisant la condition  $E(r_{i+1}) < E(r_i)$ .

### 2.2.6.5. Principe numérique de la méthode du gradient conjugué utilisée

Le principe numérique utilisé ici est basée sur les considérations suivantes :

1. Calcul de la première valeur de l'énergie du champ résiduel. Elle correspond à la première itération à partir de la fonction ansatz et de l'Eq.(2.1). Soit  $\Lambda \cong \int_{-\infty}^{+\infty} |q|^2 dt \approx \int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi - f(X_1, X_2, \dots, X_N, t)|^2 dt = ECR$ , quantité qui prendra les valeurs  $\lambda_k$  ;
2. Calculer le gradient d'ECR à partir de l'Eq.(2.4). Nous aurons à cet effet,  $C_j = \frac{d\Lambda}{dX_j} = -2 \int_{-\infty}^{+\infty} \Re \left[ q \frac{\partial f^*}{\partial X_j} \right] \approx 0$  avec  $j = 1, N$ , quantité qui prendra les valeurs  $\nabla j$  ;
3. Trouver les directions  $d_k$  de plus grande pente par itérations successives en recherchant un coefficient  $\sigma$  qui minimise la fonction d'ECR (énergie du champ résiduel) soit  $E(r_k + \sigma \lambda_k)$ . Notons que les directions de plus grande pente aux itérations  $k+1$  avec  $r_{i+1} = -\nabla$  et du coefficient de Polak-Ribière, donnent des valeurs légèrement différentes. Elles prennent en compte les itérations précédentes afin d'accélérer la convergence.
4. A l'aide des transformations dans le domaine de Fourier, on détermine l'énergie du champ résiduel.

### 2.2.7 Application de la théorie des variables collectives à une impulsion lumineuse soumise aux effets de dispersion d'ordre deux et à l'auto-modulation de phase

Sur la base des considérations physiques énoncées plus haut, nous allons approximer la solution de l'équation de Schrödinger non-linéaire dans un milieu fortement perturbé

L'équation de schrödinger correspondant aux effets considérés est donnée par :

$$\frac{\partial \Psi}{\partial Z} + i \frac{\beta_2(Z)}{2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} - i \gamma |\Psi|^2 \Psi = 0 \quad (2.86)$$

La résolution de cette équation passe par les étapes suivantes :

#### 1. Décomposition du champ original

Le champ original  $\Psi(z, t)$  est la somme de deux fonctions  $f$  et  $q$  telle que :

$$\Psi(z, t) = f(X_1, X_2, \dots, X_N, t) + q(z, t)$$

## 2. Le choix de la fonction Ansatz

Il permet de donner la meilleure représentation de la configuration de l'impulsion.

$$f = X_1 \exp \left[ - \left( \frac{t - X_2}{X_3} \right)^2 + i \frac{X_4}{2} (t - X_2)^2 + i X_5 (t - X_2) + i X_6 \right] \quad (2.87)$$

Avec  $X_1, X_2, \sqrt{2 \ln 2} X_3, \frac{X_4}{2\pi}, \frac{X_5}{2\pi}, X_6$  qui désignent respectivement l'amplitude du pulse, la position temporelle, la largeur, la chirp, la fréquence et la phase. Il faut noter que cet ansatz n'est défini que dans le domaine temporel. En suivant les étapes qui nous permettent d'obtenir la matrice des contraintes, on aboutit à La matrice des contraintes calculée à l'aide d'un programme MAPLE donnée par :

$$M = \begin{bmatrix} a & 0 & b & 0 & 0 & 0 \\ 0 & c & 0 & d & e & f \\ g & 0 & h & 0 & 0 & 0 \\ 0 & i & 0 & j & 0 & k \\ 0 & l & 0 & 0 & m & 0 \\ 0 & n & 0 & q & 0 & r \end{bmatrix} \quad (2.88)$$

Avec :

$$\begin{aligned} a &= \sqrt{2} X_3 \sqrt{\pi}; \quad b = 1/2 X_1 \sqrt{2} \sqrt{\pi}; \quad c = X_1^2 X_3 X_5^2 \sqrt{2} \sqrt{\pi} + 1/4 \frac{X_1^2 (X_3^4 X_4^2 + 4) \sqrt{2} \sqrt{\pi}}{X_3}; \\ d &= -1/8 X_1^2 X_5 \sqrt{2} X_3^3 \sqrt{\pi}; \quad e = -1/4 X_1^2 X_4 \sqrt{2} X_3^3 \sqrt{\pi}; \quad f = -X_1^2 X_5 \sqrt{2} X_3 \sqrt{\pi}; \\ g &= 1/2 X_1 \sqrt{2} \sqrt{\pi}; \quad h = 3/4 \frac{X_1^2 \sqrt{2} \sqrt{\pi}}{X_3}; \quad i = -1/8 X_1^2 X_5 \sqrt{2} X_3^3 \sqrt{\pi}; \quad j = \frac{3}{64} X_1^2 \sqrt{2} X_3^5 \sqrt{\pi}; \\ k &= 1/8 X_1^2 \sqrt{2} X_3^3 \sqrt{\pi}; \quad l = -1/4 X_1^2 X_4 \sqrt{2} X_3^3 \sqrt{\pi}; \quad m = 1/4 X_1^2 \sqrt{2} X_3^3 \sqrt{\pi}; \\ n &= -X_1^2 X_5 \sqrt{2} X_3 \sqrt{\pi}; \quad q = 1/8 X_1^2 \sqrt{2} X_3^3 \sqrt{\pi}; \quad r = X_1^2 \sqrt{2} X_3 \sqrt{\pi} \end{aligned}$$

L'inverse de cette matrice est donnée par :

$$N = \begin{bmatrix} A & 0 & B & 0 & 0 & 0 \\ 0 & C & 0 & 0 & D & E \\ F & 0 & G & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & H & 0 & I \\ 0 & J & 0 & 0 & K & L \\ 0 & P & 0 & R & Q & S \end{bmatrix} \quad (2.89)$$

Avec :

$$\begin{aligned} A &= 3/4 \frac{\sqrt{2}}{X_3 \sqrt{\pi}}; \quad B = -1/2 \frac{\sqrt{2}}{X_1 \sqrt{\pi}}; \quad C = 1/2 \frac{\sqrt{2} X_3}{X_1^2 \sqrt{\pi}}; \quad D = 1/2 \frac{X_3 X_4 \sqrt{2}}{X_1^2 \sqrt{\pi}}; \quad E = 1/2 \frac{X_5 X_3 \sqrt{2}}{X_1^2 \sqrt{\pi}}; \\ F &= -1/2 \frac{\sqrt{2}}{X_1 \sqrt{\pi}}; \quad G = \frac{\sqrt{2} X_3}{X_1^2 \sqrt{\pi}}; \quad H = 16 \frac{\sqrt{2}}{X_1^2 \sqrt{\pi} X_3^5}; \quad I = -2 \frac{\sqrt{2}}{X_3^3 X_1^2 \sqrt{\pi}}; \quad J = 1/2 \frac{X_3 X_4 \sqrt{2}}{X_1^2 \sqrt{\pi}}; \end{aligned}$$

$$K = 1/2 \frac{(X_3^4 X_4^2 + 4)\sqrt{2}}{X_3^3 X_1^2 \sqrt{\pi}}; L = 1/2 \frac{X_3 X_4 X_5 \sqrt{2}}{X_1^2 \sqrt{\pi}}; P = 1/2 \frac{X_5 X_3 \sqrt{2}}{X_1^2 \sqrt{\pi}}; Q = -2 \frac{\sqrt{2}}{X_3^3 X_1^2 \sqrt{\pi}};$$

$$R = 1/2 \frac{X_3 X_4 X_5 \sqrt{2}}{X_1^2 \sqrt{\pi}}; S = 1/4 \frac{\sqrt{2}(2 X_3^2 X_5^2 + 3)}{X_1^2 X_3 \sqrt{\pi}}$$

### 3. Expression des variables dynamiques $\dot{X}_k$

Elle est obtenue en faisant le produit entre l'inverse de la matrice des contraintes et la matrice des restes ;c'est-à-dire :

$$\dot{X}_i(Z) = [N_{ij}] [R_j] \quad (2.90)$$

Nous obtenons alors :

$$\dot{X}_1 = 1/4 X_1 \beta_2 X_4 \quad (2.91)$$

$$\dot{X}_2 = -1/2 X_5 \beta_2 \quad (2.92)$$

$$\dot{X}_3 = -1/2 X_3 \beta_2 X_4 \quad (2.93)$$

$$\dot{X}_4 = \frac{G\sqrt{2}}{1800X_4^3} \quad (2.94)$$

Avec :

$$G = -1800 \beta_2 \sqrt{2} + 450 \beta_2 \sqrt{2} X_3^4 X_4^2 - 900 \gamma X_1^2 X_3^2$$

$$+ 400 \gamma X_1^4 \alpha \sqrt{2} \sqrt{3} X_3^2 - 675 \gamma X_1^6 \alpha^2 \sqrt{2} X_3^2$$

$$+ 288 \gamma X_1^8 \alpha^3 \sqrt{2} \sqrt{5} X_3^2 \quad (2.95)$$

$$\dot{X}_5 = 0 \quad (2.96)$$

$$\dot{X}_6 = -\frac{H}{7200X_3^2} \quad (2.97)$$

Avec :

$$H = 1800 \beta_2 X_3^2 X_5^2 - 2250 \sqrt{2} \gamma X_1^2 X_3^2 - 2475 \gamma X_1^6 \alpha^2 X_3^2$$

$$+ 1008 \gamma X_1^8 \alpha^3 \sqrt{5} X_3^2 + 1600 \gamma X_1^4 \alpha \sqrt{3} X_3^2$$

$$- 3600 \beta_2 \quad (2.98)$$

A partir de ces équations de dynamique, on peut déjà prédire ce qui pourrait se passer dans ce milieu non linéaire et par la suite, par application de la méthode de minimisation du gradient conjugué grâce à un programme Matlab, nous pourrions obtenir les résultats numériques.

Dans ce chapitre, nous avons évoqué de façon panoramique l'utilité et la raison de choix des logiciels Maple et Matlab pour la suite de notre travail. Par la suite, nous avons présenté et expliqué ce qu'est la théorie des coordonnées collectives en passant successivement par l'étude des fonctions ansatz tout en insistant sur la théorie de la minimisation sans oublier les méthodes de minimisation. Tout ceci nous a permis de comprendre que l'on peut approcher le champ solution de l'équation de Schrödinger non linéaire généralisée grâce à une fonction d'approche appelée fonction ansatz et que l'énergie du champ résiduel permet de savoir si l'ansatz choisi permet de décrire parfaitement la dynamique du système étudié ou pas. Enfin nous avons présenté les procédures numériques de simulation des équations de propagation des impulsions qui seront utilisées dans le chapitre 3. Nous avons achevé avec une application de la théorie des variables collectives à un cas précis. Le chapitre 3 consiste en une campagne de simulation numérique des modèles que nous allons au préalable définir.

---

# RÉSULTATS ET DISCUSSION

---

Dans ce chapitre, nous procédons aux simulations numériques des modèles de dynamique de transport des ondes électromagnétiques lorsque ceux-ci se trouvent dans des conditions environnementales très complexes.

Les environnements choisis pour nos travaux de thèse sont les milieux diélectriques fibrés et des milieux diélectriques à métamatériaux non linéaires avec régimes variables. Ces milieux ne sont pas des milieux physiques réels mais des milieux laboratoires capables de restituer le comportement dynamique d'une impulsion ultrabrève dans un environnement physique réel soumis à un certain nombre d'effets linéaires et non linéaires.

Dans un premier temps, nous présentons une méthode efficace d'évaluation et de mesure de la perte de synchronisation des données optiques numérisées à très haut débit se propageant dans une fibre optique non linéaire. Nous montrons grâce à la résolution numérique de l'équation de Schrödinger traduisant la dynamique du milieu que la technique des variables collectives appliquée à l'ansatz classique à six coordonnées collectives n'arrive plus à décrire le comportement dynamique du milieu lorsque celui-ci est fortement perturbé par l'effet Raman. Nous apportons une solution à ce problème qui constitue un frein pour les opérateurs et industriels des télécoms dans la conception de nouvelles fibres optiques plus performantes grâce à un nouvel ansatz doté de coordonnées spécifiques supplémentaires permettant de prendre en compte toutes les distorsions de phases et les fluctuations de fréquences que l'ansatz classique n'arrive plus à décrire.

Dans un second temps, nous prenons comme environnement les milieux à métamatériau non linéaire avec régimes variables. Nous étudions le comportement des données optiques numérisées ultra-haut débit dans les métamatériaux sous deux régimes : le régime d'indice négatif et le régime d'absorption. Le modèle considéré est une équation de Schrödinger nonlinéaire avec les effets de dispersion d'ordre 2, de nonlinéarités cubique et quintique et d'effet Raman cubique. Nous résolvons cette équation grâce à la technique des variables collectives appliquée à l'ansatz classique. Nous déterminons d'abord la gamme de fréquences pour laquelle ces différents effets agissent significativement dans le milieu de propagation et nous évaluons l'impact de ces valeurs de fréquences en présence de ces différents effets pour les deux sous-régimes considérés.

Nous montrons par la suite que ces effets provoquent des comportements étranges qualifiés d'évènements extrêmes, de structures arborescentes et même d'ondes chaotiques pendant la propagation. Nous montrons finalement qu'à partir d'une certaine valeur de fréquence en présence de tous ces effets, le milieu retrouve peu à peu la stabilité de départ grâce à un processus de compensation qui s'y établit.

### 3.1 Nouvelle fonction ansatz pour une évaluation efficace du décalage en fréquence des données optiques numérisées se propageant dans un environnement perturbé par l'effet Raman cubique-quintique

Dans cette première investigation, nous proposons un nouvel ansatz avec deux coordonnées supplémentaires qui apporteront un complément d'informations manquantes sur l'ansatz classique. En effet, la technique des variables collectives (CVS) avec usage de l'ansatz classique a laissé le monde scientifique en général et les opérateurs de télécommunication en particulier à leur faim car la composante  $X_2(z)$  représentant le comportement du décalage du milieu du temps-bit et la composante  $X_5(z)$  son équivalence dans le domaine fréquentiel ne reproduisent pas avec précision le comportement réel du milieu du temps-bit pendant la propagation lorsque l'effet Raman principal responsable de la désynchronisation des données optiques numérisées entre en jeu pendant la propagation. Il s'agira donc d'ajouter à l'ansatz classique deux autres coordonnées spécifiques qui s'associeront aux coordonnées classiques dans le but de produire un effet collectif qui reproduirait un comportement de la dynamique du milieu du temps-bit plus approché du comportement réel du milieu. Cet ansatz proposé est appelé ansatz classique modifié.

#### 3.1.1 Origine et présentation de l'ansatz classique modifié

La fonction ansatz classique modifiée est conçue parce que selon les travaux de Jacques Atangana et al en 2009[92], il a été démontré que le paramètre  $X_5$  de l'ansatz classique que nous appelons shift et qui caractérise les variations de fréquence du profil d'intensité du champ laser n'arrive plus à décrire le décalage en fréquence et les conséquences qui apparaissent sur les paramètres fondamentaux de l'impulsion lumineuse pendant la propagation. Par conséquent, les coordonnées collectives présentes dans la fonction ansatz classique et qui sont responsables du décalage fréquentiel et temporel perdent leurs propriétés physiques conventionnelles lorsque les effets de diffusion Raman responsables de ce décalage prennent naissance pendant la propagation dans le système de transmission.

L'ansatz classique modifié est une fonction qui regroupe des particularités assez spécifiques et particulièrement intéressantes, dans le processus de caractérisation temporelle et fréquentielle de l'impulsion se propageant dans un environnement fortement perturbé par les effets de

la non linéarité cubique quintique et l'effet Raman cubique-quintique. Elle possède une amplitude ( $X_1(z)$ ) identique à celle de l'ansatz classique. Cependant, pour la caractérisation du profil d'intensité, il devient important de définir les fonctions polynomiales de décalage temporel et fréquentiel. Celles-ci devraient décrire dans une large mesure les variations du profil d'intensité pendant la propagation, afin de permettre l'interprétation d'un grand nombre d'effets de distorsion de la dynamique de l'impulsion.

D'une manière générale, elle est obtenue à partir de l'ansatz classique donné par l'équation 2.11 du chapitre 2. En effet, nous pouvons observer à partir de l'ansatz classique que la fonction caractérisant le décalage en fréquence et toutes les modifications que ce décalage apporte sur les paramètres fondamentaux de l'impulsion lumineuse pendant la propagation correspondent à l'expression générale suivante :

$$(X_i(z)(t - X_2(z))^{2j+1})/2^j$$

celle qui caractérise le chirp est donnée par :

$$(X_i(z)(t - X_2(z))^{2(j+1)})/2^{j+1}$$

La quantité  $i$  correspond au rang de la fréquence ou du chirp des coordonnées collectives de la fonction ansatz considérée. La variable  $j$  donne l'importance des effets directs ou indirects de chaque terme linéaire et non linéaire pris en compte dans l'équation de Schrodinger non linéaire considérée et ce qui se passe sur les équations variationnelles pour permettre une meilleure reconstruction de la dynamique des impulsions lumineuses.

Dans ces conditions, le cas  $j = 0$  correspond à l'ansatz classique tandis que le cas  $j = 1, 2, \dots$  correspond à une nouvelle reformulation permettant de reproduire des effets directs ou indirects obtenus à partir de coordonnées temporelles de la fonction ansatz classique et qui nous permet d'avoir une nouvelle fonction d'approche que nous appelons ansatz classique modifié.

En effet, ces coordonnées collectives supplémentaires agissent sur des équations variationnelles afin de donner une caractérisation plus fiable et complète de l'impulsion lumineuse. Ainsi, le décalage en fréquence et le chirp prennent les expressions suivantes :  $\frac{X_i(z)}{2\pi}$  pour la coordonnée du chirp temporelle et  $X_i(z)$  pour le décalage en fréquence. Dans notre approche, nous considérons  $j = 0, 1$  avec  $i = 5, 7$  pour les paramètres de décalage en fréquence et  $i = 4, 8$  pour les paramètres de chirp en général.

On obtient finalement une nouvelle description de la dynamique des coordonnées collectives capable de donner une bonne reconstruction de l'évolution de la dynamique du champ réel. Par exemple, nous pouvons avoir une bonne évaluation des effets de la diffusion Raman stimulée et dans certains cas une contribution pour un bon calcul de l'autodécalage en fréquence de la porteuse, prise comme méthode additionnelle comparée à celle observée dans [89-91].

En tenant compte de toutes ces considérations, la fonction ansatz classique modifié notée  $f_{MCA}$  s'exprime de la manière suivante :

$$f_{MCA}(z, t) = X_1 \exp \left[ - \left( \frac{t - X_2(z)}{X_3(z)} \right)^2 + i \left( \frac{X_8(z)}{4} \right) (t - X_2(z))^4 + i \left( \frac{X_7(z)}{2} \right) \right] \\ \times \exp \left[ (t - X_2(z))^3 + i \frac{1}{2} i X_4(z) (t - X_2(z))^2 + i X_5(z) (t - X_2(z)) + i X_6(z) \right] \quad (3.1)$$

En effet, l'équation (3.1) nous permet d'observer que la fonction ansatz classique modifiée a deux paramètres supplémentaires par rapport à la fonction ansatz classique (voir equation 2.11) à savoir :  $X_8/2\pi$  et  $X_7$ . La coordonnée  $X_7$  intervient pour reproduire toutes les fluctuations de fréquence supplémentaires utiles pour permettre une bonne description du comportement de l'auto-décalage de la fréquence centrale de la porteuse tandis que  $X_8$  est le facteur de correction du chirp. Cela servira donc à reproduire une meilleure dynamique du chirp et à compléter les insuffisances de la dynamique du chirp classique pour obtenir une meilleure description de la dynamique des variables collectives. De plus, la coordonnée collective  $X_8$  pourrait servir à donner un meilleur décalage temporel ou milieu du temps bit qui est converti en décalage en fréquence lorsque les effets de la diffusion Raman stimulée entrent en jeu dans le système de transmission. L'ansatz classique modifié sera donc également en mesure d'interpréter non seulement le profil symétrique des impulsions en toute distance  $z$ , mais également de s'adapter au comportement de l'impulsion pour les effets de décalage temporel et de fréquence nuls ou modérés. De ce fait, il peut se convertir en ansatz classique lorsque les coordonnées  $X_7$  et  $X_8$  sont considérées nulles pendant la propagation.

### 3.1.2 Modèle de description de la dynamique du milieu considéré

Nous considérons la dynamique des impulsions optiques ultrabrèves dans une fibre optique non-linéaire traduite par une équation de Schrödinger non-linéaire mettant en jeu la dispersion d'ordre 2, les non-linéarités cubique et quintique et les effets Raman cubique et quintique et qui peut être écrite en termes d'enveloppe lentement variable d'un champ électrique  $\psi(z, t)$  comme suit : [42,93-98].

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - i \gamma_0(z) |\psi|^2 \psi - i \gamma_q(z) |\psi|^4 \psi = i \gamma_r(z) \left( \frac{\partial |\psi|^2}{\partial t} \right) \psi \\ + i \gamma_{qr}(z) \left( \frac{\partial |\psi|^4}{\partial t} \right) \psi \quad (3.2)$$

où  $z$  est la distance de propagation considérée dans la fibre et  $t$ , le temps pendant lequel les données optiques numérisées se propagent dans la fibre. Les paramètres  $z$  et  $t$  correspondent également à des indices de variations spatiales et temporelles.

- $\beta_2$  représente le coefficient de dispersion d'ordre 2. Le paramètre de dispersion usuel noté  $D$  est donné par  $\beta_2(z) = -(\lambda_0^2 D)/(2\pi c)$  où  $\lambda_0 = c/\omega_0$  est la longueur d'onde propre.

- $\gamma_0(z) = |n_2\omega_0| / (cA_{eff}(z)) = k_0 |n_2(z)| / \alpha_1$  mesure la force de la non linéarité où  $c$  désigne la vitesse de la lumière,  $n_2$  le coefficient d'indice non linéaire et  $A_{eff}(z)$  est l'aire centrale effective [100].

- $\gamma_r(z) = \rho g \gamma_0(z)$  est la contribution de la diffusion Raman stimulée cubique où  $\rho = 0.18$  et  $g = 7.06 \times 10^{-3}$  [42].

- $\gamma_q(z) = k_0 |n_4(z)| / \alpha_2 = f_0 \gamma_0(z)$  représente le terme quintique originaire de l'automodulation de phase et aussi appelé modulation de phase quintique.  $k_0 = \omega_0/c$ ,  $\omega_0$  est la fréquence propre de l'onde. Les coefficients  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  sont les coefficients de dispersion non linéaires lié à la non-linéarité du troisième et cinquième ordre [99,100].

Notons que, lorsque l'intensité de la puissance lumineuse incidente augmente les termes quintiques non-kerr sont capables de produire des impulsions ultracourtes (femto-seconde) [99-102]. Les nonlinéarités quintiques proviennent de la variation de l'indice de réfraction en fonction de l'intensité  $I$  de l'impulsion lumineuse incidente par la relation [100] :

$$n = n_0 + n_2 I + n_4 I^2 \quad (3.3)$$

Le terme  $n_0$  est le coefficient d'indice de réfraction linéaire,  $n_2$  et  $n_4$  sont les coefficients d'indice de réfraction non linéaire qui sont originaires des susceptibilités d'ordre trois et cinq [100]. Nous pouvons mieux le comprendre grâce à la relation :  $\gamma_{qr}(z) = f\gamma_q(z)$  qui montre que l'effet Raman quintique dépend fortement de la non linéarité d'ordre 5 et donc de la susceptibilité d'ordre 5.

### 3.1.3 Equations de la dynamique des coordonnées collectives et interprétations

#### 3.1.4.1. Equations de la dynamique des coordonnées collectives

En appliquant l'approximation Bare de la théorie des coordonnées collectives comme présentée au chapitre 2 aux fonctions ansatz classique et ansatz classique modifiée et en fixant le champ résiduel à zéro ( $q(z, t) = 0$ ) nous obtenons les équations du mouvement des coordonnées collectives suivantes :

- **cas de l'ansatz classique**

$$\dot{X}_{1CA} = \frac{1}{2} X_1 X_4 \beta_2(z) \quad (3.4)$$

$$\dot{X}_{2CA} = -X_5 \beta_2(z) \quad (3.5)$$

$$\dot{X}_{3CA} = -X_3 X_4 \beta_2(z) \quad (3.6)$$

$$\dot{X}_{4CA} = X_4^2 \beta_2(z) - \frac{1}{9} \frac{1}{X_3^2} \left( 8\gamma_q(z) \sqrt{3} X_1^2 + 9\sqrt{2} \gamma_0(z) \right) - 4 \frac{\beta_2(z)}{X_3^4} \quad (3.7)$$

$$\dot{X}_{5CA} = -\frac{1}{9} \frac{1}{X_3^2} \left( 8\gamma_{qr}(z)\sqrt{3}X_1^2 + 9\sqrt{2}\gamma_0(z) \right) \rho g X_1^2 \quad (3.8)$$

$$\dot{X}_{6CA} = \frac{\beta_2(z)}{X_3^2} + \frac{1}{72} \sqrt{2} \left( 16\gamma_q(z)\sqrt{2}\sqrt{3}X_1^4 + 45X_1^2\gamma_0(z) - 18\sqrt{2}X_5^2\beta_2(z) \right) \quad (3.9)$$

Les  $\dot{X}_{kCA}$  avec  $k = 1, \dots, 6$  représentent les termes de la dynamique des équations variationnelles correspondant à la fonction ansatz classique.

• **cas de l'ansatz classique modifié**

$$\dot{X}_{1MCA} = \dot{X}_{1CA} + (3/8)X_3^2 \times X_8 \times \beta_2(z) \quad (3.10)$$

$$\dot{X}_{2MCA} = \dot{X}_{2CA} - \frac{3}{8}X_3^2 X_7 \beta_2(z) \quad (3.11)$$

$$\dot{X}_{3MCA} = \dot{X}_{2CA} - \frac{3}{4}X_3^3 X_8 \beta_2(z) \quad (3.12)$$

$$\dot{X}_{4MCA} = \dot{X}_{4CA} - \frac{45}{16}X_3^4 X_8^2 \beta_2(z) - \frac{3\sqrt{2}X_1^2}{4X_3^2} \gamma_0(z) - \frac{9}{8}X_3^2 X_7^2 \beta_2(z) - \frac{8X_1^4 \sqrt{3}}{9X_3^2} \gamma_q(z) \quad (3.13)$$

$$\begin{aligned} \dot{X}_{5MCA} = \dot{X}_{5CA} - \frac{45}{32}X_3^4 X_7 X_8 \beta_2(z) - \frac{8\sqrt{3}\rho X_1^4 g}{9X_3^2} \gamma_{qr}(z) - \frac{3}{8}X_3^2 X_4 X_7 \beta_2(z) \\ - \frac{3\sqrt{2}X_1^2 \rho g}{4X_3^2} \gamma_0(z) \end{aligned} \quad (3.14)$$

$$\dot{X}_{6MCA} = \dot{X}_{6CA} + \frac{15}{128}X_3^6 X_8^2 \beta_2(z) - \frac{3}{8}X_3^2 X_5 X_7 \beta_2(z) + \frac{1}{8}X_1^4 \sqrt{3} \gamma_q(z) + \frac{3}{64} \sqrt{2} X_1^2 \gamma_0(z) \quad (3.15)$$

$$\dot{X}_{7MCA} = \frac{27}{4}X_3^2 X_7 X_8 \beta_2(z) + \frac{64\sqrt{3}\rho X_1^4 g}{27X_3^4} \gamma_{qr}(z) + 3X_4 X_7 \beta_2(z) + 2 \frac{\sqrt{2}\rho X_1^2 g}{X_3^4} \gamma_0(z) \quad (3.16)$$

$$\dot{X}_{8MCA} = \frac{15}{2}X_3^2 X_8^2 \beta_2(z) + 4X_4 X_8 \beta_2(z) + \frac{9}{2}X_7^2 \beta_2(z) + \frac{32X_1^4 \sqrt{3}}{27X_3^4} \gamma_q(z) + \frac{\sqrt{2}X_1^2}{X_3^4} \gamma_0(z) \quad (3.17)$$

### 3.1.4.2. Analyse des équations de la dynamique des variables collectives

La première analyse que nous pouvons faire concerne les effets directs sur les équations variationnelles obtenues. Un effet direct sur les équations variationnelles correspond aux termes des équations qui contiennent les variables  $X_7(z)$  ou  $X_8(z)$  dans le membre de droite et qui sont proportionnels aux coefficients des termes linéaires ou non linéaires sélectionnés dans l'équation(3.2). De même, un effet indirect correspond aux termes qui ne contiennent pas les coefficients sélectionnés, mais qui sont proportionnels à une ou aux deux des coordonnées supplémentaires  $X_7(z)$  ou  $X_8(z)$ .

Les équations (3.10)-(3.12), révèlent que la dispersion d'ordre 2 caractérisée par  $\beta_2(z)$  a un effet exclusivement direct sur les équations variationnelles décrivant la dynamique des coordonnées temporelles  $X_1(z)$ ,  $X_2(z)$  et  $X_3(z)$ . D'autre part elle a un effet direct sur sur la dynamique des coordonnées  $X_4(z)$ ,  $X_5(z)$ ,  $X_6(z)$ ,  $X_7(z)$  et  $X_8(z)$  comme on peut l'observer sur les équations (3.13)-(3.17) cet effet direct est complété par les effets Raman cubique-quintique de l'équation

(3.2). Ces autres termes induits sont pratiquement similaires à ceux obtenus dans les équations (3.7)-(3.9) où l'ansatz classique est utilisé. Ainsi, nous pouvons confirmer l'absence des effets indirects si  $\beta_2(z)$  est pris en compte. En conséquence, à partir des équations variationnelles, on peut en partie conclure que seule la dispersion d'ordre 2 induit des effets directs sur toutes les coordonnées temporelles lorsque l'ansatz classique modifié est considéré. La seule différence observée en comparant les équations (3.13)-(3.17) à (3.7)-(3.9) repose sur les coefficients des termes équivalents présents dans les équations similaires obtenues à partir de chaque ansatz. Ceci nous emmène à penser que les effets directs induits par la dispersion d'ordre 2 dans les équations (3.13)-(3.17) donnent une nouvelle distribution des coefficients à chaque terme équivalents afin de donner une meilleure reconstruction du champ exact pendant de l'évolution des coordonnées collectives.

Les non-linéarités cubique et quintique représentées par les paramètres  $\gamma_0$  et  $\gamma_q$  ont des effets directs uniquement sur l'équations (3.13) et (3.7) et plus précisément dans Eq. (3.17) justifiant que ces trois équations développent la dynamique du chirp où l'équation (3.17) sera spécifiquement responsable de toutes les contributions (distorsions) additionnelles du chirp. En conséquence, l'évolution de la dynamique de  $X_1(z)$  et  $X_3(z)$  qui contiennent chacun d'eux un terme supplémentaire proportionnel au produit  $X_3^2 X_8$  lorsque l'ansatz classique modifié est considéré, n'est pas la même avec l'ansatz conventionnel et pourrait ainsi développer chacun d'eux une dynamique différente lorsque le terme quintique ( $\gamma_q$ ) entre en jeu.

La contribution Raman représentée par les paramètres  $\gamma_r$  et  $\gamma_{qr}$  a un effet direct sur l'équation (3.14) qui est également similaire à celle observée dans l'équation (3.8). En effet, la dynamique d'autodécalage en fréquence du profil d'intensité du champ est directement convertie en décalage temporel via la dispersion de vitesse de groupe [42,121], comme on le voit dans l'Eq. (3.11) lorsqu'un effet direct supplémentaire de la dispersion d'ordre 2 semble proportionnelle au produit  $X_3^2 X_7$ . Cette contribution Raman est bien remarquée dans l'équation (3.16). Cela prouve que ces trois équations traduisent la dynamique d'autodécalage en fréquence du profil d'intensité du champ impulsif où l'équation(3.16) joue un rôle vital pendant la description des équations variationnelles du décalage temporel et fréquentielle ( $\dot{X}_{2MCA}(z)$  et  $\dot{X}_{5MCA}(z)$ ) lorsque l'ansatz classique modifié est utilisé.

Ces observations nous permettent de comprendre le rôle capital que vont jouer les coordonnées additionnelles de correction du chirp  $X_8$  et de reconstruction des fluctuations de fréquence  $X_7$  pour une meilleure évaluation de la perte de cadence et de synchronisation des données optiques pendant la propagation.

### 3.1.4 Résultats des simulations numériques et interprétation

Dans nos simulations numériques, nous prenons en compte les coefficients normalisés de dispersion d'ordre 2 et de non linéarité cubique en télécoms pour la fibre SMF-28. Les paramètres

d'entrée sont les suivants :[92,103]

- l'air de la surface effective  $A_{eff}(z) = 80\mu m^2$  ;
- la largeur à mi hauteur(FWHM) est donnée par  $:2acosh(\delta_0\sqrt{2})ps$  ;
- la puissance crete  $P_0 = \beta_2(z)(\gamma_0(z)/\delta_0^2)w$  ; l'impulsion lumineuse d'entrée  $\psi(0, t)$  est similaire à celle obtenue de l'ansatz classique ;
- la fenetre temporelle de l'impulsion dans le régime subpicoseconde est choisie tel que  $\delta_0 = 0.75ps$ .
- La distance de propagation est  $z = 1742m$ .

Nous présenterons à chaque fois les résultats numériques obtenus avec les deux ansatz puis nous ferons une étude comparative pour montrer la nécessité d'avoir conçu notre nouvel ansatz (ansatz classique modifié) en dégagant ses avantages sur l'ansatz classique.

Les résultats numériques que nous aurons seront respectivement les cartes de comportements des profils d'intensité du champ impulsional, de la dynamique des coordonnées collectives et enfin de la représentation du champ en D3 appelée full-equation pour mieux apprécier l'évolution du champ d'entrée avec chaque ansatz.

Cependant, sur les cartes de comportement du profil d'intensité, la solution numérique de l'équation de schrodinger non linéaire est la courbe bleue avec pour légende : "Exact" ; celle reconstruite à partir des coordonnées collectives provenant des ansatz est celle rouge avec pour légende : "VA" et celle reconstruite à partir de la dynamique des coordonnées collectives obtenues par la minimisation du champ résiduel sera illustrée par la courbe noire avec pour légende "RFM"[104-108].

Pour l'évolution dynamique des coordonnées collectives, les courbes rouges représentent la dynamique des coordonnées collectives issues des différents ansatz avec pour légende "VA", les courbes noires représentent la dynamique des coordonnées collectives provenant de la minimisation du champ résiduel avec pour légende "RFM" et la courbe bleue représente la fraction d'énergie du champ résiduel(ECR)[108,109].

### 3.1.5.1. Impact des coordonnées $X_7$ et $X_8$ sur description de la dynamique du champ impulsional en présence de la dispersion d'ordre 2 et de l'automodulation de phase

Nous considérons que l'onde électromagnétique se propage dans un environnement optique avec les paramètres suivants :  $\beta_2 = -0.0217ps^2m^{-1}$  ;  $\gamma_0 = 0.0014w^{-1}m^{-1}$ [92,103]. nous obtenons les familles de courbes suivantes pour  $z = 0m$  à  $z \geq 1742m$  :

La figure 3.1 montre les profils d'intensité de l'impulsion lumineuse imperturbée par la dispersion d'ordre 2 et la non linéarité cubique obtenus à partir des deux différents ansatz. Nous observons une parfaite superposition entre les trois courbes que ce soit pour l'ansatz classique (fig 3.1.a), ou pour l'ansatz classique modifié (fig3.1.b). Ce qui veut dire que les effets mis en jeu se compensent et l'onde se propage sans perturbation et sans perte d'énergie avec

une puissance crête identique pour les deux cas soit  $p=25W$ . Cependant, la figure (3.2) nous permet d'observer pour les deux ansatz que la dynamique de  $X_{5CA}(z)$  et  $X_{2CA}(z)$  et  $X_7(z)$  issues de l'approximation Bare et de la minimisation est pratiquement nulle; ce qui veut dire que les effets mis en jeu n'affectent pas la position de la fréquence centrale et même le milieu du temps bit car ce sont ces coordonnées collectives qui rendent compte de la dynamique de ces paramètres.

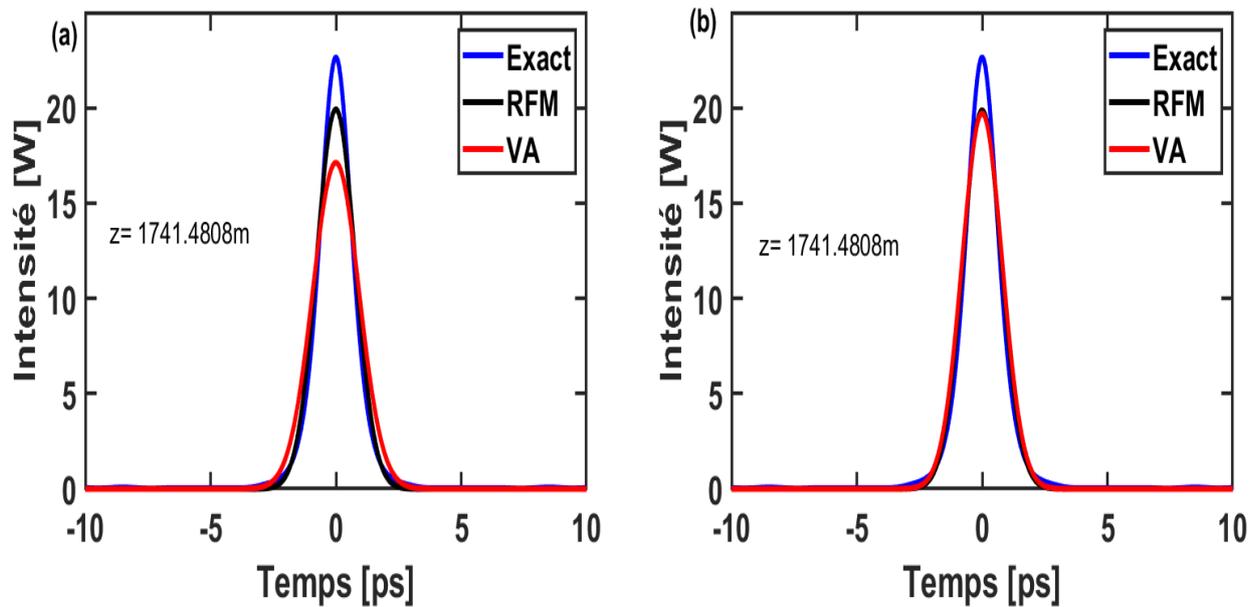


FIGURE 3.1 – Profil d'intensité du champ impulsionnel perturbé par les effets de dispersion d'ordre 2 et d'automodulation de phase pour une distance de propagation  $z=1742m$ . (a) Ansatz classique; (b) Ansatz classique modifié

Par ailleurs, le comportement du chirp spectral représenté ici par l'évolution de la coordonnée collective  $X_4(z)$  pour l'ansatz classique nous présente une évolution périodique autour de la fréquence centrale  $\omega_0$  qui varie entre  $-0.2Thz$  et  $+0.2Thz$ ; or, dans le cas de l'ansatz classique modifié, la coordonnée additionnelle de correction du chirp représentée par  $X_8(z)$  et celle du chirp  $X_4(z)$  ont des évolutions périodiques respectivement positive ( $X_8(z) = 0.5Thz$ ) et négative ( $X_4(z) = -0.5Thz$ ); ce qui justifie la meilleure reconstruction du profil d'intensité que nous offre l'ansatz classique modifié. Nous pouvons dire que  $X_8(z)$  nous a permis d'avoir des informations complémentaires que la coordonnée  $X_4(z)$  l'ansatz classique n'a pas pu décrire. La figure (3.3) quant à elle est une représentation en 3D ou encore full-equation du comportement dynamique du champ impulsionnel réel. Il ressort de cette figure que lorsque le milieu de propagation est perturbé par les effets de dispersion d'ordre 2 et de non-linéarité cubique, l'enveloppe de la porteuse est une gaussienne qui évolue sans déformation, sans déviation et sans perte d'énergie. Nous pouvons donc dire que lorsque l'onde se trouve dans un tel milieu, il y a compensation

entre les effets mis en jeu avec pour avantage une transmission sans perte de données numériques entre l'émetteur et le récepteur. Cependant, il faut relever que l'ansatz classique modifié nous permet de mieux décrire cette évolution grâce à sa coordonnée  $X_8(z)$  de correction du chirp classique.

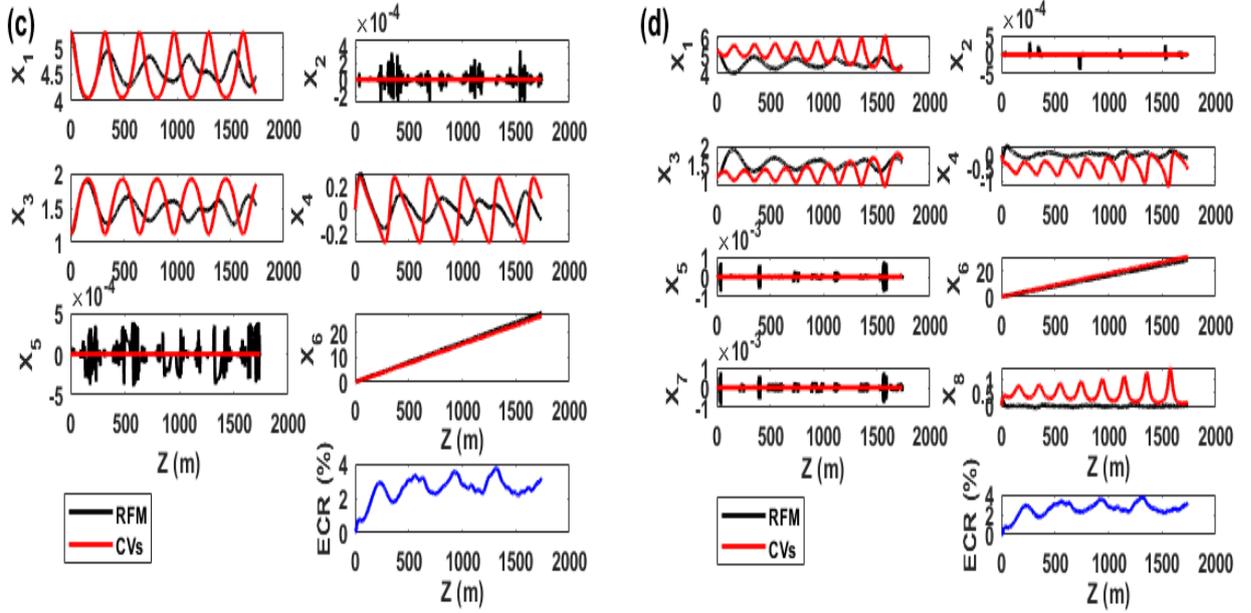


FIGURE 3.2 – Dynamique des coordonnées collectives du champ impulsionnel perturbé par les effets de dispersion d'ordre 2 et d'automodulation de phase sur une distance de propagation  $z=1742$ m. (a) Ansatz classique; (b) Ansatz classique modifié

**3.1.5.2. Role des coordonnées  $X_7$  et  $X_8$  sur la caractérisation de la dynamique du champ impulsionnel perturbé par la dispersion d'ordre 2, l'automodulation de phase et la non linéarité quintique**

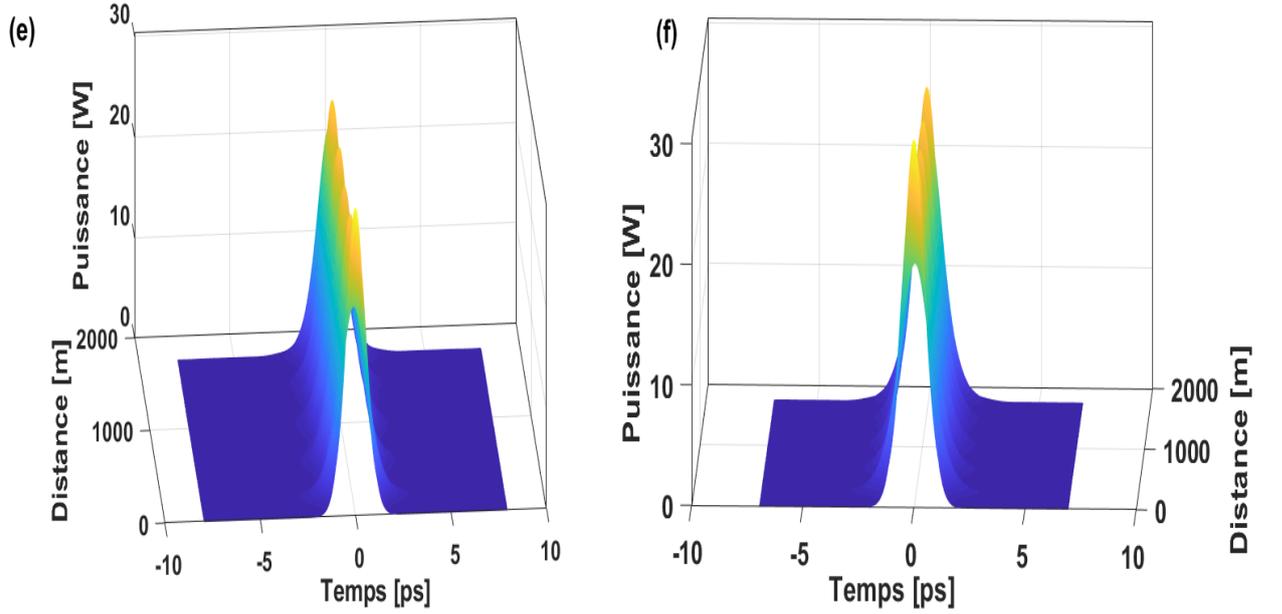


FIGURE 3.3 – Evolution en 3D du champ impulsif perturbé par les effets de dispersion d'ordre 2 et d'automodulation de phase sur une distance de propagation  $z=1742\text{m}$ . (a) Ansatz classique; (b) Ansatz classique modifié

Dans cette deuxième simulation, nous introduisons dans le milieu le paramètre qui caractérise la non linéarité quintique noté  $f_0 = 0.0084666\text{W}^{-1}$  sachant que  $\gamma_q = f_0\gamma_0$ . Le but dans ces conditions environnementales est de savoir si notre ansatz classique modifié continuera de jouer le même rôle comparativement à l'ansatz classique.

Les figures (3.4) et (3.5) montrent que lorsque de la non-linéarité quintique entre en jeu, bien qu'elle soit faible ( $f_0 = 0.0084666\text{W}^{-1}$ ) les profils d'intensité sont superposés pour les deux ansatz et leur puissance crête augmente ce qui veut dire que la non linéarité augmente les effets intracanaux pendant la propagation. Cependant, quelques remarques importantes doivent être soulignées.

La figure 3.5(d) montre que l'ansatz classique modifié décrit une dynamique de  $X_{4MCA}(z)$  différente de celle observée à la figure 3.5(c) lorsque l'ansatz classique est utilisé. Ces différentes variations prouvent que la coordonnée  $X_{8MCA}(z)$  permet de corriger et mieux reproduire les fluctuations spectrales que la dynamique de  $X_4(z)$  n'arrive plus à décrire. Ainsi, elles induisent une dynamique qui influence systématiquement l'évolution de toutes les coordonnées collectives conduisant au profil d'intensité observé sur la figure 3.4(b). De plus, nous pouvons observer que la dynamique du chirp ( $X_4$ ) issue de l'ansatz classique est nulle tandis que celle provenant de la minimisation est toujours périodique avec un écart énergétique négligeable avec la dynamique développée par le chirp provenant de la minimisation; ce qui montre une fois de plus que les coordonnées collectives provenant de l'ansatz classique n'arrivent plus à suivre l'évolution

dynamique du champ d'entrée.

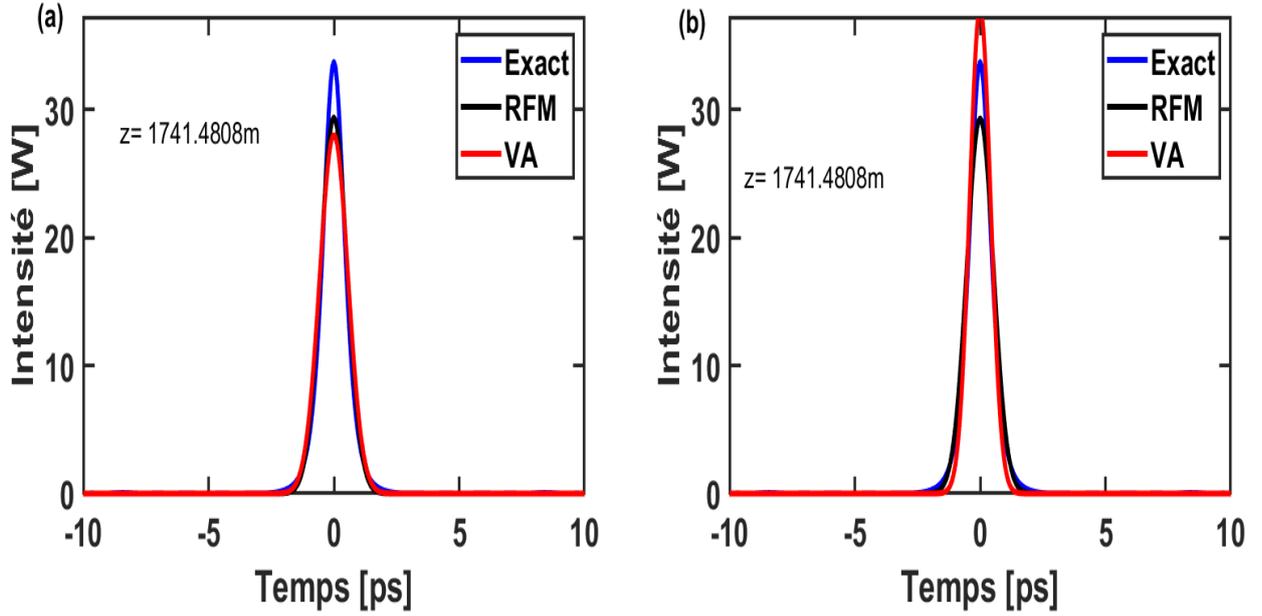


FIGURE 3.4 – Profil d'intensité du champ impulsionnel perturbé par la dispersion d'ordre 2, l'automodulation de phase et la non linéarité quintique pour une distance de propagation  $z=1742\text{m}$ . (a) Ansatz classique ; (b) Ansatz classique modifié

Dans ce cas, on peut dire que lorsque les termes de phase d'ordre supérieur  $X_7(z)$  et  $X_8(z)$  sont utilisés, le chirp développé par l'impulsion lumineuse robuste est obtenu à partir de la dynamique de  $X_{4MCA}(z)$  et  $X_{8MCA}(z)$ . Leurs amplitudes qui augmentent périodiquement sont reconstruites dans des sens opposés avec un même espace périodique qui augmente également avec la distance de propagation  $z$ . L'effet du terme quintique sur la dynamique périodique du chirp classique  $X_{4CA}(z)$  est mieux évalué lorsque les termes  $X_7(z)$  et  $X_8(z)$  sont pris en considération ; ce qui impose aux chirps dérivés  $X_{4MCA}(z)$  et  $X_{8MCA}(z)$  une nouvelle dynamique avec une évolution spatiale périodique transmise à la dynamique de  $X_{1MCA}(z)$  et  $X_{3MCA}(z)$  lorsque  $z$  augmente comme observé sur la figure 3.5(d). De cette analyse, il est important de souligner à partir des figures 3.4 et 3.5 qu'il n'est pas nécessaire de modifier les coordonnées collectives dans le système si la non-linéarité quintique est le seul terme d'ordre supérieur supplémentaire capable d'influencer la dynamique du champ impulsionnel pendant la propagation, ce qui se confirme au niveau de la full-equation illustrée à la fig 3.6 qui nous permet de voir que la non linéarité quintique n'agit pas dans ces conditions sur le spectre de fréquence de l'impulsion et que la gaussienne reste toujours stable bien que la puissance crête ait augmenté.

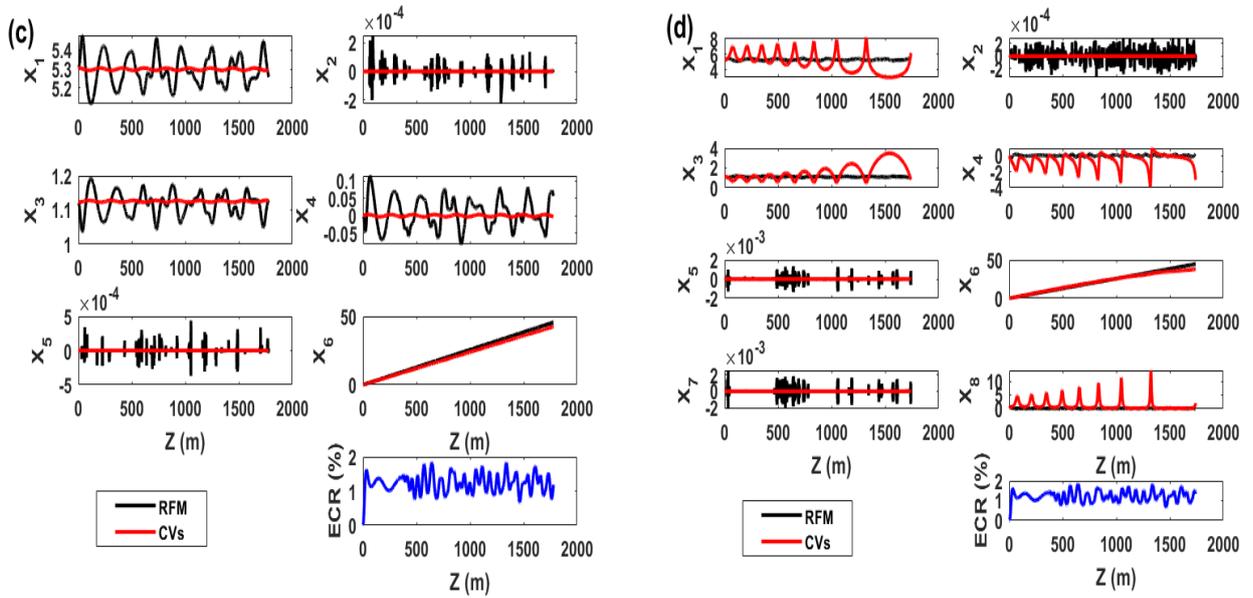


FIGURE 3.5 – Dynamique des coordonnées collectives champ impulsionnel perturbé par la dispersion d’ordre 2, l’automodulation de phase et la non linéarité quintique pour une distance de propagation  $z=1742\text{m}$ . (a) Ansatz classique ; (b) Ansatz classique modifié

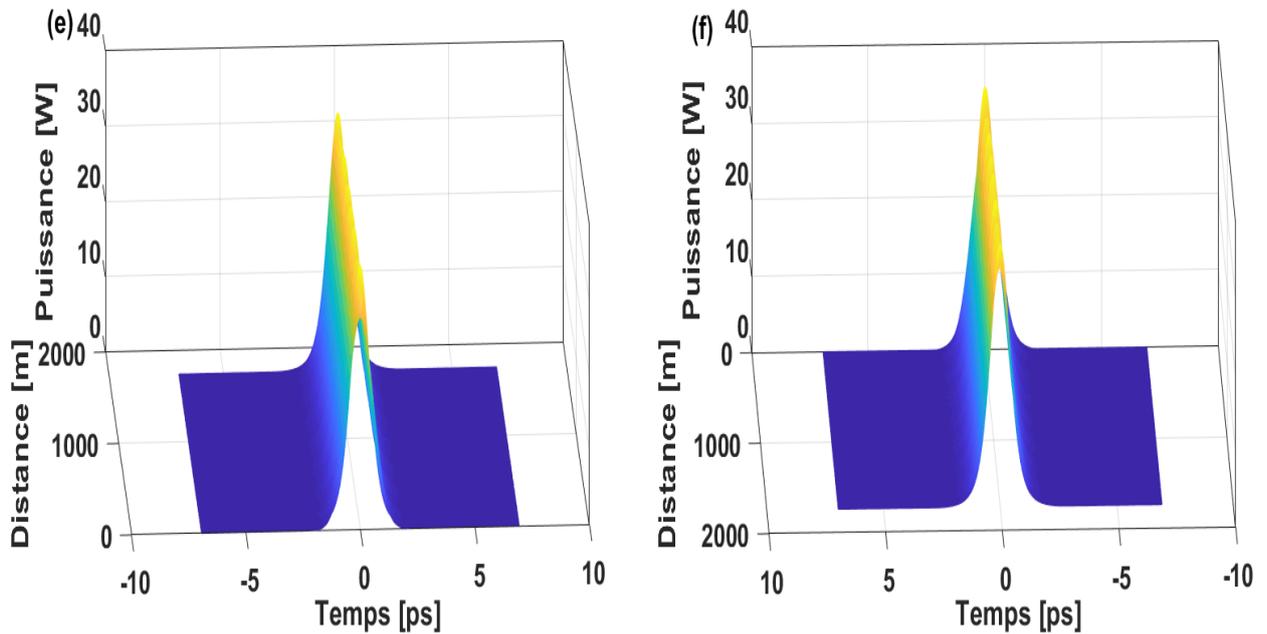


FIGURE 3.6 – Evolution en 3D champ impulsionnel perturbé par la dispersion d’ordre 2, l’automodulation de phase et la non linéarité quintique pour une distance de propagation  $z=1742\text{m}$ . (a) Ansatz classique ; (b) Ansatz classique modifié

### 3.1.5.3. Rôle des coordonnées $X_7$ et $X_8$ sur la caractérisation de la dynamique du champ impulsionnel perturbé par la dispersion d'ordre 2, l'automodulation de phase et l'effet Raman cubique

Le rôle des coordonnées collectives  $X_7(z)$  et  $X_8(z)$  dans le suivi de l'évolution du comportement du champ impulsionnel quand la diffusion Raman stimulée cubique et la non-linéarité quintique entrent en jeu pendant la propagation, est obtenue sur les figures 3.7, 3.8 et 3.9. Nous considérons les conditions de compensation de départ et nous ajoutons l'effet Raman cubique tel que  $\rho = 0.18$ ;  $g = 7.10^{-3}$ ; la distance de propagation est fixée à  $z = 1780m$  pour mieux apprécier l'impact de l'effet Raman sur l'évolution de la gaussienne robuste et stable.

Les figures 3.7 et 3.9 nous permettent de comprendre que lorsque l'effet Raman cubique agit dans le milieu de propagation, celui-ci subit des distorsions internes et externes. En effet, le champ subit un décalage temporel et fréquentiel matérialisé par un profil d'intensité décalé de son axe de propagation de départ. Ce décalage provoque ainsi un changement de cadence dans le processus de transmission des données optiques avec pour conséquence une perte de synchronisation de ces dernières qui sera caractérisée par une perte de données. La figure 3.9 nous présente clairement comment l'enveloppe de la proteuse des données optiques est déformée ou encore la séquence de bits subie une désynchronisation lorsque l'effet Raman agit dans le milieu de propagation.

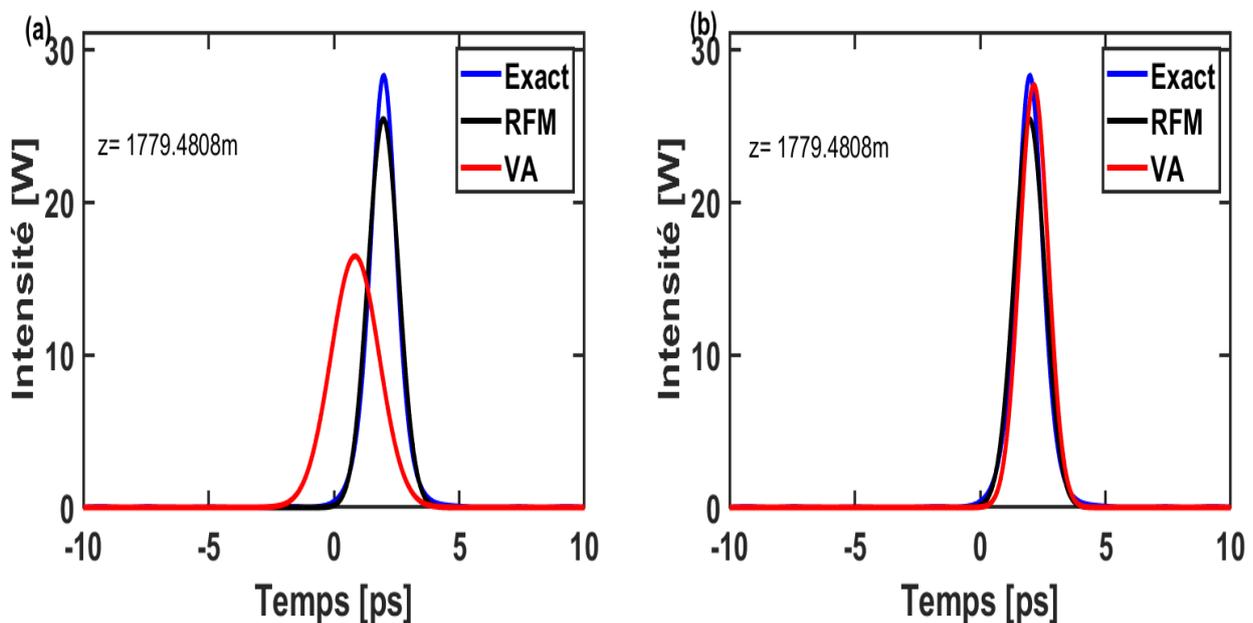


FIGURE 3.7 – profil d'intensité du champ impulsionnel perturbé par la dispersion d'ordre 2, l'automodulation de phase et l'effet Raman cubique pour une distance de propagation  $z=1780m$ . (a) Ansatz classique ; (b) Ansatz classique modifié.

Cependant, en considérant la dynamique des coordonnées collectives provenant de l'ansatz classique (fig 3.8.c) on observe que la dynamique du champ laser incident est périodiquement

reconstruit par toutes les coordonnées collectives excepté les coordonnées qui rendent compte de la position du milieu du temps bit ( $X_2(z)$ ) et du décalage en fréquence ou position de la fréquence centrale ( $X_5(z)$ ). Ceci justifie une fois de plus que cet ansatz n'est plus adapté pour donner des informations fiables sur l'impact de l'effet Raman sur le profil du champ impulsionnel comme illustré sur la figure 3.7(a) où nous pouvons observer que la courbe décrivant le champ à partir de l'ansatz classique (courbe rouge) évolue avec un retard par rapport aux deux autres contrairement à celle de la figure 3.7.b qui est toujours en phase avec l'évolution du champ d'entrée.

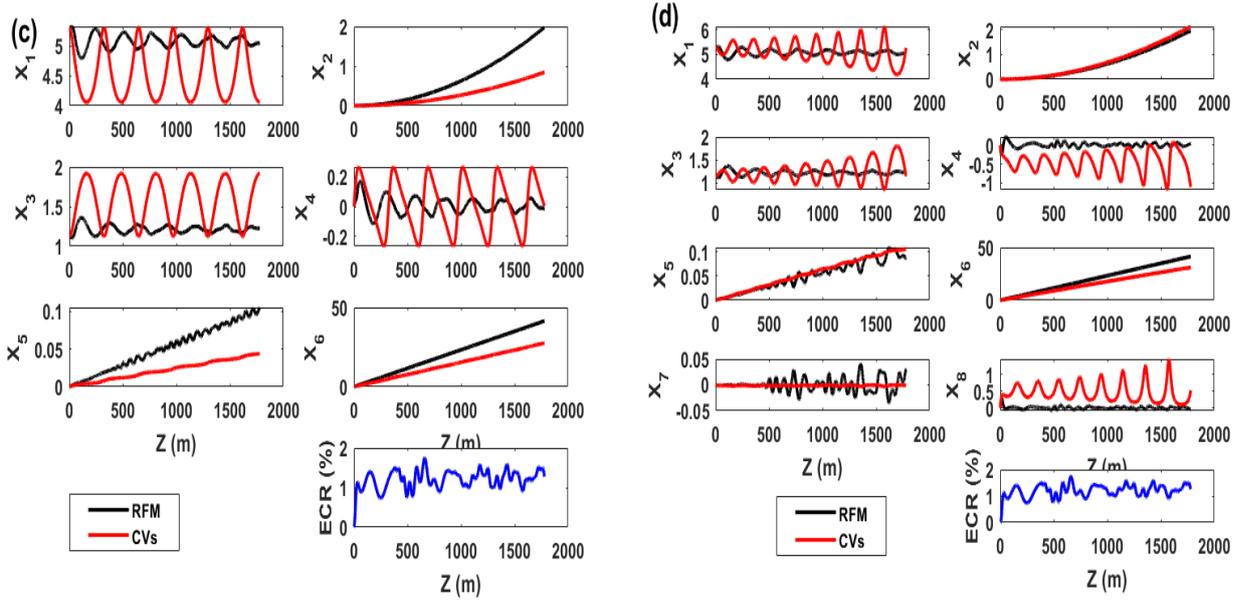


FIGURE 3.8 – Dynamique des coordonnées collectives du champ impulsionnel perturbé par la dispersion d'ordre 2, l'automodulation de phase et l'effet Raman cubique pour une distance de propagation  $z=1780m$ . (a) Ansatz classique; (b) Ansatz classique modifié.

Par ailleurs, la figure 3.8 nous permet d'évaluer les valeurs de décalage temporel et de fréquence du champ impulsionnel avec les deux ansatz. Ainsi, l'ansatz classique nous donne un décalage temporel  $X_2(1780m) = 0,7317ps$  et fréquentiel  $X_5(1780m) = 0,05Thz$  tandis que les valeurs obtenues à partir du champ incident sont respectivement :  $X_{2exact}(1780m) = 2ps$  pour le décalage temporel et  $X_{5exact}(1780m) = SSFS_{exact}(1780m) = 0,159THz$  pour le décalage en fréquence. Ces valeurs nous permettent d'observer l'écart énergétique entre l'ansatz classique et le champ impulsionnel soit  $1.27ps$  pour le décalage temporel et  $1.09ps$  pour le décalage en fréquence. Avec l'ansatz classique modifié, nous obtenons  $X_2(1780 m)=X_{2exact}(1780m)=2ps$  pour le décalage en fréquence et  $X_5(1780m)=SSFS_{exact}(1780 m)=0,159Thz$ . Ces valeurs nous permettent de mieux comprendre le rôle majeur joué par les coordonnées  $X_7(z)$  et  $X_8(z)$  dans la description de la carte de comportement du champ impulsionnel dans ces conditions. En

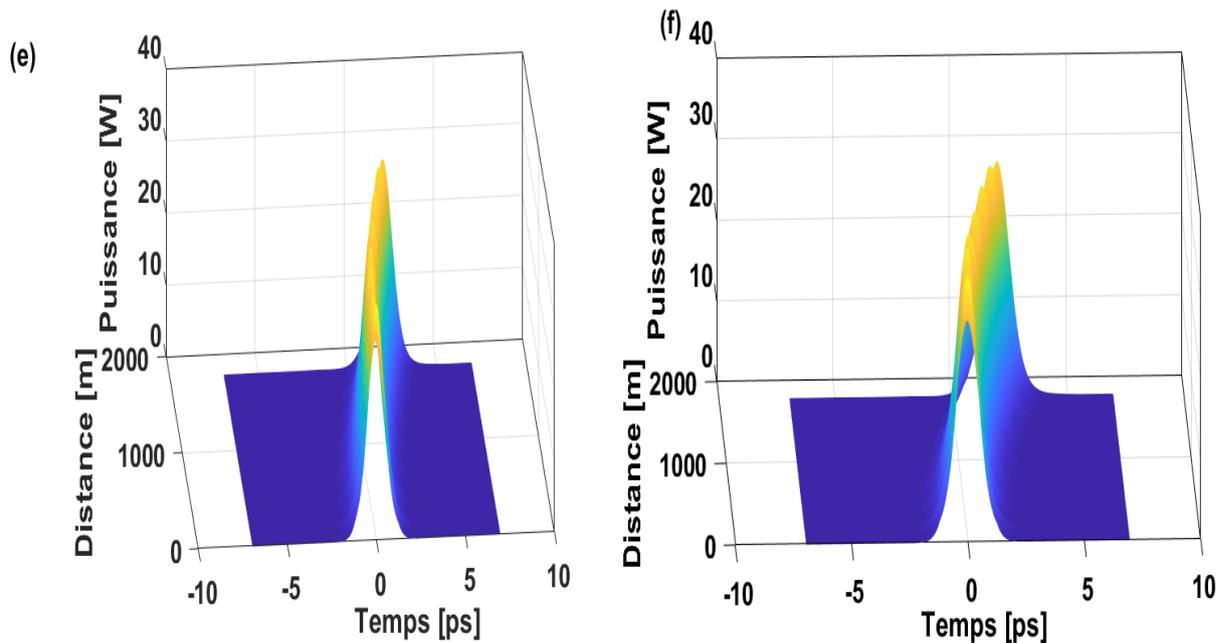


FIGURE 3.9 – Evolution en 3D du champ impulsionnel perturbé par la dispersion d’ordre 2, l’automodulation de phase et l’effet Raman cubique pour une distance de propagation  $z=1780\text{m}$ . (a) Ansatz classique ; (b) Ansatz classique modifié.

effet, l’évolution périodique de la dynamique de chirp  $X_4(z)$  donnée par l’ansatz classique dans ces conditions n’est pas appropriée pour développer une dynamique capable de fournir le comportement réel du champ. Il en est de même pour la dynamique du décalage en fréquence  $X_5(z)$ . Cette évolution périodique erronée conduit à une perte de synchronisation au niveau de la transmission de données dans le système. Ainsi,  $X_1(z)$  et  $X_3(z)$  n’arrive plus à reproduire le profil de champ impulsionnel.

De ces faits, nous pouvons dire que l’ansatz classique développe une dynamique de chirp incapable de donner une bonne reconstruction de la dynamique du champ exact lorsque celui-ci se trouve dans un environnement perturbé par les effets Raman cubique. Il en est de même pour la dynamique du décalage temporel et de fréquence.

Les résultats satisfaisants obtenus avec l’ansatz classique modifié proviennent du fait que la coordonnée  $X_7(z)$  a permis de représenter toutes les distorsions de fréquences provoquées par l’effet Raman cubique et que les coordonnées  $X_2(z)$  et  $X_5(z)$  n’arrivent plus à prendre en compte pendant la propagation. La coordonnée collective  $X_8(z)$  quant à elle a permis de corriger et mieux décrire le chirp spectral car la dynamique du chirp s’adapte à la synchronisation imposée par l’effet Raman cubique dans le système pour donner une reconstruction parfaite du comportement du champ impulsionnel dans le système de transmission lorsque l’ansatz classique modifié est utilisé figure 3.8.b. Ainsi, l’ansatz classique modifié est le meilleur candidat pour décrire et évaluer la perte de synchronisation que l’effet Raman cubique impose à l’impulsion

durant la propagation.

#### 3.1.5.4. Role des coordonnées $X_7$ et $X_8$ sur la caractérisation de la dynamique d'une impulsion optique perturbée la dispersion d'ordre 2, la nonlinéarité cubique et l'effet Raman cubique et la nonlinéarité quintique

Lorsque nous ajoutons dans le milieu la non linéarité quintique nous obtenons les cartes de comportement illustrées par les figures 3.10, 3.11 et 3.12 La figure 3.10 nous permet d'observer que lorsque la non linéarité quintique entre en jeu pendant la propagation, il y a augmentation des distorsions dans le milieu. Cela se traduit par une augmentation de la puissance crête de  $29W$  à  $39W$  du champ impulsionnel ce qui signifie et confirme davantage que cette non linéarité augmente les distorsions internes dans le milieu avec diminution de la largeur à mi-hauteur qui se manifeste par un profil d'intensité de plus en plus rétréci. Le profil de l'ansatz classique (courbe en rouge) sur la figure 3.10.a nous présente une gaussienne dont la puissance a considérablement diminué soit de  $10W$  par rapport au champ impulsionnel et de plus il présente une évolution temporelle déphasée de celle du champ impulsionnel. Ceci nous permet de dire que dans de telles conditions environnementales, cet ansatz n'arrive plus à décrire le comportement dynamique du champ impulsionnel. La fig 3.12 quand à elle nous permet de mieux apprécier le rôle de la non-linéarité quintique dans le milieu à savoir amplifier les distorsions parce que nous pouvons constater contrairement à la figure 3.9 que la dérive de la gaussienne a davantage augmenté par rapport à sa position centrale de départ. Ce qui nous permet de dire que la non linéarité quintique a augmenté la force de l'effet Raman cubique dans la milieu.

Cependant, l'ansatz classique modifié sur la figure 3.10.b décrit un profil qui est pratiquement confondu à celui du champ impulsionnel montrant ainsi la nécessité d'avoir ajouté les coordonnées supplémentaires  $X_7$  et  $X_8$ . En considérant la dynamique des coordonnées collectives (fig 3.11) nous pouvons dire que la position temporelle encore appelée milieu du temps-bit et le shift de fréquence évoluent avec un retard de  $2,01ps$  par rapport au champ impulsionnel. Ceci nous permet de dire que la non linéarité quintique a favorisé l'augmentation de la dérive temporelle avec pour conséquence la perte de synchronisation des données numériques pendant la transmission. Par ailleurs, la dynamique du chirp provenant de l'ansatz classique décrit une droite linéaire horizontale alors que l'évolution du champ est périodique.

Cependant, les calculs faits avec l'ansatz classique modifié conduisent à  $X_5(1780m) = SSF S_{exact}(1780m) = 0.230THZ$  qui est la valeur exacte présentée sur les figures 3.5b et 3.5d. Il advient des figures 3.10(b) et 3.11(d) que si nous considérons l'ansatz classique modifié,  $X_4(z)$  et  $X_8(z)$  agissent de façon satisfaisante sur la reproduction de la dynamique du champ exact par rapport à l'ansatz classique. Par conséquent, le comportement de la coordonnée  $X_7(z)$  apporte une contribution physique additive qui induit une reconstruction parfaite de la dynamique du champ exact. Ce qui peut bien se comprendre sur la fig 3.11.b où le champ reconstruit à partir des variables collectives, celui issu de la minimisation est confondu au profil du champ laser

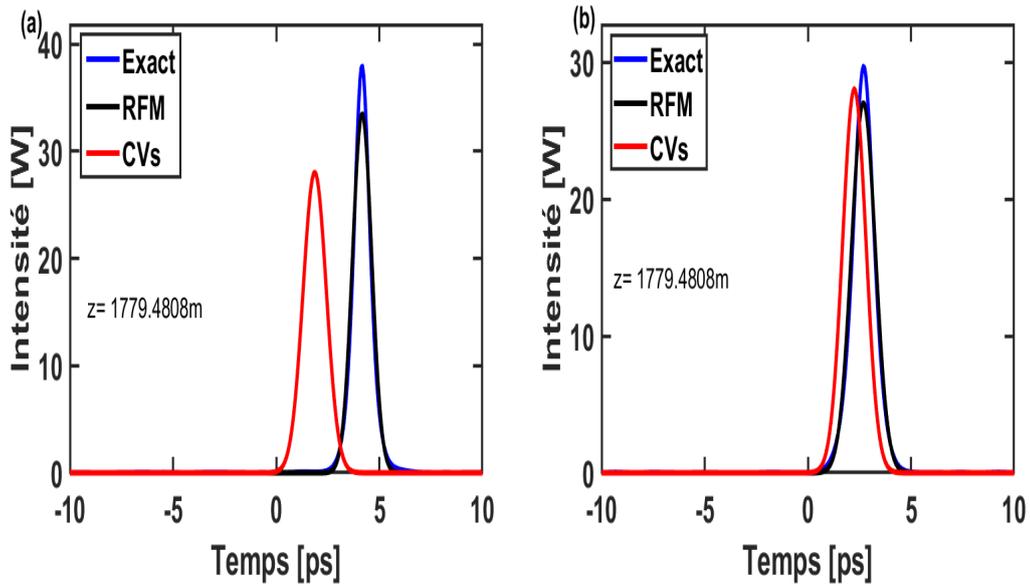


FIGURE 3.10 – Profil d'intensité d'une impulsion optique perturbée la dispersion d'ordre 2, la nonlinéarité cubique et l'effet Raman cubique et la nonlinéarité quintique pour une distance de propagation  $z=1780\text{m}$ . (a) Ansatz classique ; (b) Ansatz classique modifié

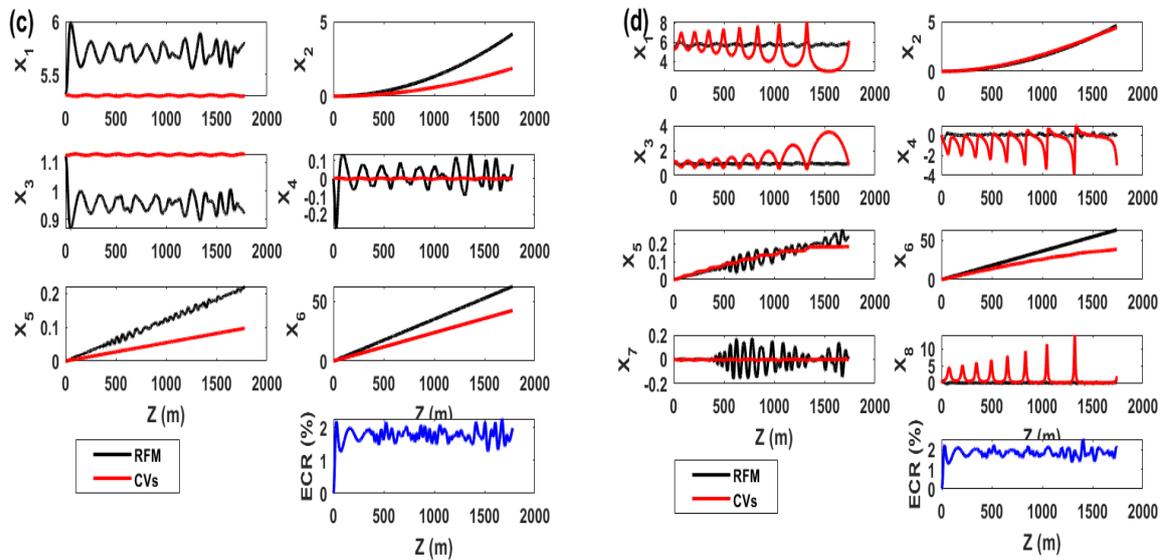


FIGURE 3.11 – Dynamique des coordonnées collectives d'une impulsion optique perturbée la dispersion d'ordre 2, la nonlinéarité cubique et l'effet Raman cubique et la nonlinéarité quintique pour une distance de propagation  $z=1780\text{m}$ . (a) Ansatz classique ; (b) Ansatz classique modifié

durant la transmission. On peut donc dire que malgré la perte de synchronisation, l'ansatz classique modifié continue de nous rendre compte de ce qui se produit dans l'enveloppe du champ laser pendant la propagation.

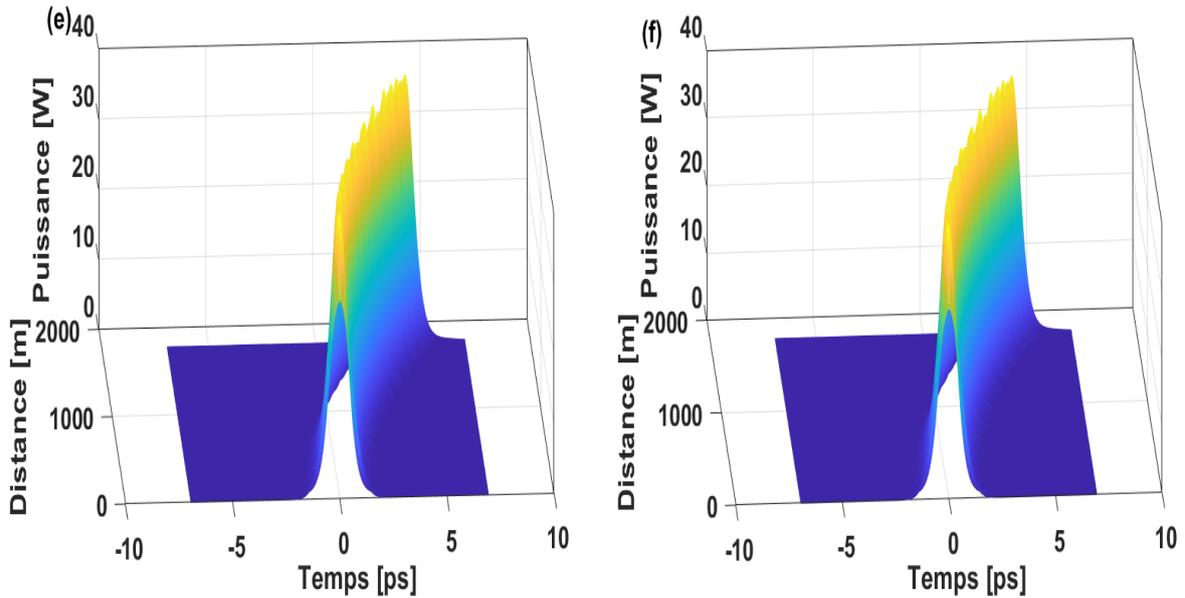


FIGURE 3.12 – Evolution en 3D d'une impulsion optique perturbée la dispersion d'ordre 2, la nonlinéarité cubique et l'effet Raman cubique et la nonlinéarité quintique pour une distance de propagation  $z=1780\text{m}$ . (a) Ansatz classique ; (b) Ansatz classique modifié

### 3.1.5.5. Role des coordonnées $X_7$ et $X_8$ sur la caractérisation de la dynamique d'une impulsion optique perturbée par la dispersion d'ordre 2, la nonlinéarité cubique et l'effet Raman cubique-quintique et la nonlinéarité quintique

Lorsque l'effet Raman quintique entre en jeu dans les conditions environnementales précédentes tel que  $f = 0.288$ , nous obtenons les figures 3.13, 3.14 et 3.15.

La figure 3.15 nous décrit une représentation en 3D de l'évolution de la gaussienne. Cette représentation nous montre que l'effet Raman quintique a davantage augmenté la dérive de fréquence et temporelle dans le milieu manifestée par une gaussienne qui évolue désormais suivant une trajectoire de plus en plus curviligne. Ceci nous permet de dire qu'une séquence de données optiques transmise dans ces conditions va subir une desynchronisation de plus en plus forte avec pour conséquence directe une impossibilité de déchiffrer l'information au niveau du receptr.

Il ressort de la dynamique des coordonnées collectives (fig 3.14) des deux ansatz que le retard temporel accusé par l'ansatz classique pendant la propagation a considérablement augmenté soit de  $2\text{ps}$  par rapport au cas précédent (fig 3.14.a). Par contre, l'ansatz classique modifié évolue toujours en phase avec le champ impulsionnel (fig 3.14b). Ces observations nous permettent d'affirmer que la coordonnée collective  $X_2$  de la position temporelle provenant de l'ansatz classique a perdu complètement son sens physique tandis que l'ansatz classique modifié grâce à la coordonnée  $X_7(z)$  a permis de décrire toutes les distorsions dans le domaine temporel. Il en est de même pour la coordonnée  $X_7$  de décalage en fréquence où l'écart énergétique est de

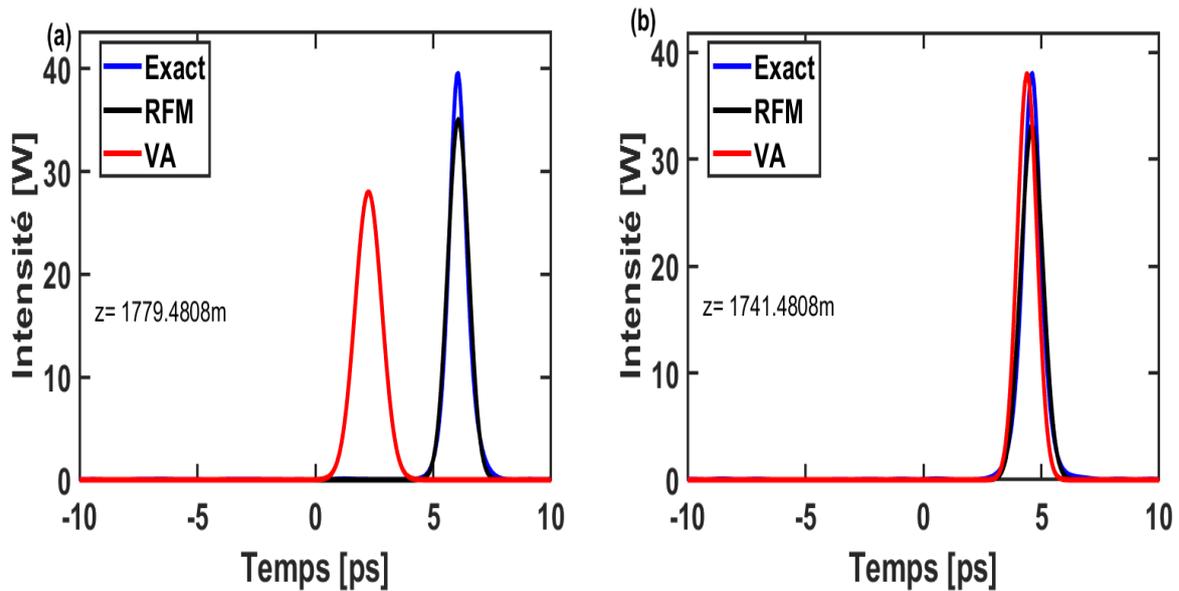


FIGURE 3.13 – Profil d'intensité d'une impulsion optique perturbée par la dispersion d'ordre 2, la nonlinéarité cubique et l'effet Raman cubique-quintique et la nonlinéarité quintique pour une distance de propagation  $z=1780\text{m}$ . (a) Ansatz classique ; (b) Ansatz classique modifié

$0.21\text{Thz}$  (fig 3.14.a) lorsque l'ansatz classique est utilisé. La coordonnées  $X_8(z)$  quant à elle a contribué à décrire les distorsions internes et externes provoquées par la nouvelle cadence imposée par la dérive en fréquence dans le milieu. Ces deux coordonnées nous ont ainsi permis d'obtenir pour l'ansatz classique modifié la figure 3.13.b qui montre une superposition parfaite entre le profil du champ impulsionnel et celui provenant de l'ansatz classique modifié, tandis qu'avec l'ansatz classique nous constatons qu'il n'est plus fiable pour caractériser une impulsion se trouvant dans ces conditions environnementales. Ainsi, nous pouvons nous fier aux valeurs de décalage temporel et de fréquence que nous avons obtenues avec la dynamique des variables collectives pour la conception nouvelles fibres optiques.

Au cours de cette première investigation, nous avons présenté une méthode qui permet d'évaluer le décalage de la position du milieu du temps bit lorsqu'une impulsion lumineuse ultrabrève se propage dans un environnement optique fibré fortement perturbé par la dispersion d'ordre 2, la non linéarité cubique-quintique et les effets Raman cubique et quintique. Nous avons utilisé la technique des variables collectives avec deux ansatz à savoir l'ansatz classique à 6 coordonnées et l'ansatz classique modifié à 8 coordonnées dans le but de les comparer et valider l'ansatz qui est le mieux adapté pour la caractérisation en phase et en intensité de l'impulsion se trouvant dans les conditions environnementales décrites précédemment. Dans un premier temps nous avons soumis le système aux effets de dispersion d'ordre 2 et de non linéarité cubique et nous avons constaté que le signal optique garde son profil gaussien et robuste et que les deux ansatz décrivent parfaitement son évolution. La même remarque a été faite lorsque

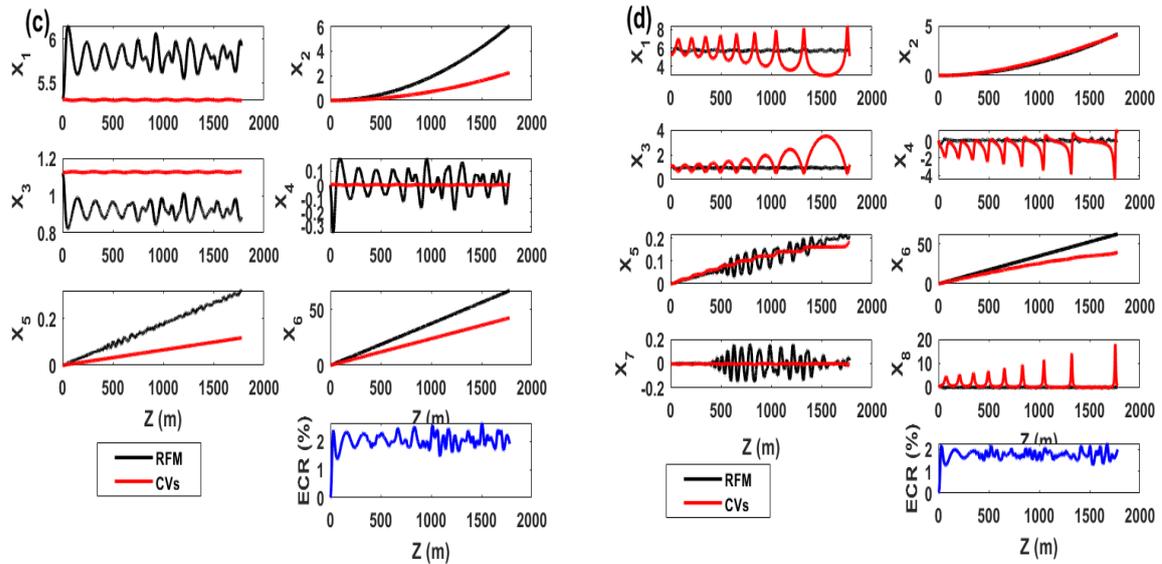


FIGURE 3.14 – Dynamique des coordonnées collectives d’une impulsion optique perturbée par la dispersion d’ordre 2, la nonlinéarité cubique et l’effet Raman cubique-quintique et la nonlinéarité quintique pour une distance de propagation  $z=1780\text{m}$ . (a) Ansatz classique ; (b) Ansatz classique modifié

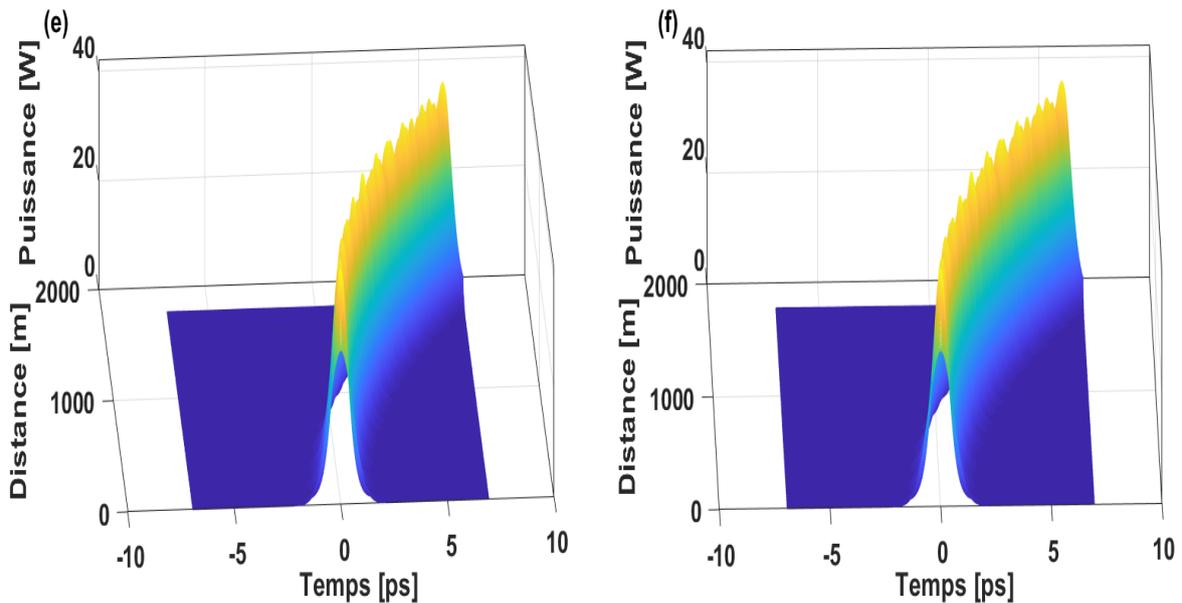


FIGURE 3.15 – Evolution en 3D d’une impulsion optique perturbée par la dispersion d’ordre 2, la nonlinéarité cubique et l’effet Raman cubique-quintique et la nonlinéarité quintique pour une distance de propagation  $z=1780\text{m}$ . (a) Ansatz classique ; (b) Ansatz classique modifié

la non linéarité quintique s’ajoute à ces conditions dans le milieu avec la seule remarque que cette non linéarité augmente la puissance crête du profil d’intensité du champ laser ce qui signifie que les distorsions internes augmentent dans le milieu mais le spectre temporel et de

fréquence n'est pas modifié. Cependant, le déséquilibre provoqué par l'effet Raman cubique-quintique en présence de la non linéarité quintique provoque un décalage du milieu du temps-bit encore appelé position temporelle. Dans ces conditions nous avons observé que l'ansatz classique n'arrive plus à décrire le comportement dynamique du champ impulsionnel tandis que l'ansatz classique modifié lui continue de suivre et décrire parfaitement l'évolution dynamique du champ impulsionnel. Ceci nous a permis de valider le rôle majeur que jouent les deux coordonnées additives dont est doté l'ansatz classique modifié à savoir de corriger et représenter toutes les distorsions de fréquence qui n'ont pas pu être évaluées par l'ansatz classique.

Nous pouvons ainsi conclure sur la base de ces résultats que l'ansatz classique modifié est le meilleur candidat pour suivre l'évolution d'une impulsion lorsque celle-ci se retrouve dans un environnement fortement perturbé par les effets de diffusion Raman cubique et quintique contrairement à l'ansatz classique jusqu'ici utilisé qui n'arrive plus à suivre la cadence imposée par ces effets et donne donc des cartes de comportement qui ne permettent pas aux opérateurs de télécommunications de savoir exactement ce qui perturbe le transit des données dans le système pendant la propagation pour la conception de fibre optiques de nouvelles générations et davantage permettre aux industriels et opérateurs télécoms de savoir de quels type de caractéristique doit être doté un signal conçu pour se propager dans un environnement perturbé par l'effet Raman.

### **3.2 Bande de fréquences pour la génération et la stabilisation des hautes puissances dans un métamatériau optique main-gauche en présence des effets des non linéarités cubique et quintique et l'effet Raman cubique**

Dans cette partie, les investigations menées portent sur la caractérisation en phase et en intensité d'une impulsion optique se propageant dans un matériau doublement négatif. Pour cela, les comportements de l'impulsion soumise à l'action de la dispersion d'ordre 2, les non linéarités cubique -quintique et l'effet Raman cubique sont évalués en fonction de certaines valeurs de fréquences bien précises. Il sera question de déterminer la bande de fréquences adaptée pour cette étude de cas, puis l'impact de la non linéarité quintique et de l'effet Raman cubique sur le profil d'intensité de l'enveloppe gaussienne du champ impulsionnel pendant sa propagation dans le milieu sous deux régimes de propagation à savoir le régime d'absorption et le régime d'indice négatif. Nous terminons en évaluant le rôle de la fréquence dans le système de transmission dans ces conditions.

### 3.2.1 Modèle théorique d'équation de propagation des ondes électromagnétiques dans les métamatériaux

Les équations de propagation des ondes dans les métamatériaux sont obtenues en appliquant directement la méthode de l'approximation de l'enveloppe lentement variable, et en utilisant les équations de Maxwell appliquées à un matériau activement magnétique [126]. Ainsi, nous obtenons :

$$\nabla \times E = \mu_0 \mu_r \frac{\partial H}{\partial t} \quad (3.18)$$

$$\nabla \times E = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial E}{\partial t} \quad (3.19)$$

Où  $\mu_r$  et  $\varepsilon_r$  sont respectivement la perméabilité et la permittivité relatives et  $\nabla = \left[ \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right]$ . Pour des raisons de simplicité, les champs seront définis ainsi qu'il suit [127] :

$$D(z, t) = \hat{i} \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon(\omega) E_x(z, \omega) e^{-i\omega t} d\omega + P_{nl}(z, t) \right] \quad (3.20)$$

$$B(z, t) = \hat{j} \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \mu(\omega) H_y(z, \omega) e^{-i\omega t} d\omega \right] \quad (3.21)$$

Où  $P_{nl}$  est la polarisation non linéaire. Partant des équations de Maxwell pour les champs de polarisation linéaire, on a les relations :

$$\frac{\partial E}{\partial z} = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (3.22)$$

$$-\frac{\partial H}{\partial z} = \frac{\partial D}{\partial t} \quad (3.23)$$

Où  $\vec{E}$  est le champ électrique,  $\vec{B}$  le champ magnétique,  $\vec{H}$  l'induction magnétique et  $\vec{D}$  l'induction électrique. En substituant les équations (3.20) et (3.21) dans (3.22) et (3.23) on obtient :

$$\frac{\partial E_x(z, t)}{\partial z} = \frac{i}{c} \int_{-\infty}^{+\infty} [\omega \mu(\omega)] H_y(z, t) e^{-i\omega t} d\omega \quad (3.24)$$

$$\frac{\partial H_y(z, t)}{\partial z} = \frac{i}{c} \int_{-\infty}^{+\infty} [\omega \varepsilon(\omega)] E_x(z, t) e^{-i\omega t} d\omega - \frac{1}{c} \frac{\partial P_{nl}(z, t)}{\partial t} \quad (3.25)$$

En faisant un développement limité autour de  $\omega_0$  sur  $\omega \varepsilon(\omega)$  et  $\omega \mu(\omega)$ , on arrive aux équations suivantes :

$$\omega \varepsilon(\omega) = \sum_{n=0}^{\infty} \left[ \frac{\partial^n [\omega \varepsilon(\omega)]}{\partial \omega^n} \Big|_{\omega=\omega_0} \frac{(\omega - \omega_0)^n}{n!} \right] \quad (3.26)$$

$$\omega \mu(\omega) = \sum_{n=0}^{\infty} \left[ \frac{\partial^n [\omega \mu(\omega)]}{\partial \omega^n} \Big|_{\omega=\omega_0} \frac{(\omega - \omega_0)^n}{n!} \right] \quad (3.27)$$

Où  $\omega_0$  est la fréquence de l'impulsion incidente. En remplaçant les équations (3.26) et (3.27) dans (3.24) et (3.25), nous obtenons :

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = \frac{i}{c} e^{i\alpha} \sum_{n=0}^{\infty} \left( i^n \left( \frac{\partial^n (\omega\mu)}{\partial \omega^n} \right)_{\omega=\omega_0} \frac{1}{n!} \frac{\partial^n H_y}{\partial t^n} \right) \quad (3.28)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{i}{c} e^{i\alpha} \sum_{n=0}^{\infty} i^n \left( \frac{\partial^n (\omega\varepsilon)}{\partial \omega^n} \right)_{\omega=\omega_0} \frac{1}{n!} \frac{\partial^n E_x}{\partial t^n} - \frac{1}{c} \frac{\partial P_{nl}}{\partial t} \quad (3.29)$$

Où  $\alpha = kz - \omega_0 t$  et  $E_x$  et  $H_y$  sont des champs fonction de  $z$  et  $t$ . Nous remarquons que les équations Eqs. (3.28) et (3.29) sont très générales, ceci à cause du fait qu'elles mettent en exergue les termes de dispersion jusqu'à l'ordre  $n$ . Pour la propagation des impulsions ultra-brèves, nous nous intéressons au troisième ordre. Ceci nous conduira aux équations suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_x(z, t)}{\partial z} = \frac{i}{c} e^{i\alpha} \left( \omega\mu H_y + i \left( \frac{\partial(\omega\mu)}{\partial \omega} \right)_{\omega=\omega_0} \frac{\partial H_y}{\partial t} - \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2(\omega\mu)}{\partial \omega^2} \right)_{\omega=\omega_0} \frac{\partial^2 H_y}{\partial t^2} \right) \\ + \frac{i}{c} e^{i\alpha} \left( \frac{1}{6} \frac{\partial^3(\omega\mu)}{\partial \omega^3} \right)_{\omega=\omega_0} \frac{\partial^3 H_y}{\partial t^3} \end{aligned} \quad (3.30)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_y(z, t)}{\partial z} = \frac{i}{c} e^{i\alpha} \left( \omega\varepsilon E_x + i \left( \frac{\partial(\omega\varepsilon)}{\partial \omega} \right)_{\omega=\omega_0} \frac{\partial E_x}{\partial t} - \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2(\omega\varepsilon)}{\partial \omega^2} \right)_{\omega=\omega_0} \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} \right) \\ + \frac{i}{c} e^{i\alpha} \left( \frac{1}{6} \frac{\partial^3(\omega\varepsilon)}{\partial \omega^3} \right)_{\omega=\omega_0} \frac{\partial^3 E_x}{\partial t^3} - \frac{1}{c} \frac{\partial P_{nl}}{\partial t} \end{aligned} \quad (3.31)$$

Décomposons maintenant les champs électrique et magnétique comme des fonctions enveloppes et multiplions les par le porteur du vecteur d'onde et de la fréquence :  $[E(z, t), H(z, t)]e^{i(kz-\omega t)}$ .

A cet effet, nous poserons  $\tau = \frac{ct}{\lambda_p}$ ,  $\xi = \frac{z}{\lambda_p}$ , on obtient :

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = \frac{1}{\lambda_p} \frac{\partial E_x}{\partial \xi}, \quad (3.32)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{1}{\lambda_p} \frac{\partial H_y}{\partial \xi}, \quad (3.33)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{c}{\lambda_p} \frac{\partial E_x}{\partial \tau}, \quad (3.34)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{c}{\lambda_p} \frac{\partial H_y}{\partial \tau}, \quad (3.35)$$

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} = \left( \frac{c}{\lambda_p} \right)^2 \frac{\partial^2 E_x}{\partial \tau^2}, \quad (3.36)$$

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial t^2} = \left( \frac{c}{\lambda_p} \right)^2 \frac{\partial^2 H_y}{\partial \tau^2}, \quad (3.37)$$

$$\frac{\partial^3 E_x}{\partial t^3} = \left(\frac{c}{\lambda_p}\right)^3 \frac{\partial^3 E_x}{\partial \tau^3}, \quad (3.38)$$

$$\frac{\partial^3 H_y}{\partial t^3} = \left(\frac{c}{\lambda_p}\right)^3 \frac{\partial^3 H_y}{\partial \tau^3}. \quad (3.39)$$

compte tenu des équations(3.32) à (3.39) et en considérant dans un premier temps les transformations sur l'équation (3.30) nous avons :

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = e^{i(kz-\omega t)} \left( \frac{1}{\lambda_p} \frac{\partial E}{\partial \xi} + in\omega_0 E \right) \quad (3.40)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = e^{i(kz-\omega t)} \left( \frac{1}{\lambda_p} \frac{\partial H}{\partial \tau} - i\omega H \right) \quad (3.41)$$

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial t^2} = e^{i(kz-\omega t)} \left( \left(\frac{c}{\lambda_p}\right)^2 \frac{\partial^2 H}{\partial \tau^2} - i\omega^2 H - 2i\omega \frac{c}{\lambda_p} \frac{\partial H}{\partial \tau} \right) \quad (3.42)$$

$$\frac{\partial^3 H_y}{\partial t^3} = e^{i(kz-\omega t)} \left( \left(\frac{c}{\lambda_p}\right)^3 \frac{\partial^3 H}{\partial \tau^3} + i\omega^3 H - 3i\omega \left(\frac{c}{\lambda_p}\right)^2 \frac{\partial^2 H}{\partial \tau^2} - 3i\omega^2 \frac{c}{\lambda_p} \frac{\partial H}{\partial \tau} \right) \quad (3.43)$$

L'équation (3.31) permet d'aboutir à :

$$\begin{aligned} \frac{\partial H}{\partial \xi} &= -i \frac{n\omega_0}{c} \lambda_p H + i \frac{\lambda_p}{c} \left( (\omega\varepsilon) E + i \frac{\partial}{\partial \omega} (\omega\varepsilon) \left[ \left(\frac{c}{\lambda_p}\right) \frac{\partial E}{\partial \tau} - i\omega E \right] \right) \\ &\quad - i \frac{\lambda_p}{c} \left( \frac{1}{2} \frac{\partial^2 (\omega\varepsilon)}{\partial \omega^2} \left[ \left(\frac{c}{\lambda_p}\right)^2 \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} - i\omega^2 E - 2i\omega \frac{c}{\lambda_p} \frac{\partial E}{\partial \tau} \right] \right) \\ &\quad - \frac{\lambda_p}{c} \frac{1}{6} \frac{\partial^3 (\omega\varepsilon)}{\partial \omega^3} \left( \left(\frac{c}{\lambda_p}\right)^3 \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} - 3i\omega \left(\frac{c}{\lambda_p}\right)^2 \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} - 3i\omega^2 \left(\frac{c}{\lambda_p}\right) \frac{\partial E}{\partial \tau} + i\omega^3 E \right) \end{aligned} \quad (3.44)$$

En considérant que  $\tilde{\omega} = \frac{\omega}{\omega_p}$  ;  $\alpha = \frac{\partial[\tilde{\omega}\varepsilon(\tilde{\omega})]}{\partial \tilde{\omega}}$  ;  $\alpha' = \frac{\partial^2[\tilde{\omega}\varepsilon(\tilde{\omega})]}{\partial \tilde{\omega}^2}$  ;  $\alpha'' = \frac{\partial^3[\tilde{\omega}\varepsilon(\tilde{\omega})]}{\partial \tilde{\omega}^3}$  ;  $\beta = 2\pi\tilde{\omega} = 2\pi \frac{\omega}{\omega_p}$  et en faisant les approximations suivantes[76] :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} \approx \frac{i\beta\mu\chi^{(3)}}{2n} \frac{\partial}{\partial \tau} (|E|^2 E) \quad (3.45)$$

$$\frac{\partial E}{\partial \tau} \approx \frac{i\beta\mu\chi^{(3)}}{2n} (|E|^2 E) \quad (3.46)$$

Sachant que le vecteur d'onde est de la forme :  $k = n\omega_0/c$ , la transformation de l'équation (3.34) conduit à :

$$\alpha \frac{\partial E}{\partial \tau} + \frac{i\alpha'}{4\pi} \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} + \frac{\alpha''}{24\pi^2} \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} = i\beta\varepsilon E - i\beta n H - \frac{\partial H}{\partial \xi} + i\beta\chi^{(3)} |E|^2 E - \chi^{(3)} \frac{\partial}{\partial \tau} (|E|^2 E) \quad (3.47)$$

Si nous appliquons la meme démarche à l'équation (3.30), et en considérant alors que  $\gamma = \frac{\partial[\tilde{\omega}\mu(\tilde{\omega})]}{\partial\tilde{\omega}}$ ;  $\gamma' = \frac{\partial^2[\tilde{\omega}\mu(\tilde{\omega})]}{\partial\tilde{\omega}^2}$ ;  $\gamma'' = \frac{\partial^3[\tilde{\omega}\mu(\tilde{\omega})]}{\partial\tilde{\omega}^3}$ , nous obtenons :

$$\gamma \frac{\partial H}{\partial \tau} + \frac{i\gamma'}{4\pi} \frac{\partial^2 H}{\partial \tau^2} + \frac{\gamma''}{24\pi^2} \frac{\partial^3 H}{\partial \tau^3} = i\beta\mu H - i\beta n E - \frac{\partial E}{\partial \xi} \quad (3.48)$$

Où  $\omega_p$  et  $\lambda_p$  désignent respectivement la fréquence et la longueur d'onde plasma. Pour les matériaux transparents, le fait que l'énergie doit toujours être positive [128], impose les conditions suivantes  $\alpha = \frac{\partial[\tilde{\omega}\varepsilon(\tilde{\omega})]}{\partial\tilde{\omega}} > 0$  et  $\gamma = \frac{\partial[\tilde{\omega}\mu(\tilde{\omega})]}{\partial\tilde{\omega}} > 0$  simultanément. Par la suite nous nous rassurerons que le régime d'indice positif reste faible [129]. Dans cette hypothèse et à partir de l'Eq. (3.48) nous obtenons :

$$H = \frac{1}{i\beta\mu} \left[ \gamma \frac{\partial H}{\partial \tau} + \frac{i\gamma'}{4\pi} \frac{\partial^2 H}{\partial \tau^2} + \frac{\gamma''}{24\pi^2} \frac{\partial^3 H}{\partial \tau^3} + i\beta n E + \frac{\partial E}{\partial \xi} \right] \quad (3.49)$$

En substituant l'équation (3.49) dans l'équation (3.47) de manière formelle :  $H \rightarrow E$  et  $E \rightarrow H$  vis versa. On obtient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial \xi} + \frac{(\varepsilon\gamma + \alpha\mu)}{2n} \frac{\partial E}{\partial \tau} &= \frac{1}{2n\beta} \left( \frac{\partial^2 E}{\partial \xi^2} - \alpha\gamma \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} \right) + i\beta \frac{\mu}{2n} \chi^{(3)} |E|^2 E \\ - \frac{(\gamma + \mu)}{2n} \chi^{(3)} \frac{\partial(|E|^2 E)}{\partial \tau} &- i \frac{(\varepsilon\gamma' + \mu\alpha')}{8\pi n} \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} - \frac{(\varepsilon\gamma'' + \mu\alpha'')}{24\pi^2 n} \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} \end{aligned} \quad (3.50)$$

Habituellement, le phénomène de propagation a lieu dans les gaz de faible densité ou dans les matériaux de sorte que l'indice de réfraction du milieu soit supérieur à 1. Par contre, ce n'est pas le cas ici. Ainsi, il faudrait beaucoup de prudence sur l'extension de validité de l'Eq. (3.50) dans les régions où  $n \rightarrow 0$  [127]. La forme de l'Eq. (3.50) suggère que la vitesse de groupe soit sur la forme  $V_g = 2n/(\varepsilon\gamma + \mu\alpha)$ . Un calcul simple permet de montrer aussi  $n^2 = \varepsilon\mu$ . Pour la suite,  $V_g = 1/(n + \partial n/\partial \omega) = (\partial n/\partial \omega)^2$ , qui est l'expression habituelle de la vitesse de groupe en unité de c. Puisque l'indice de réfraction n est négative lorsque et sont simultanément négatifs,  $\alpha > 0$  et  $\gamma > 0$  [49]. Il ressort que la vitesse de groupe est toujours positive. Posons  $\frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial \xi} - \frac{1}{V_g} \frac{\partial}{\partial \tau}$  et  $\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \tau}$  [49]. L'Eq. (3.50) devient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial z} &= \frac{1}{2n\beta} \left( \frac{1}{V_g^2} - \alpha\gamma - \beta \frac{(\varepsilon\gamma' + \mu\alpha')}{2} \right) \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \frac{(\varepsilon\gamma'' + \mu\alpha'')}{24\pi^2 n} \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} \\ - \frac{\gamma\chi^{(3)+\mu\chi^{(3)}}}{2n} \frac{\partial(|E|^2 E)}{\partial \tau} &+ \frac{i}{2n\beta} \left( \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{2}{V_g} \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial E}{\partial t} \right) + i\beta \frac{\mu}{2n} \chi^{(3)} |E|^2 E \end{aligned} \quad (3.51)$$

En utilisant les approximations suivantes [127] :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} \approx i\beta \frac{\mu}{2n} \chi^{(3)} \frac{\partial}{\partial z} (|E|^2 E) \quad (3.52)$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z \partial t} \approx i\beta \frac{\mu}{2n} \chi^{(3)} \frac{\partial}{\partial t} (|E|^2 E) \quad (3.53)$$

En introduisant les Eqs. (3.52) et (3.53) dans Eq. (3.51), on obtient :

$$\frac{\partial E}{\partial z} \approx i \frac{K''}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{K'''}{6} \frac{\partial^3}{\partial t^3} + i\beta \frac{\mu}{2n} \chi^{(3)} [|E|^2] |E|^2 E + \chi^{(3)} \left( \frac{\mu}{2V_g n^2} - \frac{\gamma + \mu}{2n} \right) \frac{\partial (|E|^2 E)}{\partial t} \quad (3.54)$$

où :

$$K'' = \frac{1}{n\beta} \left( \frac{1}{V_g^2} - \alpha\gamma - \beta \frac{(\varepsilon\gamma' + \mu\alpha')}{2} \right) \text{ et } K''' = \frac{(\varepsilon\gamma'' + \mu\alpha'')}{24\pi^2 n}$$

L'Eq. (3.54) est une équation de Schrödinger non linéaire généralisée. Elle peut être résolue en utilisant n'importe quelle technique numérique de calcul. Cependant, dans le cadre de cette investigation, nous utiliserons l'approche de variables collectives qui sera détaillée au chapitre 2.

Par ailleurs, certains aspects qualitatifs de l'Eq. (3.54) sont à relever. Premièrement, le signe de la vitesse de dispersion de groupe peut être positif ou négatif, ceci en fonction du choix des paramètres. Ensuite, pour assurer le fait que la susceptibilité  $\chi^{(3)}$  soit positive, le signe du coefficient non linéaire dominant doit toujours être positif puisque le rapport  $\mu/n$  est positif. Enfin, les contributions magnétiques sur le terme d'auto-raïdissement sont évidentes puisqu'il est entièrement fonction de la perméabilité. Habituellement, ( $\mu = 1$  et  $n > 1$ ), ce coefficient est négatif [128], mais sa forme dans l'Eq. (3.54) et le modèle utilisé l'impose à être positif pour des fréquences incluses dans la région  $0 < n < 1$  [127]. Nous obtenons donc une équation de propagation de la forme :

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial t} = & -\frac{i\Theta_2}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + i\Upsilon_0(z) |E|^2 E + i\Upsilon_a(z) |E|^4 E + \frac{\Theta_3}{6} \frac{\partial^3}{\partial t^3} + \Xi_S \frac{\partial (|E|^2 E)}{\partial t} \\ & + \Upsilon_r \frac{\partial}{\partial \tau} (|E|^2) E + \Xi_S \frac{\partial (|E|^2 E)}{\partial t} + \Upsilon_r \frac{\partial}{\partial \tau} (|E|^2) E \end{aligned} \quad (3.55)$$

où  $\Theta_2$ ,  $\Theta_3$ ,  $\Upsilon_0(z)$ ,  $\Upsilon_a(z)$  et  $\Xi_S$  représentent respectivement la dispersion de vitesse de groupe, la dispersion d'ordre trois, la non linéarité cubique, la non linéarité quintique et d'auto-raïdissement.

### 3.2.2 Modèle théorique considéré

Il s'agit d'une équation de schrodinger non-linéaire inspirée de Popov et al [111], mais obtenue en suivant les considérations de Scalora et al [112] et reformulée en terme d'enveloppe lentement variable du champ électrique  $A(z, \tau)$  par :

$$\frac{\partial A}{\partial Z} = -i \frac{\Theta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + i\Upsilon_0 |A|^2 A + i\Upsilon_a |A|^4 A + \Upsilon_r \frac{\partial}{\partial \tau} (|A|^2) A \quad (3.56)$$

où  $A(z, t)$  est l'enveloppe lentement variable du champ électrique à la position  $Z = z/\lambda_p$  et à l'instant  $\tau = ct/\lambda_p$  avec  $\omega_p = 2\pi/\lambda_p$  où  $\omega_p$  est la fréquence du plasma électrique et  $\lambda_p$  sa longueur d'onde correspondante [112,113]. Les termes  $\Theta_2$ ,  $\Upsilon_0$ , et  $\Upsilon_a$  sont respectivement la dispersion d'ordre 2 et les non linéarité cubiques et quintiques. Ces coefficients qui ont été précédemment

établis par Scalora et al [112] et plus récemment par Onana et al [72,85,114-116] sont définis par :

$$\Theta_2 = -\frac{1}{n\beta} \left( \frac{1}{V_g^2} - \alpha\gamma - \frac{1}{4} \frac{\beta(\varepsilon\gamma' + \mu\alpha')}{\pi} \right) \quad (3.57)$$

$$\Upsilon_0 = \frac{1}{2} \frac{\beta\mu(\chi^{(3)})}{n} \quad (3.58)$$

$$\Upsilon_a = -\frac{1}{8} \frac{\beta\mu_2(\chi^{(3)})^2}{n^3} \quad (3.59)$$

Avec  $\alpha; \alpha'; \gamma; \gamma'; \beta$  sont définis par les équations (3.44) et (3.47). L'expression  $\Upsilon_r$  représente la contribution Raman cubique et a été établis par Kockaert et al[117] par :

$$\Upsilon_r = -\Upsilon_0 T_r \quad (3.60)$$

Où  $T_r$  est un paramètre qui dépend des effets Raman[111]. Nous considérons par la suite que  $T_r = 6.5$ .

Pour déterminer la bande de fréquences de transmission adéquate pour notre étude, nous allons exprimer les paramètres linéaires et non linéaires agissant dans le milieu en fonction de la fréquence addimensionnée notée  $\tilde{\omega} = \frac{\omega}{\omega_p}$ . Soulignons que notre étude sera faite suivant deux sous-régimes à savoir le régime d'indice négatif et le régime d'absorption.

### 3.2.3 Expression et analyse des paramètres de propagation du champ laser incident dans le régime d'indice négatif

Dans ce cas, nous décrivons les paramètres de perméabilité et de permittivité grâce au modèle de Drude sans pertes [112] tel que :  $\varepsilon(\tilde{\omega}) = 1 - \frac{1}{\tilde{\omega}^2}$ ,  $\mu(\tilde{\omega}) = 1 - \frac{\omega_m^2/\omega_p^2}{\tilde{\omega}^2}$  où  $\omega_m$  est la fréquence du plasma magnétique[112]. L'indice de réfraction négatif est donné par :

$$n = -\sqrt{\varepsilon(\tilde{\omega})\mu(\tilde{\omega})} [112, 115, 117]$$

En tenant compte de la susceptibilité trois[112],  $\chi^{(3)} = 10^{-10}$  (USI), la vitesse de groupe  $V_g = \frac{2n}{\varepsilon\gamma + \mu\alpha}$  et du quotient  $\frac{\omega_m^2}{\omega_p^2} = 0.64$ , les coefficients de l'équation de schrodinger que nous étudions sont donnés par : [72,85,114,115,112,118]

$$\begin{aligned} \Theta_{2(NIR)}(\tilde{\omega}) &= \frac{0.03(\tilde{\omega}^5 - 36.0\tilde{\omega}^3 + 36.0\tilde{\omega})}{\tilde{\omega}^4 \sqrt{(5.0\tilde{\omega}^2 - 4.0)^2(\tilde{\omega}^2 - 1.0)^3(10\tilde{\omega}^2 - 9.0)}} \\ &+ \frac{0.03(570.0\tilde{\omega}^6 - 1566.0\tilde{\omega}^4 + 1428.0\tilde{\omega}^2 - 432.0)}{\tilde{\omega}^4 \sqrt{(5.0\tilde{\omega}^2 - 4.0)^2(\tilde{\omega}^2 - 1.0)^3(10.0\tilde{\omega}^2 - 9.0)}} \end{aligned} \quad (3.61)$$

$$\Upsilon_{0(NIR)}(\tilde{\omega}) = -0.99 \frac{\tilde{\omega} \sqrt{(10.0\tilde{\omega}^2 - 9.0)}}{\sqrt{(\tilde{\omega}^2 - 1.0)}} \quad (3.62)$$

$$\Upsilon_{a(NIR)}(\tilde{\omega}) = 0.25 \frac{\tilde{\omega}^3 \sqrt{(10.0\tilde{\omega}^2 - 9.0)}}{\sqrt{(\tilde{\omega}^2 - 1.0)^3}} \quad (3.63)$$

Nous constatons que toutes ces équations dépendent uniquement de la fréquence  $\tilde{\omega}$ . Ainsi, le comportement dynamique de l'impulsion pendant la propagation dans ce régime dépendra essentiellement des variations de fréquence de l'onde incidente et du plasma électrique.

### 3.2.4 Expression et analyse des coefficients de propagation du champ laser incident dans le régime d'absorption

Nous considérons dans ce cas le modèle de Drude avec perte et les expressions de la permittivité et de la perméabilité deviennent :  $\varepsilon(\tilde{\omega}) = 1 - \frac{1}{\tilde{\omega}^2 + i\tilde{\gamma}\tilde{\omega}}$ , et  $\mu(\tilde{\omega}) = 1 - \frac{\omega_m^2/\omega_p^2}{\tilde{\omega}^2 + i\tilde{\gamma}\tilde{\omega}}$  respectivement ; où  $\tilde{\gamma} = 5 \times 10^{-4}$ [85,115,119].

De la même manière que précédemment, les coefficients de l'équation de Schrodinger non-linéaire calculés pour le régime d'absorption sont donnés par[115] :

$$\Theta_{2(AR)}(\tilde{\omega}) = g_1/g_2 \quad (3.64)$$

$$\Upsilon_{0(AR)}(\tilde{\omega}) = -3.14 \frac{\tilde{\omega} \sqrt{(20000.0\tilde{\omega}^2 + 9.0i\tilde{\omega} - 18000.0)}}{\sqrt{(20000.0\tilde{\omega}^2 + 9.0i\tilde{\omega} - 20000.0)}} \quad (3.65)$$

$$\Upsilon_{a(AR)}(\tilde{\omega}) = -0.79\tilde{\omega} \frac{\sqrt{\tilde{\omega}^2(20000.0\tilde{\omega} + 9.0i)^2(20000.0\tilde{\omega}^2 + 9.0i\tilde{\omega} - 18000.0)}}{\sqrt{(20000.0\tilde{\omega}^2 + 9.0i\tilde{\omega} - 20000.0)^3}} \quad (3.66)$$

$$\begin{aligned} g_1(\tilde{\omega}) = & 3.06 \times 10^{25}\tilde{\omega}^8 - 3.92 \times 10^{19}\tilde{\omega}^6 - 2.15 \times 10^{19}\tilde{\omega}^2 - 7.18 \times 10^{22}\tilde{\omega}^5i \\ & + 3.23 \times 10^{19}\tilde{\omega}^4 + 4.85 \times 10^{15}\tilde{\omega}^3i + 3.72 \times 10^{22}\tilde{\omega}^7i - 1.67 \times 10^{19}\tilde{\omega}^6 \\ & - 2.51 \times 10^{15}\tilde{\omega}^5i + 1.61 \times 10^{19}\tilde{\omega}^4 + 7.27 \times 10^{15}\tilde{\omega}^3i - 1.09 \times 10^{12}\tilde{\omega}^2 \\ & - 1.67 \times 10^{19}\tilde{\omega}^6 - 7.51 \times 10^{15}\tilde{\omega}^5i + 1.12785 \times 10^{12}\tilde{\omega}^4 - 2.51 \times 10^{15}\tilde{\omega}^5i \\ & + 1.13 \times 10^{13}\tilde{\omega}^4 + 1.069 \times 10^8\tilde{\omega}^3i - 7.99 \times 10^{25}\tilde{\omega}^6 - 3.59 \times 10^{22}\tilde{\omega}^5i \\ & + 5.40 \times 10^{18}\tilde{\omega}^4 + 2.75 \times 10^{25}\tilde{\omega}^8 + 1.24 \times 10^{22}\tilde{\omega}^7i - 1.86 \times 10^{18}\tilde{\omega}^6 \\ & + 7.72 \times 10^{25}\tilde{\omega}^4 + 3.47 \times 10^{22}\tilde{\omega}^3i - 5.22 \times 10^{18}\tilde{\omega}^2 + 1.30 \times 10^{16}\tilde{\omega}^3i \\ & + 7.98 \times 10^{25}\tilde{\omega}^4 - 8.56 \times 10^{25}\tilde{\omega}^6 + 3.47 \times 10^{22}\tilde{\omega}^3i - 1.56 \times 10^{19}\tilde{\omega}^2 \\ & - 2.34 \times 10^{15}\tilde{\omega}i - 1.11 \times 10^{22}\tilde{\omega}i + 1.67 \times 10^{18} + 1.02 \times 10^{23}\tilde{\omega}^5 \\ & - 2.48 \times 10^{25}\tilde{\omega}^2 - 1.11 \times 10^{22}i\tilde{\omega} + 1.67 \times 10^{18} - 2.42 \times 10^{15}\tilde{\omega}i \\ & - 1.39 \times 10^{13}\tilde{\omega}^2i + 5.78 \times 10^{19}\tilde{\omega}^4 - 1.39 \times 10^{16}\tilde{\omega}^5i + 1.88 \times 10^8\tilde{\omega}^3i \\ & - 1.16 \times 10^{23}\tilde{\omega}^5i + 1.38 \times 10^{20}\tilde{\omega}^4i - 1.17 \times 10^{12}\tilde{\omega}^2 - 6.70 \times 10^{16}\tilde{\omega}^3 \\ & + 7.19 \times 10^{22}\tilde{\omega}^3i + 2.51 \times 10^{12}\tilde{\omega}^4 + 5.50 \times 10^{22}\tilde{\omega}^7i + 1.04 \times 10^9 \end{aligned}$$

$$-2.48 \times 10^{25} \tilde{\omega}^2 \quad (3.67)$$

$$g_2(\tilde{\omega}) = \tilde{\omega}^3 (20000.0\tilde{\omega} + 9.0i)^3 \sqrt{(20000.0\tilde{\omega}^2 + 9.0i\tilde{\omega} - 20000.0)^3} \\ \times \sqrt{(20000.0\tilde{\omega}^2 + 9.0i\tilde{\omega} - 18000.0)^3} \quad (3.68)$$

Lorsque le régime d'absorption est pris en compte, nous constatons que tous les coefficients de l'équation (3.56) dépendent de la fréquence. Ainsi, leur évolution sera fonction de la variation de cette fréquence. Cependant, ce régime nous permettra d'évaluer l'impact du paramètre d'absorption sur la dynamique développée par l'impulsion pendant la propagation.

### 3.2.5 Equation du mouvement des coordonnées collectives

En appliquant la technique des variables collectives à l'équation (3.56) avec un ansatz Gaussien, les calculs effectués dans le cadre de l'approximation Bare conduisent aux équations variationnelles suivantes [118,120] :

$$\dot{X}_1(Z) = \frac{1}{2} X_1 X_4 \Theta_2(Z) \quad (3.69)$$

$$\dot{X}_2(Z) = -X_5 \Theta_2(Z) \quad (3.70)$$

$$\dot{X}_3(Z) = -X_3 X_4 \Theta_2(Z) \quad (3.71)$$

$$\dot{X}_4(Z) = \left( X_4^2 - \frac{4}{X_3^4} \right) \Theta_2(Z) - \sqrt{2} \frac{X_1^2}{X_3^2} \Upsilon_0(Z) - \frac{8\sqrt{3}}{9} \frac{X_1^4}{X_3^2} \Upsilon_a(Z) \quad (3.72)$$

$$\dot{X}_5 = -\sqrt{2} \frac{X_1^2}{X_3^2} \Upsilon_r(Z) \quad (3.73)$$

$$\dot{X}_6 = \left( \frac{1}{X_3^2} - \frac{1}{2} X_5^2 \right) \Theta_2(Z) + \frac{5\sqrt{2}}{8} X_1^2 \Upsilon_0(Z) + \frac{4\sqrt{3}}{9} X_1^4 \Upsilon_a(Z) \quad (3.74)$$

La première remarque qui ressort de ces équations est que toutes dépendent explicitement du paramètre de dispersion d'ordre 2 ( $\Theta_2(Z)$ ) exceptée la dynamique du décalage en fréquence ( $\dot{X}_5$ )( $Z$ ) qui elle dépend uniquement de  $\Upsilon_r(Z)$ . Nous pouvons donc dire de ce fait que l'effet Raman agira uniquement sur le décalage en fréquence. Par ailleurs, les non linéarités cubique ( $\Upsilon_0(Z)$ ) et quintique ( $\Upsilon_q(Z)$ ) agissent sur la dynamique de  $X_4(Z)$  et  $X_6(Z)$ .

## 3.3 Résultats numériques

Pour mener à bien l'analyse numérique de notre modèle, nous devons d'abord définir la bande de fréquences que nous allons utiliser. Pour cela, nous étudions le domaine de validité des différents effets pris en compte dans notre équation de Schrödinger et définis par les relations (3.61) à (3.63) pour le régime d'indice négatif d'une part et (3.64) à (3.66) pour le régime d'absorption d'autre part ; puis nous représentons les courbes d'évolution de ces différents effets pour cette bande de fréquences. Les valeurs de la fréquence que nous avons retenues sont donc

$0.32 \leq \tilde{\omega} \leq 0.78$ . Ces valeurs correspondent aux valeurs pour lesquelles les différents effets mis en jeu agissent significativement dans le milieu pendant la propagation. La distance de propagation est fixée à  $0 \leq Z \leq 0.003010$ .

Pour l'analyse numérique des cartes de comportement obtenues, nous allons considérer que les courbes en rouge et noire représentent respectivement la dynamique des coordonnées collectives provenant de l'ansatz classique avec pour légende : "CVs" et la dynamique des coordonnées collectives issues de la minimisation du champ résiduel avec pour légende "RFM" [103,92]. La courbe en vert représente l'énergie du champ résiduel qui nous permettra de savoir et apprécier d'avantage l'impact d'un effet ou de la fréquence sur l'évolution dynamique du champ impulsionnel. Par ailleurs, la carte de comportement de l'enveloppe porteuse sera présentée en 2D et en 3D respectivement pour les régimes d'indice de réfraction négatif et d'absorption dans tous les cas que nous allons étudier.

### 3.3.1 Impact des différents effets pris en compte dans le modèle sur la dynamique du champ impulsionnel

Les figures 3.18 et 3.19 montrent les cartes de comportement de l'impulsion respectivement pour les régimes d'indice négatif et d'absorption de l'impulsion pour la fréquence  $\tilde{\omega} = 0.32$  lorsque les effets de dispersion d'ordre 2 et de non linéarité cubique agissent dans le milieu de propagation. Les figures 3.18.a et 3.18.b montrent que les courbes en noires et rouges sont confondues et l'énergie du champ résiduel est inférieure à 1%. Ceci veut dire que les dynamiques des coordonnées collectives issues de l'ansatz et du champ résiduel évoluent sans perte d'énergie justifiant que les deux effets mis en jeu s'auto-compensent quelque soit le régime de propagation.

Ce phénomène se comprend mieux en observant les figures 3.19 a et b où nous avons une dynamique traduite par des gaussiennes qui se propagent sans déformation d'une part pour la full-equation et des droites linéaires et horizontales observées sur les figures 3.19 c et d pour la représentation en 2D d'autre part. Par ailleurs, la stabilité établie dans le système par ces effets provient du fait que à la fréquence  $\tilde{\omega} = 0.32$ , pour le régime d'indice négatif, la dispersion d'ordre 2 et la non linéarité cubique ont des valeurs respectivement négatives et positives soit -100 et 0.8 comme illustré sur la figure 3.16 a et c tandis que pour le régime d'absorption, nous observons une évolution décroissante et croissante respectivement justifiant ainsi la compensation entre les deux effets mis en jeu.

En faisant une légère augmentation de la fréquence de 0.1 soit  $\tilde{\omega} = 0.42$ . Les figures 3.16(a et c) nous montrent que dans le sous régime d'indice négatif, les effets de dispersion d'ordre 2 augmentent avec la fréquence (de -100 à -0.1) ainsi que les effets de non linéarité cubique (de 0.8 à 1.2). Pour le sous régime d'absorption, la diminution de la dispersion d'ordre 2 (fig3.16.b) vient compenser l'augmentation de la nonlinéarité cubique (fig3.16d). Mais cela n'affecte pas la stabilité de l'enveloppe gaussienne de l'impulsion preuve que lorsque la dispersion et la non

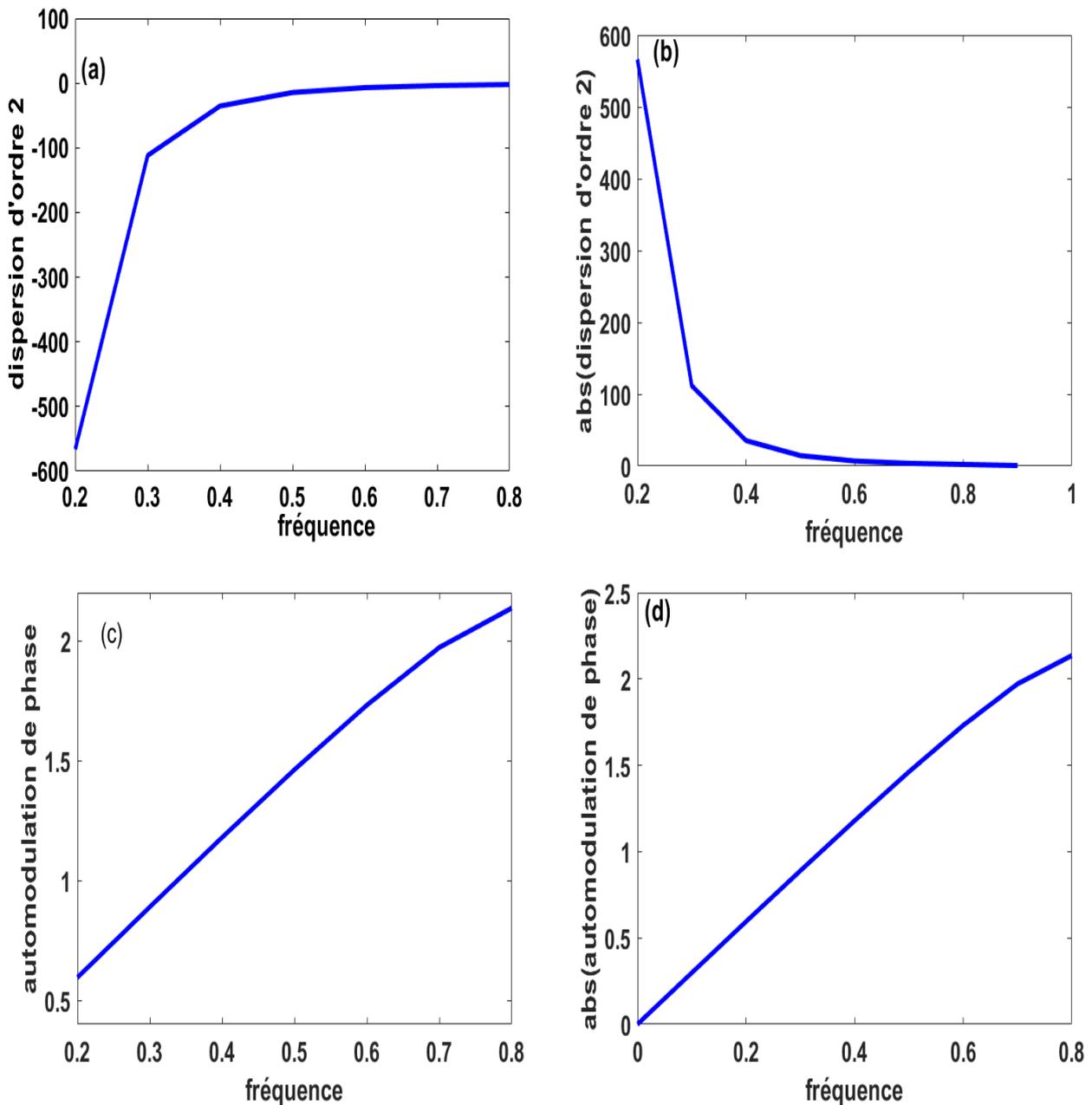


FIGURE 3.16 – Evolution des paramètres clés de l'équation en fonction de la fréquence. (a)dispersion d'ordre 2,(c) nonlinearité cubique (régime d'indice négatif). (b)dispersion d'ordre 2, (d)nonlinearité cubique)

linéarité sont les seuls effets à agir dans le système, la transmission de données numériques se fait sans perte d'énergie ni de données pendant la propagation quel que soit la fréquence ou le sous-régime d'indice de réfraction que l'on considère.

Toutefois, lorsque les effets de non linéarité quintique entrent en jeu pour cette valeur de la fréquence ( $\tilde{\omega} = 0.42$ ), nous obtenons les figures 3.20 et 3.21. Cependant les figures 3.16c et 3.17a nous montrent que la non-linéarité cubique et la non linéarité quintique ont toutes deux des valeurs positives soit  $\gamma_0 = 1.2$  et  $\gamma_1 = 0.14$  respectivement le régime d'indice négatif. Ainsi, nous

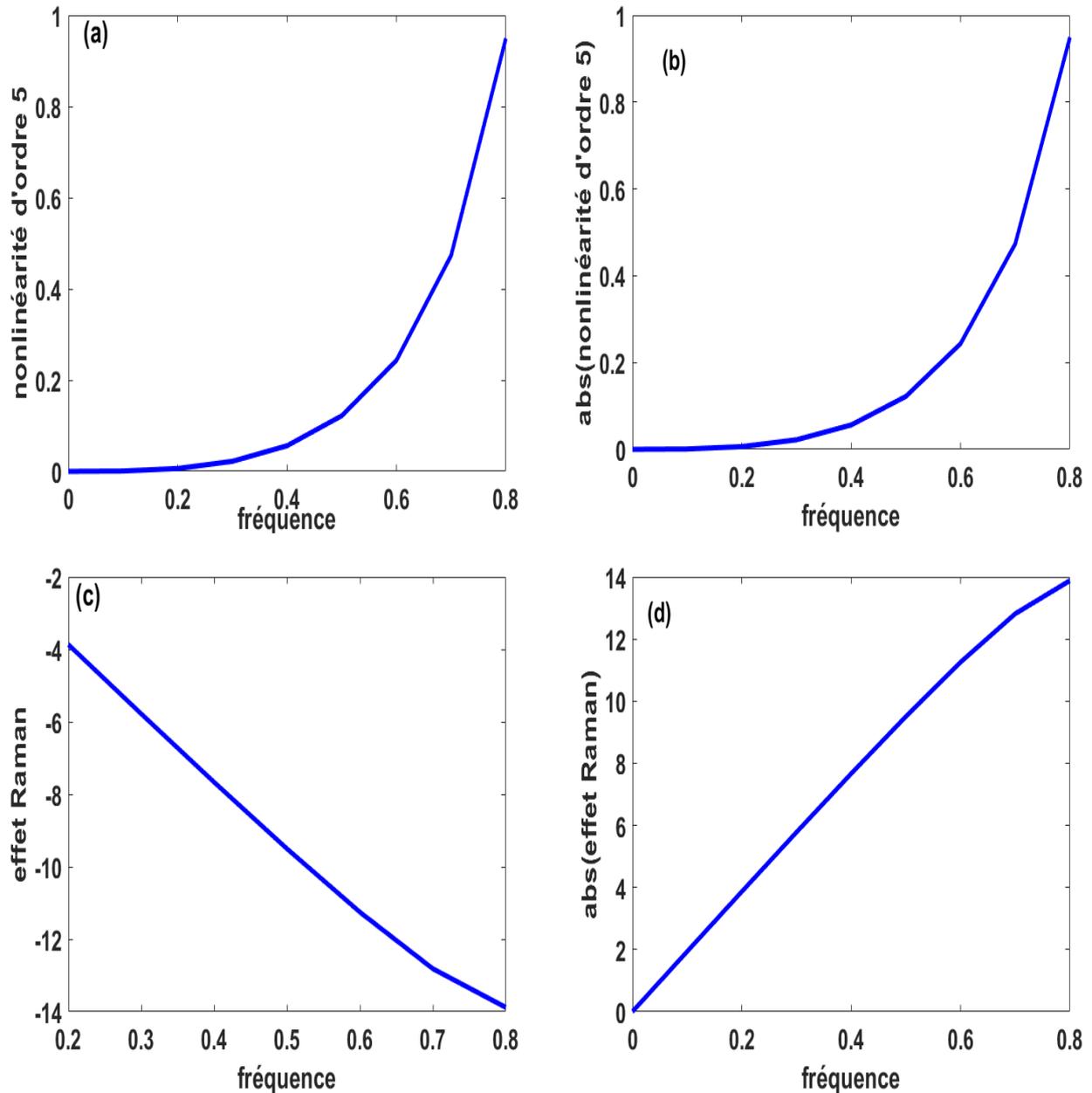


FIGURE 3.17 – Evolution des paramètres clés de l'équation en fonction de la fréquence. (a) non linéarité quintique, (c) effet Raman cubique (régime d'indice négatif). (b) non linéarité quintique, (d) effet Raman cubique (régime d'absorption)

pouvons dire que la force de la non linéarité a augmenté dans le milieu. En effet cette forte non linéarité va interagir avec la dispersion d'ordre 2 et déstabiliser l'équilibre établie précédemment. Cette déstabilisation va modifier la dynamique des coordonnées collectives provenant de l'ansatz d'une part et de la minimisation du champ résiduel d'autre part comme illustré sur la figure 3.20.a. Concernant la dynamique des variables collectives provenant de l'ansatz les distorsions provoquées par la non linéarité quintique sont traduites par des points de rupture au niveau

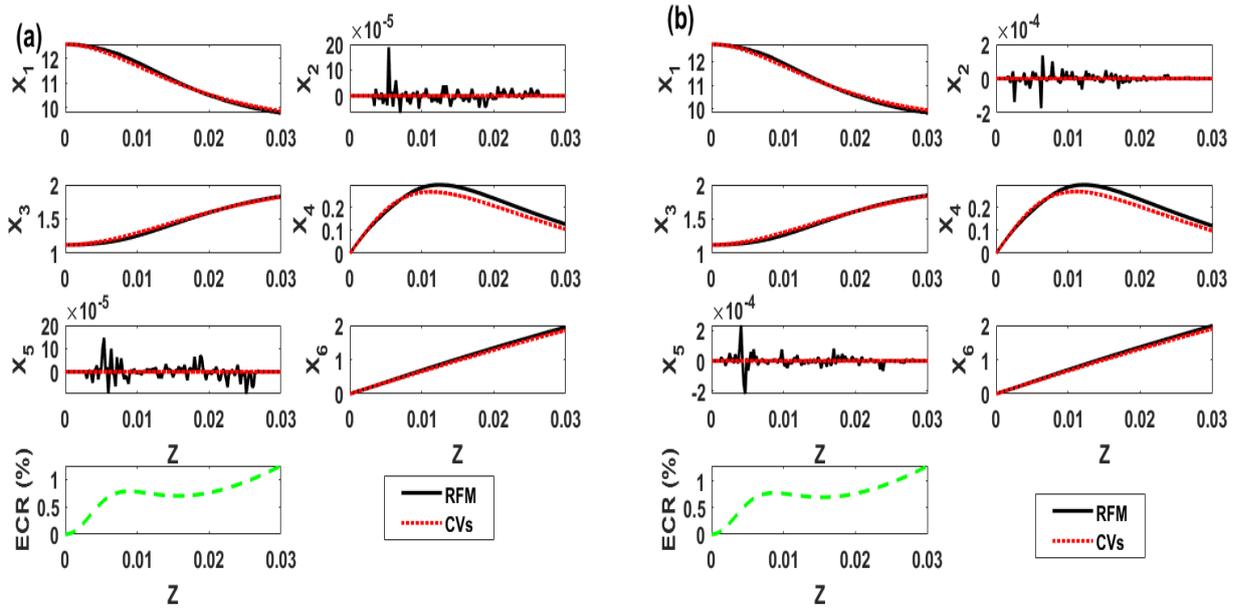


FIGURE 3.18 – Influence de la fréquence ( $\tilde{\omega} = 0.32$ ) sur la dynamique des coordonnées collectives de l'impulsion optique en présence de la dispersion d'ordre 2 et de la non linéarité cubique pour une distance de propagation  $z=0.03010\text{m}$ . (a)régime d'indice négatif; (b)régime d'absorption.

de la dynamique de l'amplitude de la largeur a mis-hauteur, de la phase et du chirp a la distance  $Z=0.018$ . De plus l'énergie du champ résiduel est passée de 1% à 100% preuve que la non linéarité augmente les distorsions internes et externes dans le milieu. La dynamique de l'amplitude a subi une brusque augmentation de 13 à  $2.10^4$  ce qui nous suggère l'apparition d'un phénomène étrange dans le milieu de propagation.

En effet, ces perturbations vont provoquer des variations de phase soit  $X_6(0.018)$  varie 2 à 25 et de chirp soit  $X_4(0.018)$  varie de 0.25 à  $15.10^{13}$ . Toutes ces manifestations détruisent la stabilité interne et externe de l'enveloppe gaussienne et on obtient une dispersion ou étalement de celle-ci jusqu'à une certaine distance de propagation soit  $Z=0.012$  suivie d'une brusque augmentation de la puissance de l'impulsion de 40w à 550w comme illustrée sur la figure 3.21.c. Cette figure nous montre que les distorsions ont détruit la forme robuste de la gaussienne qui évolue désormais de façon périodique avec 11 pics soit 10 respirations ou période de même amplitude. Ce phénomène obtenu par les études menées par Atangana et al [108] et similaires à celles de l'instabilité de Benjamin feir (1967) ou encore instabilité de modulation pour le régime d'indice de refraction négatif porte le nom de train d'ondes extrêmes ou encore train d'ondes de Kuznetso-Ma. La représentation en 2D de la figure 3.21.e nous permet d'affirmer cette rupture d'équilibre provoquée par la non linéarité quintique car nous avons une droite régulièrement discontinue avec une puissance de 550W.

Lorsque nous passons au sous régime d'absorption, c'est-à-dire nous ajoutons dans le système

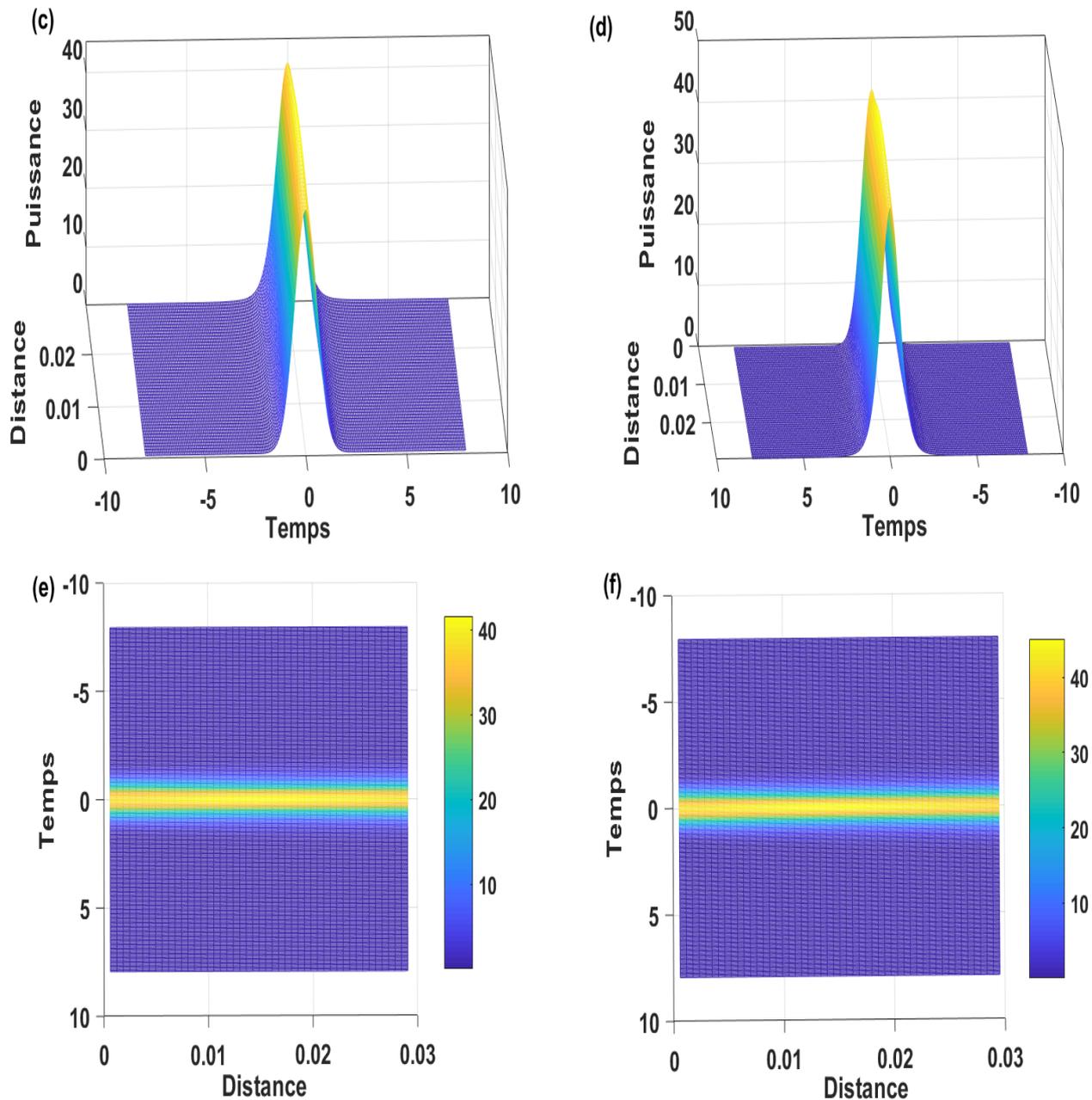


FIGURE 3.19 – Evolution en 3D (c et d) et représentation en 2D (e et f) de l'impact de la fréquence sur l'impulsion optique en présence de la dispersion d'ordre 2 et de la non linéarité cubique pour une distance de propagation  $z=0.03010\text{m}$  pour  $\tilde{\omega} = 0.32$ . (c et e) : régime d'indice négatif; (d et f) : régime d'absorption

le paramètre de dissipation  $\tilde{\gamma}$ , l'équilibre du milieu est aussi rompu car la dynamique des coordonnées collectives présente des points de rupture comme dans le régime d'indice négatif avec un gap d'amplitude et d'énergie mais, nous observons que le nombre de respiration a considérablement diminué de 10 à 1 et la puissance de transmission a aussi diminué de 550W à 510W comme on peut observer sur la figure 3.21.d. De plus, nous constatons que notre trait discontinu a considérablement diminué soit de 11 à 2 segments comme illustré sur la figure

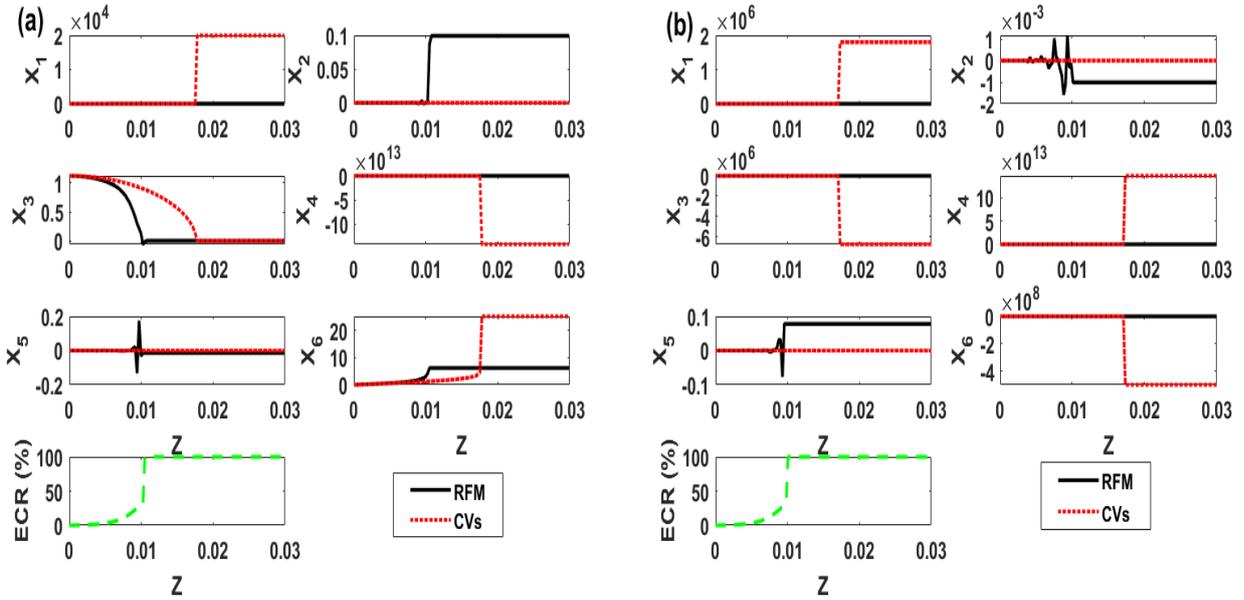


FIGURE 3.20 – Dynamique des coordonnées de l'impulsion optique en présence la dispersion d'ordre 2 et des non linéarités cubique et quintique avec  $\tilde{\omega} = 0.42$  pour une distance de propagation  $z=0.03010\text{m}$ . (a)régime d'indice négatif; (b)régime d'absorption

3.21.f avec une puissance de 510W. Toutes ces observations nous permettent d'affirmer que le paramètre de dissipation  $\tilde{\gamma}$  a joué ici un rôle de stabilisateur dans le milieu en réduisant le train d'onde de Kuznetsov.

Lorsque l'effet Raman cubique entre en jeu pendant la transmission à la fréquence  $\tilde{\omega} = 0.42$ , pour le régime d'indice de réfraction négatif, nous obtenons les figures 3.22 et 3.23. La figure 3.17.d nous révèle que la valeur de l'effet Raman est négative soit  $\gamma_r = -0.8$ . Cette valeur négative va amplifier le déséquilibre provoqué sur la forme de la gaussienne par la force de la non linéarité comme illustré sur la fig 3.23.c. En effet, lorsque l'effet Raman entre en jeu dans le milieu de propagation, la dynamique de la position du milieu du temps bit encore appelée position temporelle et celle de la largeur à mis-hauteur provenant de la minimisation subissent des modifications significatives comme le montre la fig 3.22a.

Nous pouvons observer contrairement à la fig 3.20a que la dynamique de  $X_2$  a décalé de 0ps à -5ps ce qui signifie que les distorsions internes ont effectivement augmenté considérablement dans le système et ont provoqué un déplacement du milieu du temps bit qui lui-même induit automatiquement un décalage en fréquence. Ce décalage en fréquence est passé de 0 à  $-8.10^7$ . Les modifications apportées par l'effet Raman dans le milieu de propagation sont traduites par une gaussienne qui évolue normalement jusqu'à une certaine distance et qui diminue brusquement avec apparition d'un champ d'ondes chaotiques ayant deux parties dont celle de droite présente une multitudes d'ondes avec différentes amplitudes dans le temps et l'espace et la

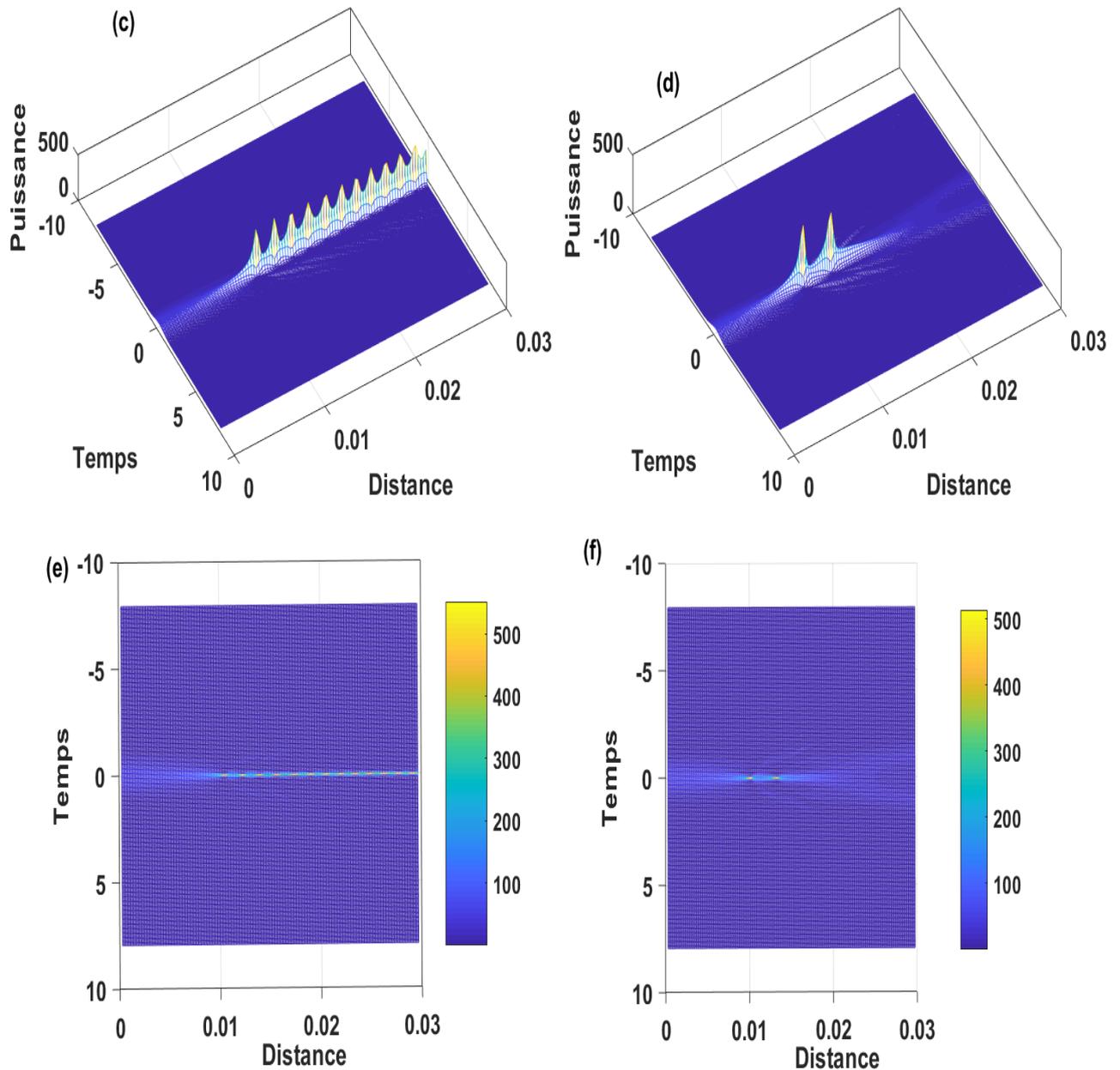


FIGURE 3.21 – Evolution en 3D(c et d) et représentation en 2D (e et f) de l'impulsion optique en présence la dispersion d'ordre 2 et des non linéarités cubique et quintique avec  $\tilde{\omega} = 0.42$  pour une distance de propagation  $z=0.03010\text{m}$ . (c et e) : régime d'indice négatif; (d et f) : régime d'absorption

partie de gauche est semblable à celle des ondes de Peregrine.

Par ailleurs, la dynamique de la largeur à mi-hauteur provenant de la minimisation présente plusieurs points de rupture avec des valeurs différentes comme illustré sur la figure 3.22.a justifiant ainsi l'apparition dans le système de transmission de plusieurs ondes avec des largeurs et amplitudes différentes et à des positions aléatoires. De plus l'effet Raman cubique décroît de -4 à -14 sur la fig3.16.a ; De ce fait il agit en sens opposé comparé à la non linéarité quintique ; De

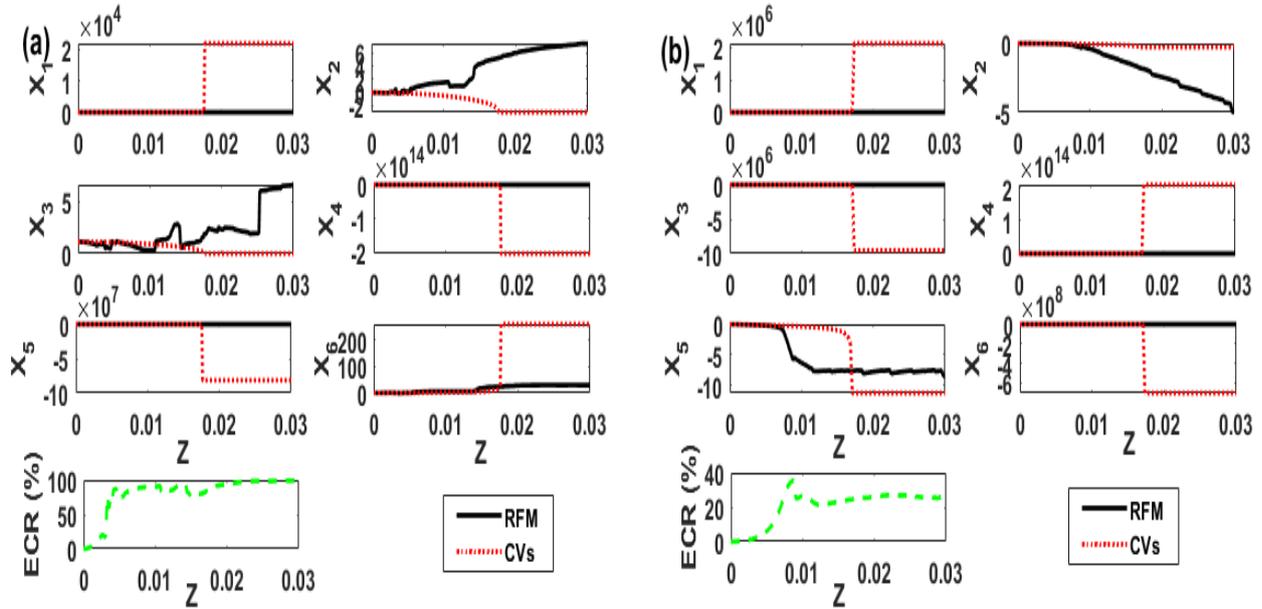


FIGURE 3.22 – Dynamique des coordonnées collectives de l'impulsion optique en présence la dispersion d'ordre 2, des non linéarités cubique et quintique et de l'effet Raman cubique avec  $\tilde{\omega} = 0.42$  pour une distance de propagation  $z=0.03010\text{m}$ . (a) régime d'indice négatif; (b) régime d'absorption

plus l'énergie du champ résiduel est de 100% ce qui suggère l'augmentation des perturbations internes et externes qui conduisent à la naissances du système d'ondes chaotiques observé sur les fig 3.23.c et 3.23.e.

Par conséquent, il y aura de fortes perturbation au niveau des positions spatio-temporelles comme prédit dans les travaux de Onana et al[106]. Ces fortes perturbations spatio-temporelles provoquent un effondrement de l'onde à partir d'une certaine distance de propagation; ce qui traduit la présence ou la naissance d'un phénomène étrange.

En fait la figure 3.23.e nous présente un champ d'ondes extrêmes ayant la forme d'un arbre avec plusieurs branches qui se propage avec chacune un décalage temporel et fréquentiel. Nous obtenons donc un système d'ondes chaotiques induit par une instabilité de modulation provenant de l'effet Raman cubique illustré sur la fig 3.23.c. Toutefois, lorsque nous passons au sous régime d'absorption, tous les paramètres mis en jeu ont une valeur positive sur la figure 3.17.b et la figure 3.17d,f. La figure 3.22.b nous montre que l'énergie du champ résiduel a considérablement diminué de 100% à 38%. Ce qui signifie que le paramètre d'absorption a réduit considérablement les distorsions internes dans le système de transmission mais le décalage en fréquence reste présent ce qui veut dire que l'effet Raman agit encore fortement dans le système lorsque la fréquence de l'onde est fixée à  $\tilde{\omega} = 0.42$ , comme le montre la fig 3.23.d. Ceci se comprend mieux à partir de la fig 3.22.b où la dynamique des coordonnées collectives issues de la minimisation montre que seul la dynamique de  $X_2$  et celle de  $X_5$  subissent des perturbations

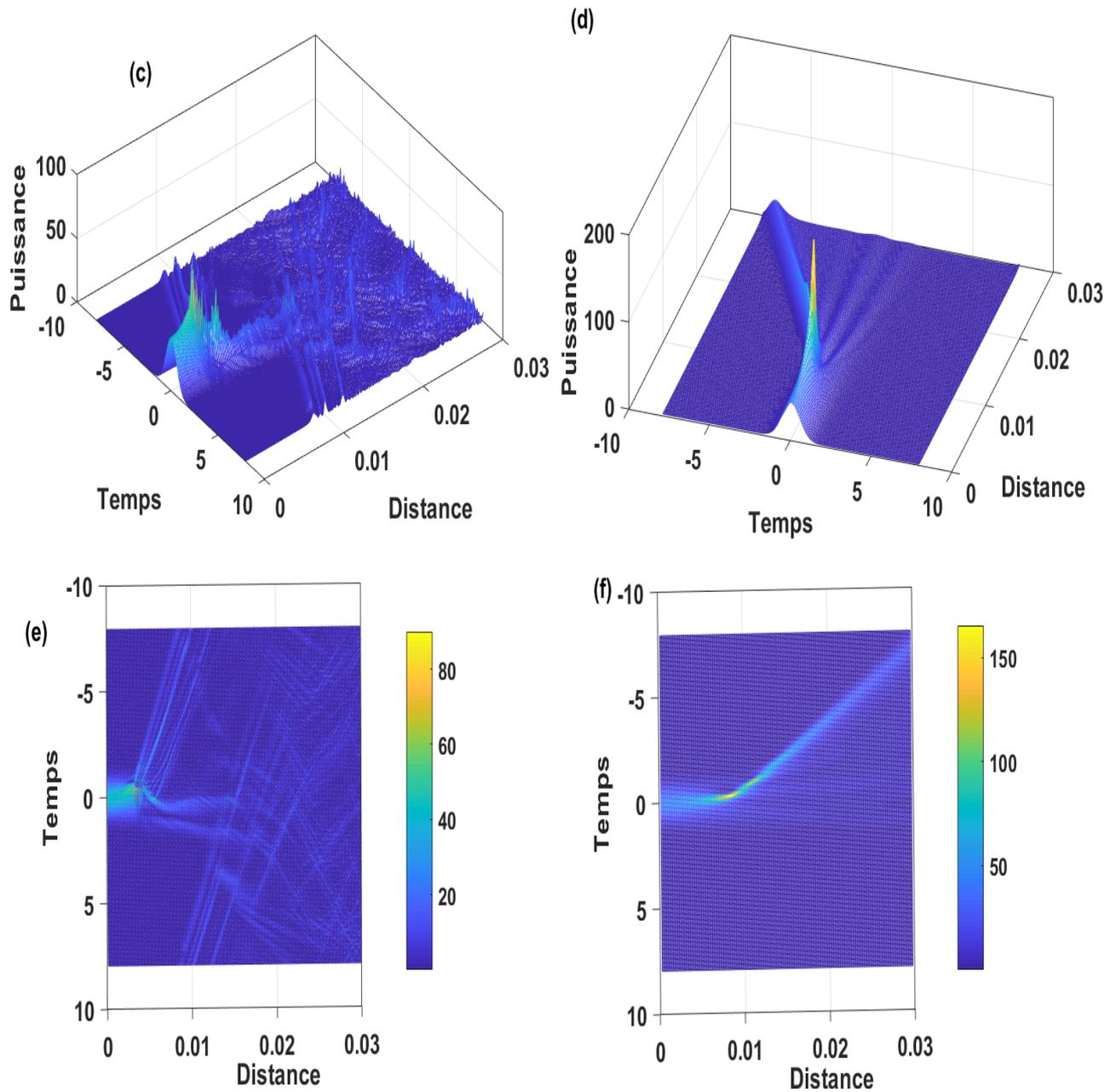


FIGURE 3.23 – Evolution en 3D (c et d) et représentation en 2D (e et f) de l'impulsion optique en présence la dispersion d'ordre 2, des non linéarités cubique et quintique et de l'effet Raman cubique avec  $\tilde{\omega} = 0.42$  pour une distance de propagation  $z=0.03010\text{m}$ . (c et e) : régime d'indice négatif; (d et f) : régime d'absorption

considérables.

La dynamique de  $X_5$  présente un point de rupture tel que  $\dot{X}_5(0.007)=-9\text{hz}$ ; ce qui signifie que la gaussienne va subir une grand décalage dans le domaine fréquentiel par rapport à sa position centrale comme sur les fig 3.23.d,f ce qui traduit le principal comportement de l'effet Raman pendant la propagation. Preuve que l'effet Raman augmente les distorsions internes et externes dans le système de transmission avec pour conséquence une perte d'informations. Par

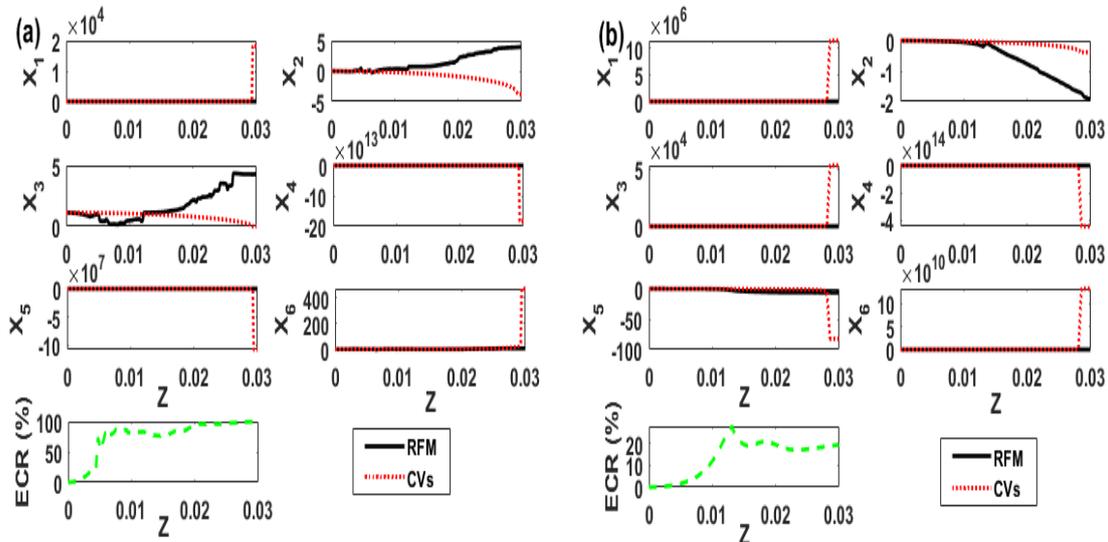


FIGURE 3.24 – Dynamique des coordonnées collectives de l'impulsion optique en présence la dispersion d'ordre 2, des non linéarités cubique et quintique et de l'effet Raman cubique avec  $\tilde{\omega} = 0.46$  pour une distance de propagation  $z=0.03010\text{m}$ . (a) régime d'indice négatif; (b) régime d'absorption

ailleurs, les autres coordonnées décrivent toujours les comportement des ondes extrêmes malgré la suppression des distorsions parasites à l'origine du système d'ondes chaotiques obtenues sur la fig3.23.c. Nous obtenons donc des rogue wave fortement décalés vers la gauche comme le présente la figure 3.23.d. Les figures 3.23.e et f quant à elles nous permettent de comprendre que le paramètre de dissipation  $\tilde{\gamma}$  du régime d'absorption a été d'un grand apport dans la réduction des distorsions dans le milieu et cela a favorisé une augmentation de la puissance crête de l'impulsion de 90W à 150W.

### 3.3.2 Influence de la fréquence sur la dynamique de l'impulsion fortement perturbée par les différents effets pris en compte dans le modèle

Pour évaluer l'impact de la fréquence dans le milieu de propagation, nous l'augmentons légèrement de 0.04 soit ( $\tilde{\omega} = 0.46$ ). La figure 3.24.a nous montre que la dynamique de la largeur à mi-hauteur issue de la minimisation présente toujours plusieurs points de rupture prouve que le système est toujours sous l'action de fortes distorsions internes. De plus l'énergie du champ résiduel est déjà en dessous de 100% et la fig 3.17.a nous révèle que la valeur négative de l'effet Raman diminue lorsque la fréquence augmente; ce qui justifie la diminution d'amplitude observée entre les fig3.22a et fig 3.24a de  $2.10^4$  à  $1.8.10^4$ . Ainsi, le champ d'ondes chaotiques a diminué et il apparaît dans le milieu des ondes qui se propagent sous la forme de branches d'arbre. Ce système d'ondes est appelé système de "rogues waves associés à des structures arborescentes" comme le montre la fig3.25.c mais avec des amplitudes très réduites.

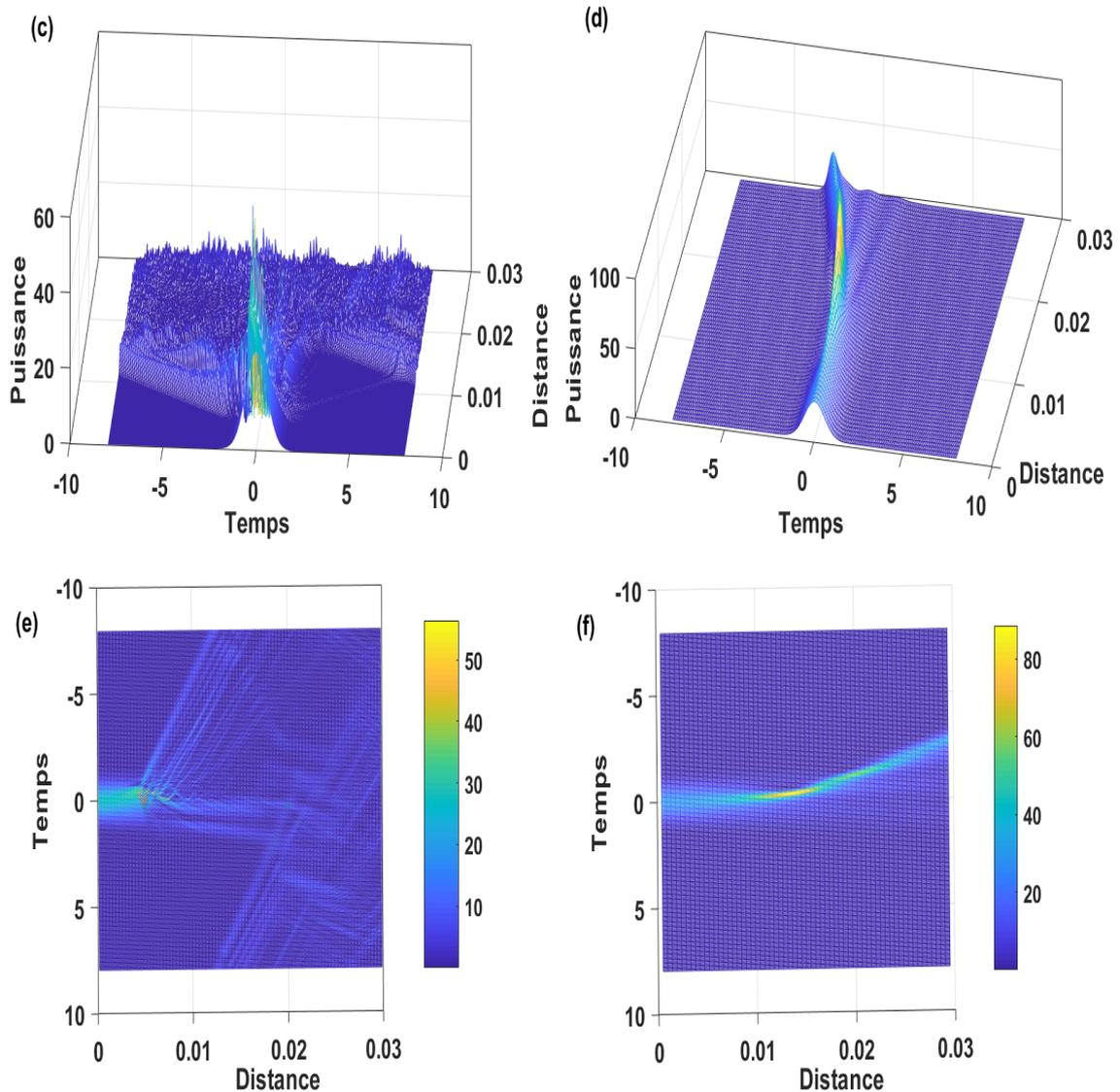


FIGURE 3.25 – Evolution en 3D (c et d) et représentation en 2D (e et f) de l'impulsion optique en présence la dispersion d'ordre 2, des non linéarités cubique et quintique et de l'effet Raman cubique avec  $\tilde{\omega} = 0.46$  pour une distance de propagation  $z=0.03010\text{m}$ . (c et e) :régime d'indice négatif; (d et f) : régime d'absorption

Lorsque nous passons au sous régime d'absorption, à la même fréquence, la figure 3.17.d nous révèle que le paramètre de l'effet Raman cubique augmente considérablement avec une valeur positive. Par conséquent, le nombre de points de rupture est désormais nul pour la dynamique de la largeur à mi-hauteur provenant de la minimisation comme le montre la fig.3.24b comparé à ce que l'on a à la fig 3.24a. Par conséquent, le système d'ondes chaotiques et les structures arborescentes sont complètement supprimés. Ceci provient du fait que la fréquence a renforcé(augmenté) les effets dissipatifs du régime d'absorption et le système commence à retrouver progressivement une stabilité par rapport au cas précédent. Nous pouvons donc observer sur la fig 3.25.d que toutes les radiations ont été supprimées. Par ailleurs, toutes les

coordonnées collectives issues de la minimisation ont une valeur nulle exceptée celle de la position temporelle comme le montre la fig 3.24.b qui sera à son tour convertie en décalage en fréquence ; par conséquent, l'impulsion va subir une déviation du côté gauche soit de  $-1.8ps$  par rapport à son axe de prédilection (fig3.25.d). La fig3.24b nous révèle par ailleurs qu'en régime d'absorption, la valeur de l'effet Raman diminue lorsque la fréquence augmente ce qui provoque une diminution du décalage en fréquence observé sur la fig3.25.d.

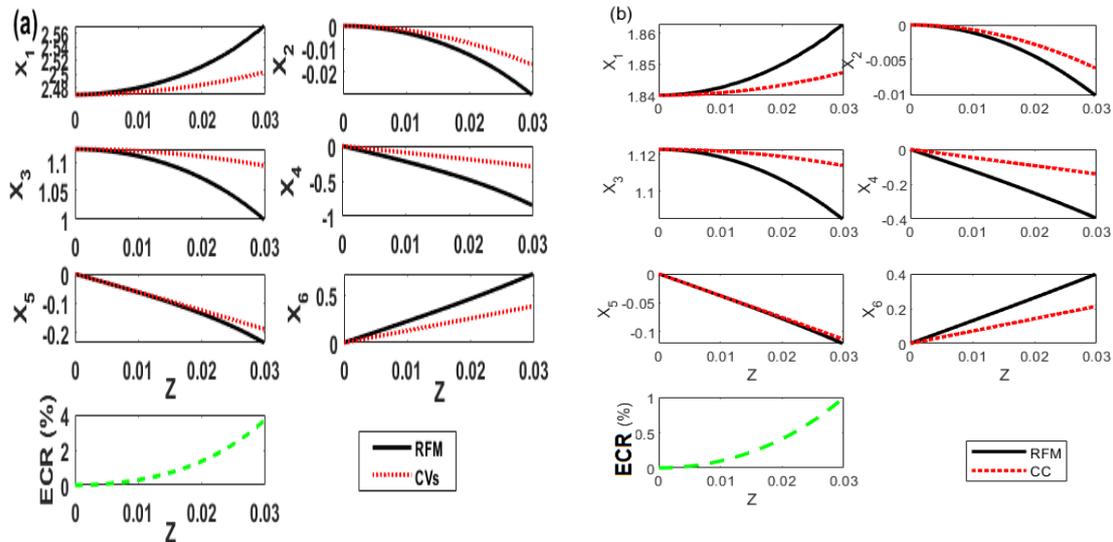


FIGURE 3.26 – Dynamique des coordonnées collectives de l'impulsion optique en présence la dispersion d'ordre 2, des non linéarités cubique et quintique et de l'effet Raman cubique avec  $\tilde{\omega} = 0.75$  et  $\tilde{\omega} = 0.78$  pour une distance de propagation  $z=0.03010m$ . (a) régime d'indice négatif ; (b) régime d'absorption

Ceci se justifie par l'énergie du champ résiduel qui est passée de 38% à 20% et une puissance crête qui est passée de 150w à 70w comme le montre les fig 3.23.f et 3.25.f. Ce qui nous permet de dire que la fréquence diminue l'effet du décalage en fréquence dans le système de transmission ainsi que les distorsions provoquées par la non linéarité quintique. Toutefois, si nous augmentons davantage la fréquence, de ( $\tilde{\omega} = 0.46$ ) à ( $\tilde{\omega} = 0.75$ ), nous constatons pour le régime d'absorption que l'amplitude a considérablement diminué prouve que les distorsions ont aussi diminué significativement, les décalages temporel et fréquentiel sont pratiquement nuls et l'énergie du champ résiduel est passée en dessous de 2% ce qui signifie que plus la fréquence augmente dans le système dans ces conditions, plus les effets présents dans le milieu se compensent et le système retrouve son équilibre stable de départ. Ainsi, on obtient de nouveau la forme gaussienne en 2D ( figure 3.19.f) de départ comme le montre les figures 3.26.b et 3.27.d.

Nous pouvons donc dire que la fréquence a favorisé le processus d'auto-compensation entre les effets présents dans le milieu.

Lorsque nous passons au sous régime d'indice de réfraction négatif avec  $\tilde{\omega} = 0.78$ , la fig 3.26.a nous révèle que la dynamique des coordonnées collectives issues de la minimisation et

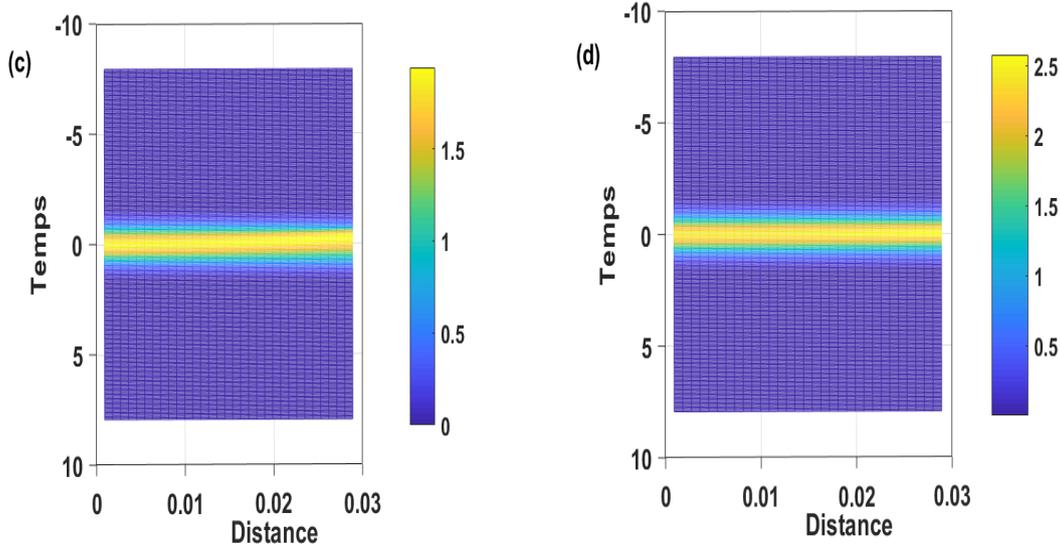


FIGURE 3.27 – Evolution en 3D (c et d) et représentation en 2D (e et f) de l'impulsion optique en présence la dispersion d'ordre 2, des non linéarités cubique et quintique et de l'effet Raman cubique avec  $\tilde{\omega} = 0.75$  et  $\tilde{\omega} = 0.78$  pour une distance de propagation  $z=0.03010\text{m}$ . (c et e) : régime d'indice négatif; (d et f) : régime d'absorption

celle provenant de l'ansatz évoluent de façon stable cela se confirme au niveau de l'énergie du champ résiduel qui est autour de 3%. Ceci nous permet de dire que plus la fréquence augmente plus les distorsions internes et externes diminuent dans le système de transmission. Par conséquent, le système d'onde chaotique observé à la fig 3.25.c est supprimé par un processus d'autocompensation entre effets qui entrent en jeu pendant la transmission. Ainsi, dans ce cas, nous retrouvons un état d'équilibre dans le système avec une puissance crête autour de  $1.5w$  comme le montre la fig3.27.c.

Le but de cette deuxième investigation était d'examiner grâce à la méthode des variables collectives l'impact de la fréquence sur la dynamique imposée par la dispersion d'ordre 2, les effets de non linéarité cubique et quintique et l'effet Raman cubique sur une onde électromagnétique se propageant dans un milieu à métamatériau non linéaire sous le régime d'indice de réfraction négatif d'une part et le régime d'absorption d'autre part. Ainsi, nous avons d'abord déterminé la bande de fréquences adéquate pour cette étude soit : est  $0.32 \leq \tilde{\omega} \leq 0.78$ . Ces fréquences sont celles pour lesquelles l'impulsion lumineuse est effectivement influencée par les coefficients de notre équation de Schrodinger non linéaire pendant la propagation. Nous avons examiné par la suite le comportement de l'impulsion lorsqu'elle est perturbée par la dispersion d'ordre 2 et la non linéarité cubique pour deux régimes de propagation et nous avons constaté que pour la fréquence  $\tilde{\omega} = 0.32$  les données numériques peuvent voyager dans le milieu sans pertes ; mais pour une légère augmentation de cette fréquence à  $\tilde{\omega} = 0.42$  le profil gaussien de l'impulsion optique

n'est pas modifié mais sa puissance crête augmente. Ce qui prouve que la fréquence augmente les distorsions internes dans le système. Nous avons aussi remarqué que le déséquilibre provoqué par la non linéarité quintique induit de fortes distorsions internes et externes dans le système avec pour conséquence la génération d'un train d'onde de kuznetsov-Ma dans le régime d'indice de réfraction négatif qui est par la suite réduit lorsque nous passons au sous régime d'absorption ce qui nous a permis de comprendre que le paramètre de dissipation  $\tilde{\gamma}$  a inhibé les effets de la non linéarité quintique et par conséquent, nous obtenons un train d'ondes de kuznetsov très réduit. Lorsque l'effet Raman cubique entre en jeu dans le système, nous avons observé qu'il provoque dans le sous régime d'indice de réfraction négatif un champ d'ondes chaotiques ayant deux parties dont celle de gauche présente une multitude d'ondes avec différentes amplitudes dans le temps et l'espace et la partie de droite est semblable à celle des ondes de Peregrine. De plus, ce champ d'ondes présente des structures arborescentes qui se propagent dans le système lorsque la fréquence augmente légèrement. Dans le sous régime d'absorption, les propriétés dissipatives de celui-ci vont supprimer le champ d'ondes chaotiques et on va observer des ondes extrêmes avec un décalage en fréquence. Cependant, une légère augmentation de la fréquence nous montre que pour le régime d'absorption, les fortes distorsions provenant de l'effet Raman diminuent ce qui réduit le décalage en fréquence. Une augmentation considérable de celle-ci supprime les distorsions internes et induit la suppression de l'autodécalage en fréquence subi par les données numériques pendant la transmission pour le sous régime d'absorption justifié par la faible valeur de l'énergie du champ résiduel. Il en est de même pour le sous régime d'indice négatif où nous observons la suppression totale du champ d'ondes chaotiques avec apparition du profil gaussien sans déformation.

Dans ce chapitre, nous avons pour objectif de présenter les résultats numériques obtenus tout au long de notre travail de thèse. Dans une première étude, nous avons proposé un moyen d'évaluer avec précision la perte de cadence dans les lignes de transmission optiques haut-débit, longue distance (la fibre optique). Les cartes de comportements obtenues ont été étudiées et analysées lorsque la dispersion d'ordre 2, les non linéarités cubiques et quintiques, l'effet Raman cubique et quintique entrent en jeu pendant le processus de transmission. La seconde étude a abordé les conditions nécessaires pour la conception des lignes électrique haut débit courtes distances (les métamatériaux non linéaires) de nouvelles génération. Nous avons analysé les cartes de comportements des données optiques soumises aux effets de dispersion d'ordre 2,

de non linéarités cubique et quintique et d'effet Raman cubique sous deux régimes de propagation différents à savoir : le régime d'indice de réfraction négatif et le régime d'absorption. Nous avons observé que pour certaines valeurs de fréquences en présence de la non linéarité quintique le champ impulsionnel est fortement distordu avec pour conséquence génération de hautes puissances encore appelées "ondes scélérates" sous les deux régimes considérés. Par la suite, nous avons déterminé, les conditions de stabilité du champ impulsionnel et les conditions physiques conduisant à la génération d'un train d'impulsions contenant des "ondes scélérates". Enfin, nous avons analysé d'une manière détaillée, la nature des perturbations internes, afin de prédire à partir de quelle distance de propagation elles commencent à agir et comment elles agissent dans le milieu pour induire la génération des "ondes scélérates".

Il ressort de toutes ces études que les opérateurs et ingénieurs télécom peuvent améliorer, voire concevoir des lignes de transmission optique fortes puissances pour des courtes-distances et haut-débit très longues distances de nouvelle génération qui assureront un transport stable des informations dans celles-ci et déchiffrables au niveau des récepteurs ou encore concevoir des modules de réception capables de tenir compte de toutes les contraintes que subiront les données soumises aux effets étudiés dans nos travaux dans les lignes pendant la transmission.

---

## CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

---

Ce travail de thèse est axé sur la formulation des éléments de réponse aux problèmes casse-tête des opérateurs et industriels des télécommunications à savoir : d'une part, le souci de transmettre de plus en plus vite et le plus loin possible ; et d'autre part, celui de transmettre de plus en plus vite, sur les distances de plus en plus courtes, avec des fortes intensités de données impulsionnelles. Ces contraintes engagent le milieu de propagation à avoir des comportements particuliers, ceci à cause des modifications importantes provenant, soit au niveau de l'indice de réfraction qui devient beaucoup plus dépendant du haut-débit pour le cas des fibres optiques en transmission haut-débit longue distance, soit alors au niveau de la perméabilité et une permittivité qui deviennent à leur tour, beaucoup dépendantes de la fréquence pour les métamatériaux en transmission optique haute intensité et courte distance.

Nous avons démontré que lorsqu'un flux d'informations se présentant comme une séquence de données codées numériquement se propage de manière à perturber le milieu diélectrique de propagation, il s'en suit des conséquences inattendues sur la carte de comportement des données impulsionnelles. Dans le cadre de cette thèse, la fibre optique est fortement perturbée par les effets non linéaires cubiques et quintiques de type Kerr et de type Raman. L'environnement à métamatériaux quant à lui sera influencé par la non-linéarité cubique quintique, ainsi que l'effet Raman cubique dépendant de la fréquence pour ce cas.

Dans le processus d'évaluation de la carte de comportement des données impulsionnelles, nous avons déterminé les valeurs des décalages temporels et fréquentiels de l'impulsion se propageant dans la fibre optique. La technique utilisée fut celle des variables collectives. Nous avons démontré que l'ansatz classique à six coordonnées perdait sa signification physique et par conséquent devenait inapproprié pour cet exercice. Nous avons pour des besoins exprimés, développé et mis à la disposition de la littérature scientifique un nouvel ansatz que nous avons dénommé Ansatz classique modifié à huit coordonnées. Celui-ci est obtenu à partir de l'ansatz classique en ajoutant deux coordonnées supplémentaires. La coordonnée  $X_7$  pour reproduire toutes les fluctuations de fréquence supplémentaires utiles pour permettre une bonne description du comportement de l'auto décalage en fréquence des données impulsionnelles, la coordonnée  $X_8$  considérée comme le facteur de correction du chirp classique. Nous avons représenté la carte de comportement des données impulsionnelles pour les deux types d'ansatz, conformément à

l'entrée en jeu des effets non linéaires considérés. Il ressort que l'impact de l'effet Raman stimulé est le principal facteur qui change la cadence de synchronisation des données en transmission haut débit surtout lorsque la non linéarité quintique entre en jeu dans le système pendant la propagation. Nous avons conclu que dans ces conditions environnementales très complexes, l'ansatz classique perd son sens physique et n'arrive plus à donner une description correcte du comportement du champ laser. L'ansatz classique modifié quant à lui présente une très bonne description du comportement des données désynchronisées.

Dans les métamatériaux, nous avons fait une étude analytique et numérique sur le comportement des données impulsionnelles, lorsque la non linéarité quintique et l'effet Raman cubique sont considérés. Nous avons comparé le comportement des données impulsionnelles dans deux types de régimes à savoir : le régime d'indice négatif et le régime d'absorption. Nous avons déterminé les plages de fréquences pour lesquelles les effets non linéaires considérés entrent en jeu pendant la propagation. Nous avons représenté la carte de comportements par la technique des variables collectives utilisant l'ansatz classique pour les deux types de régime en fonction des différentes plages de fréquences retenues. Il ressort de ces résultats que lorsque la non linéarité quintique entre en jeu, nous obtenons pour le régime d'indice négatif un train d'ondes de kuznetsov pour une certaine valeur de fréquence ; dans les mêmes conditions nous constatons que ce train d'onde est considérablement réduit lorsque nous passons au régime d'absorption. Lorsque l'effet Raman cubique entre en jeu, nous avons l'apparition des rogues waves traduit par des structures arborescentes de grandes amplitudes avec décalage temporel et fréquentiel. Ces structures arborescentes sont supprimées par lorsque le paramètre d'absorption est considéré mais le décalage en fréquence demeure. Nous constatons enfin que lorsque la valeur de la fréquence augmente dans ces conditions, pour les deux types de régime, il y'a suppression du décalage en fréquence et la transmission des données impulsionnelles redevient stable et la propagation sans perturbation.

Nous comptons dans la suite de nos recherches compléter notre étude sur le traitement analytique et numérique de la désynchronisation provoquée par l'effet Raman dans ces milieux diélectriques. Ceci permettra de donner les caractéristiques des récepteurs.

---

# Bibliographie

---

- [1] Claude Servin *Réseaux et télécoms, cours avec 129 exercices corrigés*, 2eme édition Dunod, Paris, 2003, 2006
- [2] C. Finot, S. Pitois, and G. Millot. *Regenerative 40 Gbit/s wavelength converter based on similariton generation*. Optics Letters, 30(14) :1776-1778, 2005.
- [3] Y. Ozeki, Y. Takushima, K. Aiso, K. Taira, and K. Kikuchi. *Generation of 10 GHz similariton pulse trains from 1.2 km-long erbium-doped fibreamplifier for application to multi-wavelength pulse sources*. Electronics Letters, 40(18) :1103-1104, 2004.
- [4] M.E. Fermann, V.I. Kruglov, B.C. Thomsen, J.M. Dudley, and J.D. Harvey. *Selfsimilar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers*. Physical Review Letters, 84(26) :6010-6013, 2000.
- [5] Jérôme LAURENT *communication très haut débit*, examen probatoire, CNAM Paris, 2004.
- [6] : Silfvast, W. T. 2008. *Laser fundamentals*. Cambridge University Press. 666p.
- [7] L. Coldren et Scott Corzine, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*, Wiley Series in Microwave and Optical Engineering, New York (Etats-Unis), 1995
- [8] D. Marris-Morini, L. Vivien, G. Rasigade, J. M. Fédéli, E. Cassan, X. L. E. Roux, P. Crozat, S. Maine, A. Lupu, P. Lyan, P. Rivallin, M. Halbwax, and S. Laval, *Recent progress in high-speed silicon-based optical modulators*, Proc. IEEE, vol. 97, no. 7, pp. 1199-1214, 2009.
- [9] Stephen Alexander, *Optical Communication Receiver Design*, IEE Telecommunications Series, SPIE press, Bellingham (Etats-Unis), 1997
- [10] Géraldine Dentelle. *Vitrocéramiques oxyfluorées transparentes dopées par des ions lanthanides matériaux nano composites luminescents à 1.5 $\mu$ m*, thèse de doctorat, université pierre et marie curie ; 09/10/2006.
- [11] D. K. Mynbaev et L. L. Scheiner, *Fiber-optic communications technology*, Prentice Hall, 2001.

- [12] Ronsard Mbumba Mayemba, *Etude sur l'impact de la transmission optique dans un réseau multiservices, cas de RNIS*, PFE, Ecole Supérieure des Métiers d'Informatiques et de Commerce "ESMICOM", 2009.
- [13] Bruno Beauquier, *Communication dans les réseaux optique par multiplexage en longueur*, Thèse de Doctorat, Université de NICE-SOPHIA ANTIPOLIS, Le 07 Janvier 2000.
- [14] Jean-Pierre Laude, *Le multiplexage de longueurs d'onde*, ©MASSON, Paris,1992, Vol.200, ISBN 2-225-82755-9.
- [15] .Yang Jing Wen\*, Ampalavanapillai Nirmalathas, *Impact of optical pulse shape on the performance of Long-Haul high capacity DWDM systems*, Optics Communications 234 (2004) 217-227.
- [16] . Sunita P. Ugale, V. Mishra , "*Modeling and characterization of fiber Bragg grating for maximum reflectivity*", Optik, 122, 2011, pp.1990- 1993.
- [17] . Zineb BELFQIH, "*Etude de l'augmentation de capacité des réseaux d'accès optiques de type P $\tau$  $\sigma$  bases sur l'accès multiple à repartition dans le temps*", Traitement du signal et télécommunications : Institut TELECOM ; TELECOM Bretagne 2008.
- [18] Zeno Toffano, *Optoélectronique, Composant photoniques et fibres optiques*, ©Ellipses  $\mu$ m édition marketing S.A, 32 rue Bargue 75740 Paris cedex 15, Vol.316, 2001, ISBN 2-7298-0703-9.
- [19] JOINDOT, Irène et Michel, *Les Télécommunications par fibres optiques, Collection Technique et Scientifique des Télécommunications*, Paris : Dunod et CNET-ENST, 1996.
- [20] Agrawal, G. (2007). *Nonlinear Fiber Optics*, Fourth Edition. Academic Press (Elsevier).
- [21] Charles-Henri HAGE, *Sources optiques fibrées pour applications biomédicales*, Thèse de doctorat de l'Université de Bourgogne, 2013.
- [22] . A. Hasegawa and W. F. Brinkman, *Tunable Coherent IR and FIR Sources Utilizing Modulational Instability*, IEEE. J. Quantum Electron., vol. 16, pp. 694-697, 1980.
- [23] Younes ZOUINE, "*Contribution par la simulation système à l'étude des contraintes des composants optoélectroniques sur la transmission optique utilisant la technique CDMA*", thèse de l'université de LIMOGES, le 17 octobre 2005
- [24] P. H. Pioger *Solitons optiques spatiaux en milieu quadratique : expériences en régime d'impulsions courtes à 1,5 $\mu$ m et applications au traitement ultrarapide de données optiques* Thèse N : 38-2004 Université de Limoges (2004).
- [25] . B. Kibler *Propagation non-linéaire d'impulsions ultracourtes dans les fibres optiques de nouvelle génération* Thèse de Doctorat à Université de FrancheComté (2007).
- [26] Y. R. Shen, *Principles of Nonlinear Optics* (Wiley, New York, 1984).

- [27] Y. Takagi and K. Kurihara, *Application of a microscope to Brillouin scattering spectroscopy*, *Review of Scientific Instruments* 63, 5552-5555 (1992).
- [28] Mizuta Y. and al, *Nonlinear propagation analysis of few-optical-cycle pulses for subfemtosecond compression and carrier envelope phase effect*, *Physical Review A* 72, 063802 1-20 (2005).
- [29] C. Headley III et G. P. Agrawal, *United description of ultrafast stimulated Raman scattering in optical fibers*, *Journal of the Optical Society of America B : Optical Physics*, 13 (10), 2170-2177, 1996, <http://dx.doi.org/10.1364/JOSAB.13.002170>.
- [30] D. Hollenbeck et C. D. Cantrell, *Multiple-vibrational-mode model for fiber-optic Raman gain spectrum and response function*, *Journal of the Optical Society of America B : Optical Physics*, 19 (12), 2886-2892, 2002, <http://dx.doi.org/10.1364/JOSAB.19.002886>.
- [31] Pérez, J.-P., Carles, R., Fleckinger, R., *Electromagnétisme : fondements et applications*, Masson, 1996.
- [32] . Bob Chomycz, *"Planning Fiber Optic Networks"*, 2009 by the McGraw-Hill Companies .
- [33] . *"Next-Generation FTTH Passive Optical Networks Research Towards Unlimited Bandwidth Access"*, - Editor Josep Prat - Universitat Politècnica Catalunya -Barcelona - Spain -2008.
- [34] . G. Morthier and P. Vankwikelberge, *"Handbook of Distributed Feedback Laser Diodes"*, Artech House, London, 1997.
- [35] . Krehlik P., "Characterization of semiconductor laser frequency chirp based on signal distortion in dispersive optical fiber", *Opto-Electronics Review*. 2006.119-124.
- [36] G. Millot, S. Pitois, P. Tchofo Dinda, and M. Haelterman, *Observation of modulational instability induced by velocity-matched cross-phase modulation in a normally dispersive bimodal fiber*, *Optics Letters* 22, 1686-1688 (1997).
- [37] G. P. Agrawal, Chapter 5 - *Optical Solitons*, in *Nonlinear Fiber Optics (Fifth Edition)*, Optics and Photonics,(Academic Press, Boston, 2013) pp. 129-191.
- [38] C. V. Raman et K. S. Krishnan, *A new type of secondary radiation*. *Nature*, 121, 501-502, 1928, <http://dx.doi.org/10.1038/121501c0>.
- [39] C. V. Raman, *A change of wave-length in light scattering*. *Nature*, 121, 619, 1928, <http://dx.doi.org/10.1038/121619b0>.
- [40] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Third ed. New York : Academic press, 2001.
- [41] V. E. Zakharov and S. Wabnitz, *Optical Solitons : Theoretical challenges and industrial perspectives* : Springer-Verlag, 1999.
- [42] P. Tchofo Dinda, K. Nakkeeran, and A. Labruyère, *Suppression of soliton self-frequency shift by upshifted filtering* : OPTICS LETTERS / Vol. 27, No. 6 / March 15, 2002.

- [43] R. H. Stolen, J. P. Gordon, W. J. Tomlinson et H. A. Haus, *Raman response function of silica-core fibers.*, Journal of the Optical Society of America B : Optical Physics, 6 (6), 1159-1166, 1989, <http://dx.doi.org/10.1364/JOSAB.6.001159>.
- [44] S. Ramo, J. R. Whinnery, and T. Van-Duzer, *Fields and Waves in Communication Electronics*, John Wiley, New York, (1965)
- [45] D.R. Smith, W.J. Padilla, D.C. Vier, S.C. Nemat-Nasser and S. Schultz, *Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity*, Phys. Rev. Lett. 84, 4184 - 4 (2000).
- [46] S. L. Prosvirnin and S. Zouhdi, *Multi-layered arrays of conducting strips : switchable photonic bandgap structures*, Int. J. Electron. Commun. 55, 260 - 265, (2001).
- [47] V. G. Veselago, *The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of  $\epsilon$  and  $\mu$* , Sov. Phys. Usp. 10, 509 - 514 (1968).
- [48] B. Gallas, *Introduction aux métamatériaux*, Unité mixte de recherche, CNRS, Institut de Nanoscience de Paris, symposium ( 23 - 25 novembre 2009 ).
- [49] J. Maxwell, *On physical lines of forces.*, The London, Edinburgh and Dublin Philosophical magazine and journal of Science (1861).
- [50] I. V. Lindell, S. A. Tretyakov, K. I. Nikoskinen, and S. Ilvonen, *BW media with negative parameters, capable of supporting backward waves*, Microwave Opt. Lett. 31, 129 -133(2001).
- [51] S. Ramo, J. R. Whinnery, and T. Van-Duzer, *Fields and Waves in Communication Electronics*, John Wiley, New York, (1965)
- [52] M. Mrozowski, *Guided Electromagnetic Waves. Properties and Analysis*, (Research Studies Press and John Wiley, New York, 1997).
- [53] R.A. Shelby, D.R. Smith and S. Schultz, *Experimental verification of a negative index of refraction*, Science, 292, 77 - 79 (2001).
- [54] J. Valentine, S. Zhang, T. Zentgraf, E. Ulin-Avila, D. A. Genov, G. Bartal, and X. Zhang, *Three-dimensional optical metamaterial with a negative refractive index*, Nature 455, 376 - 379 (2008)
- [55] C. Hongsheng, R. Lixin, H. Jiangtao, Z. Xianmin, C. Kangsheng, M. G. Tomasz, and K. Jin Au *Negative refraction of a combined double S-shaped metamaterial*, Appl. Phys.Lett. 86, 151909 (2005).
- [56] J. Lu, T. M. Gregorczyk, Y. Zhang, J. Pacheco, B. Wu, J. A. Kong, and M. Chen, *Cerenkov radiation in materials with negative permittivity and permeability*, Opt. Express 11, 723 - 734 (2003).
- [57] J. B. Pendry, D. Schurig, and D. R. Smith, *Controlling Electromagnetic Fields.*, Science 312, 1780 (2006).

- [58] J.B. Pendry, *Negative Refraction Makes a Perfect Lens*, Phys. Rev. Lett. 85, 3966 (2000).
- [59] A. Grbic and G. V. Eleftheriades, *Overcoming the Diffraction Limit with a Planar Left-Handed Transmission-Line Lens*, Phys. Rev. Lett. 92, 117403 - 4 (2004).
- [60] A. Koray, B. Irfan, and O. Ekmel, *Subwavelength resolution with a negative-index metamaterial superlens*, Appl. Phys. Lett. 90, 254102 (2007).
- [61] V. G. Veselago, *Properties of materials having simultaneously negative values of dielectric and magnetic susceptibilities*, Sov. Phys. Solid State 8, 2854 - 2856 (1967)
- [62] J. Pendry, A. Holden, D. Robbins and W. Stewart, *Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena*. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 47, 2075 - 2084 (1999).
- [63] J. Pendry, A. Holden, D. J. Robbins and W. J. Stewart, *Low frequency plasmons in thin-wire structures*. J. Phys. : Condens. Matt. 10, 4785 - 4809 (1998).
- [64] M. M. I. Saadoun and N. Engheta, *A reciprocal phase shifter using novel pseudochiral or Omega medium*, Microwave and Optical Technology Lett. 5, 184 - 188 (1992).
- [65] B. I. Wu, W. Wang, J. Pacheco, X. Chen, T. Grzegorzczuk, and J. A. Kong, *A study of using metamaterials as antenna substrate to enhance gain*, Progress in Electromagnetics Research 51, 295 - 328 (2005).
- [66] B. Sauviac, C. Simovski, and E. Verney, *Métamatériaux semi isotrope à indice négatif à base de motifs  $\Omega$* , in 13 èmes Journées Nationales Microondes, Lille, May 2003.
- [67] J. Huangfu, L. Ran, H. Chen, X. Zhang, K. Chen, T. M. Grzegorzczuk and J. A. Kong, *Experimental confirmation of negative refractive index of a metamaterial composed of omega-like metallic patterns*, Applied Physics Letters, 84, 1537 - 1539 (2004).
- [68] C. R. Simovski and S. He, *Frequency range and expressions for negative permittivity and permeability for an isotropic medium formed by a lattice of perfectly conducting omega particles*, Phys. Lett. A 311, 254 - 263 (2003).
- [69] S. Wen, Y. Xiang, X. Dai, Z. Tang, W. Su, and D. Fan, *Theoretical models for ultrashort electromagnetic pulse propagation in nonlinear metamaterials*, Phys. Rev. A. 75, 033815 - 8 (2007).
- [70] B. Sauviac, T. Rouiller, E. Verney, C. Simovski, S. Capraro, and D. Vincent, *Homogénéisation de métamatériaux à particule "S" pour application dans des dispositifs passifs*, in 13 èmes Journées Nationales Microondes, Lille, May 2003.
- [71] H. Chen, L. Ran, J. Huangfu, X. Zhang, K. Chen, T. M. Grzegorzczuk and J. A. Kong, *Left-handed metamaterials composed of only "S"-shaped resonators*, Phys. Rev. E, 70, 057605 (2004).

- [72] Amarendra K. Sarma, *Solitary wave solution to the generalized nonlinear Schrödinger equation for dispersive permittivity and permeability*, European Physical Journal D (EPJD). 62, 421 (2011).
- [73] Manirupa Saha and Amarendra K. Sarma, *Modulation instability in nonlinear metamaterials induced by cubic-quintic nonlinearities and higher order dispersive effects*, Opt. Commn. 291, 321 (2012).
- [74] Yuanjiang Xiang, Xiaoyu Dai, Shuangchun Wen, Jun Guo and Dianyuan Fan, *Controllable Raman soliton self-frequency shift in nonlinear metamaterials*, Phys. Rev. A 84, 033815 (2011).
- [75] G. D'Aguanno, N. Mattiucci, M. Scalora, and M.J. Bloemer, *Transmission properties and field localization in a negative index*, Fabry-Perot Etalon, Laser Phys. 15, 590 (2005).
- [76] M. scalora, M. S. Syrchin, N. Akozbek, E. Y. Poliakov, S. G. D. aguano, N. Mattiucci, M. J. Blomer and A. M. Zheltikov, *Generalized non linear schrödinger equation for dispersive susceptibility and permeability : application to negative index materials*, Phys. Rev. Lett. 95, 013902 - 4 (2005).
- [77] G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*,( Academic Press, San Diego 1995 ).
- [78] L. D. Landau and E. M. Lifshitz , *Electrodynamics of Continuous Media*, Pergamon Press, New York, 253 - 256 (1960).
- [79] R. W. Ziolkowski, *Superluminal transmission of information through an electromagnetic metamaterial*, Phys. Rev. E, 63, 046604 (2001).ggg article 4 ggg
- [80] J. P. Gordon, *Theory of the soliton self-frequency shift*. Optics Letters, 11 (10), 662-664, 1986, <http://dx.doi.org/10.1364/OL.11.000662>.
- [81] A. Atieh, P. Myslinski, J. Chrostowski et P. Galko, *Measuring the Raman time constant (tr) for soliton pulses in standard single-mode fiber*. Journal of Lightwave Technology, 17 (2), 216-221, 1999, <http://dx.doi.org/10.1109/50.744227>.
- [82] T. H. Maiman, *Stimulated optical radiation in ruby*, Nature, 187 (4736), 493-494, 1960, <http://dx.doi.org/10.1038/187493a0>.
- [83] D. S. J. Choy, History of lasers in medicine. *Thoracic and Cardiovascular Surgeon*, 36 (S2), 114-117, 1988, <http://dx.doi.org/10.1055/s-2007-1022985>.
- [84] K. C. Kao et G. A. Hockham, *Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies*. *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, 113 (7), 1151-1158, 1966, <http://dx.doi.org/10.1049/piee.1966.0189>.
- [85] I. Kourakis and P. K. Shukla, *Nonlinear propagation of electromagnetic waves in negative-refraction-index composite materials*, Phys. Rev. E 72, 016626 - 5 (2005).

- [86] S. Wen, Y. Wang, W. Su, Y. Xiang, and X. Fu, *Modulation instability in nonlinear negative-index material*, Phys. Rev. E. 73, 036617 (2005).
- [87] N. Lazarides and G. P. Tsironis, *Coupled nonlinear Schrödinger field equations for electromagnetic wave propagation in nonlinear left-handed materials*, Phys. Rev. E. 71, 036614 - 4 (2005).
- [88] N. L. Tsitsas, N. Rompotis, I. Kourakis, P. G. Kevrekidis and D. J. Frantzeskakis, *Higher-order effects and ultrashort solitons in left-handed metamaterials*, Phys. Rev. E. 79, 037601 - 4 (2009).
- [89] Victor M. Prez-Garcia, Pedro J. Torres, Gaspar D. Montesinos, *The method of moments for nonlinear Schrödinger equations : theory and applications*, Siam J. Appl. Math. 67 (2007) 990-1015.
- [90] Henrik Steffensen, Christian Agger, Ole Bang, *Influence of two-photon absorption on soliton self-frequency shift*, J. Opt. Soc. Am. B 29 (2012) 484-491.
- [91] J. Santhanam, Govind P. Agrawal, *Raman-induced spectral shifts in optical fibers : general theory based on the moment method*, Opt. Commun. 222 (2003) 413-420.
- [92] J. Atangana, A. Kamagate, P. Tchofo Dinda, A. Labruière, T.C. Kofane, *Effective characterization of the phase and intensity profiles of asymmetrically distorted light pulses in optical fiber systems*, J. Opt. Soc. Am. B 26 (2009) 371-383.
- [93] P. Tchofo Dinda, A. Labruière, K. Nakkeeran, *Theory of Raman effect on solitons in optical fiber systems : impact and control processes for high-speed long-distance transmission lines*, Umr. CNRS 234 (2004) 137-151.
- [94] P. Tchofo Dinda, A. Labruière, K. Nakkeeran, *Impact of stimulated Raman scattering in high-speed long-distance transmission miles*, Umr. CNRS 06 (1999) 382.
- [95] C. De Angelis, *Self-trapped propagation in the nonlinear cubic-quintic Schrödinger equation : a variational approach*, IEEE J. Quantum Electron. 30 (1994) 818-821.
- [96] A.D. Boardman, K. Xie, *Theory of spatial solitons*, Radio Sci. 28 (1993) 891-899.
- [97] Fabien II Ndzana, Alidou Mohamadou and Timoléon Crépin Kofane, *Modulational Instability in the Cubic-Quintic Nonlinear Schrödinger Equation* Lett. 27 (2002) 382-384. Through the Variational Approach, Miramare - Trieste, IC/2006/052, December 2006.
- [98] R.M. Caplan, R. Carretero-Gonzalez, P.G. Kevrekidis, B.A. Malomed, *Existence, stability, and scattering of bright vortices in the cubic quintic nonlinear Schrödinger equation*, Math. Comput. Simul. 82 (2012) 1150-1171.
- [99] Stoyan. Taney00, Dimitar I. Pushkaroy, *Solitary wave propagation and bistability in the normal dispersion region of highly nonlinear optical fibres and waveguides*, Opt. Commun. 141 (1997) 322-328.

- [100] D. Pushkarov, S. Tanev, *Bright and dark solitary wave propagation and bistability in the anomalous dispersion region of optical waveguides with third and fifth-order nonlinearities*, J. Opt. Commun. 124 (1996) 354-364.
- [101] A. Choudhuri, K. Porsezian, *Dark-in-the-bright solitary wave solution of higher-order nonlinear schrodinger equation with non-Kerr terms*, J. Opt. Commun. 285 (2012) 364-367.
- [102] R. Radhakrishnan, A. Kundu, M. Lakshmanan, *Coupled nonlinear Schrödinger equations with cubic-quintic nonlinearity : integrability and soliton interaction in non-Kerr media*, Phys. Rev. E 60 (1999) 331.
- [103] J. Atangana, B.G. Onana Essama, B. Mokhtari, T.C. Kofane, *Cubic-quintic saturable nonlinearity effects on a light pulse strongly distorted by the fourth order dispersion*, J. Mod. Opt. 60 (2013) 292-300.
- [104] B.G. Onana Essama, J. Atangana, B. Mokhtari, N. Cherkaoui Eddeqaqi, T. C. Kofane, *Theoretical model for electromagnetic wave propagation in negative index material induced by cubic-quintic nonlinearities and third order dispersion effects*, Opt. Quantum Electron. 46 (2013) 911-924.
- [105] B.G. Onana Essama, J. Atangana, F. Biya Motto, B. Mokhtari, N. Cherkaoui Eddeqaqi, Timoleon C. Kofane, *Rogue waves generation in a left-handed nonlinear transmission line with series varactor diodes*, J. Mod. Opt. 61 (2014) 1002-1008. <http://dx.doi.org/10.1080/09500340.2014.917728>.
- [106] B.G. Onana Essama, J. Atangana, F. Biya Motto, B. Mokhtari, N. Cherkaoui Eddeqaqi, Timoleon C. Kofane, *Optical rogue waves generation in a nonlinear metamaterial*, Opt. Commun. 331 (2014) 334-347.
- [107] B.G. Onana Essama, J. Atangana, F. Biya Motto, B. Mokhtari, N. Cherkaoui Eddeqaqi, Timoleon C. Kofane, *Rogue wave trains generation in a metamaterial induced by cubic-quintic-nonlinearities and second-order dispersion*, Phys.Rev. E 90 (2014), pp. 032911-12.
- [108] J. Atangana, B.G. Onana Essama, F. Biya Motto, B. Mokhtari, N. Cherkaoui Eddeqaqi, Timoleon C. Kofane, *Rogue waves : Kuznetsov-Ma waves train generation in a left-handed material*, J. Mod. Opt. (2014), <http://dx.doi.org/10.1080/09500340.2014.986234>, in press.
- [109] R. Boesch, P. Stancioff, C.R. Willis, *Hamiltonian equations for multiple-collective-variable theories of nonlinear Klein-Gordon equations : a projection-operator approach*, Phys. Rev. B 38 (1988) 6713-6735.
- [110] B.G. Onana Essama " *dynamique du transport d'informations dans les metamateriaux à regimes variables* , Thèse de Doctorat PhD, Université de Yaoundé1, 2015.

- [111] Popov, A. K. and V. M. Shalaev, *Negative-index metamaterials : Second-harmonic generation*, Manley-Rowe relations and parametric amplification, Appl. Phys. B 84 131 - 137 (2006).
- [112] Yuanjiang Xiang, Xiaoyu Dai, Shuangchun Wen, and Dianyuan Fan, *Review of Nonlinear Optics in Metamaterials*, Piers Proceedings, 952 - 962 (2008).
- [113] V. M. Agranovich, Y. R. Shen, R. H. Baughman and A. A. Zakhidov, *Linear and nonlinear wave propagation in negative refraction metamaterials*, Phys. Rev. B 69, 165112 (2004).
- [114] J.C. Bose, *On the rotation of plane of polarisation of electric waves by a twisted structure*, Proceeding of the Royal Society of London, 63, 146 - 152 (1898).
- [115] H. Lamd, *On group velocity*, Proceedings London Mathematical Society, S2-1, 474 - 479 (1904).
- [116] H.C. Pocklington, *Growth of a wave-group when the group-velocity is negative*, Nature 71, 607 - 608 (1905).
- [117] Kockaert, P., P. Tassin, G. V. D'Sande, et al., *Negative diffraction pattern dynamics in nonlinear cavities with left-handed materials*, Phys. Rev. A 74 033822 (2006).
- [118] A. Grbic and G. V. Eleftheriades, *Dispersion analysis of a microstrip-based negative refractive index periodic structure*, IEEE Microwave and Wireless Compon. Lett. 13, 155 (2003).
- [119] D.V. Sivukhin, *The energy of electromagnetic waves in dispersive media*, Opt. Spektrosk, 3, 308 - 332 (1957).
- [120] A. Grbic and G.V. Eleftheriades, *Periodic analysis of 2-d negative refractive index transmission line structure*, IEEE Microwave and Wireless Compon. Lett. 51, 2604 (2003).
- [121] Victor M. Prez-Garcia, Pedro J. Torres, Gaspar D. Montesinos, *The method of moments for nonlinear Schrödinger equations : theory and applications*, Siam J. Appl. Math. 67 (2007) 990-1015.
- [122] C. Caloz and T. Itoh, *Application of the transmission line theory of left-handed (LH) materials to the realization of a microstrip LH line*, IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium 2, 412 - 415 (2002).
- [123] Caloz, C. ; Okabe, H. ; Iwai, T. ; Itoh, T. *Transmission line approach of left-handed (LH) materials*, USNC/URSI Nat. Radio Science Meeting, San Antonio, TX, vol 1, p. 39, June (2002).
- [124] C. Caloz and T. Itoh, *Electromagnetic Metamaterials : Transmission line theory and Microwave applications* (Wiley Interscience, 2006).
- [125] R. Islam et G. V. Eleftheriades, *-agile baranch-line couplers using metamaterial lines*, IEEE Microwave and Wireless Compon. Lett. 14, 340 - 342 (2004).

- [126] Q. Zhao, L. Kang, B. Du, H. Zhao, Q. Xie, X. Huang, B. Li, J. Zhou and L. Li, *Experimental demonstration of isotropic negative permeability in a three-dimensional dielectric composite*, Phys. Rev. Lett. 101, 027402 (2008).
- [127] L. Lewin, *Electrical constants of a material loaded with spherical particles*, J. Instit. Electric. Eng. 94, 65 - 68 (1947).
- [128] I. Vendik, O. Vendik, I. Kolmakov and M. Odit, *Modelling of isotropic double negative media for microwave applications*, Opto-Electron. Rev. 14, 179 - 186 (2006).
- [129] L. Peng, L. Ran, H. Chen, H. Zhang, J. A. Kong and T. M. Grzegorzczuk, *Experimental observation of left-handed behavior in an array of standard dielectric resonators*, Phys. Rev. Lett. 98, 157403 (2007).
- [130] K. Emura, *Multi-Terabits/s DWDM; Technologies and perspectives*, OFC01 (2001), Anaheim.
- [131] T. H. Maiman, *Stimulated optical radiation in ruby*, Nature, 187(4736), 493-494, 960, <http://dx.doi.org/10.1038/187493a0>.
- [132] D. S. J. Choy, *History of lasers in medicine*, Thoracic and Cardiovascular Surgeon, 36 (S 2), 114-117, 1988, <http://dx.doi.org/10.1055/s-2007-1022985>.
- [133] G. Nath, W. Gorisch, A. Kreitmair et P. Kiefhaber, *Transmission of a powerful argon laser beam through a fiberoptic flexible gastroscope for operative gastroscopy*. Endoscopy, 5(04),213-215, 1973, <http://dx.doi.org/10.1055/s-0028-1098244>.
- [134] K. C. Kao et G. A. Hockham, *Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies*. Proceedings of the Institution of Electrical Engineers, 113 (7), 1151-1158, 1966, <http://dx.doi.org/10.1049/piee.1966.0189>.
- [135] D. Bayart, *Les nouvelles fenetres d'amplification*, Optique et Photonique, 2, (28 mai 1999), pp 17-23.
- [136] C.R. Willis; M. El-Batanouny and P. Stancioff, *Perturbation analysis of weakly discrete Kinks*, Phys.Rev.B 33,(1986)pp 1904.

---

## PUBLICATIONS PARUES DANS LE CADRE DE LA THÈSE

---

1. Jacques Atangana, **Bibiane Mireille Ndi Nnanga**, Bedel Giscard Onana Essama, Bouchra Mokthari, Noureddine Cherkaoui Eddeqaqi, Timoleon Crepin Kofane, *Efficient method of calculation of Raman soliton self-frequency shift in nonlinear optical media*. Optics Communications 339 (2015) 194-208 "
2. **Bibiane Mireille Ndi Nnanga**, Paul Yannick Gouadjio Dontsop, Bedel Giscard Onana Essama, Mohammed Shabat, David Yemele, Jacques Atangana, *Tree like structures and Freak waves generation induced by quintic nonlinearity and cubic Raman effect in a nonlinear metamaterial*. Optical and Quantum Electronics (2020) 52 :356



## Efficient method of calculation of Raman soliton self-frequency shift in nonlinear optical media



Jacques Atangana<sup>a,c,e,\*</sup>, Bibiane Mireille Ndi Nnanga<sup>b,e</sup>, Bedel Giscard Onana Essama<sup>c,a,e</sup>,  
Bouchra Mokthari<sup>d,e</sup>, Nouredine Cherkaoui Eddeqai<sup>d,e</sup>, Timoleon Crepin Kofane<sup>e,b</sup>

<sup>a</sup> Department of Physics, Higher Teacher's Training College Yaounde, University of Yaounde I, P.O. Box 47 Yaounde, Cameroon

<sup>b</sup> Laboratory of Mechanics, Department of Physics, Faculty of Science, University of Yaounde I, P.O. Box 812 Yaounde, Cameroon

<sup>c</sup> Laboratory of Electronics, Department of Physics, Faculty of Science, University of Yaounde I, P.O. Box 812 Yaounde, Cameroon

<sup>d</sup> Department of Physics, Faculty of Science, Moulay Ismail University, Meknes, Morocco

<sup>e</sup> Centre d'Excellence Africain des Technologies de l'Information et de la Communication (CETIC), Université de Yaoundé I, Cameroon

### ARTICLE INFO

#### Article history:

Received 11 September 2014

Received in revised form

11 November 2014

Accepted 13 November 2014

Available online 17 November 2014

#### Keywords:

Cubic-quintic Raman effects

Soliton self-frequency shift

Modified ansatz

Collective coordinates

### ABSTRACT

We present a method to evaluate Raman soliton self-frequency shift of soliton light pulses solution for higher-order nonlinear Schrödinger equation with non-Kerr nonlinearity which propagate in high-bit-rate optical systems. We show that the conventional technique, known as collective coordinates theory, becomes inappropriate and leads to a qualitatively and unpredictable dynamics of collective coordinates. We resolve this changeableness by reformulating the conventional technique during which we add two appropriate pulse parameters called the simulated Raman scattering specific coordinates. We point out the use of these coordinates by applying them to a correct calculation of soliton self-frequency shift (SSFS) and temporal shift when cubic-quintic effects effectively act. This method of calculation of soliton self-frequency shift could be an interesting physical tool to those working on propagation of nonlinear pulses in optical media where the investigations of simulated Raman scattering with associated phenomena are required.

© 2014 Elsevier B.V. All rights reserved.

### 1. Introduction

Activities in optical communication systems operating with ultrashort light pulses require several processes, numerical simulations [1–6] and various types of optical components, generally not necessary at lower bit rates [7]. It becomes fundamental in such case to design the key elements of the communication systems best adapted from numerical simulations, in order to characterize the light pulse parameters. For example, the spectral bandwidth obtained from the pulse's temporal width and chirp [8–17] requires the knowledge of the light pulse phase behavior which essentially depends on the calculation of two major pulse parameters such as the chirp and the pulse frequency shift with respect to the carrier frequency (say  $\omega_0$ ). However, it is difficult to ascertain directly from the original field what will really happen in

the system and during the propagation [17–19], the field will describe all perturbations present in the real system. Consequently, it becomes crucial to develop a method able to provide qualitative information about the behavior of the field solution of nonlinear Schrödinger equation considered. This method is chosen to describe the evolution of several integral quantities of the field solution. To the best of our knowledge, the so-called “method of moment for nonlinear Schrödinger equation” [20], with its possibilities to reduce the problem to a system of coupled ordinary nonlinear differential equations is one of the best candidate for this approach. Furthermore, the method provides approximations which receive different names depending on the specific field of application: time-dependent variational method, collective coordinates method, the averaged Lagrangian [21,22] and the so-called quadratic phase approximation [20]. The results shown for the evolution of the field solution using the moments method are exact and in some sense rigorous. However, in many situations of practical interest, we can approximate the phase of the field solution by a quadratic functions of coordinates best adapted to accurately characterize the chirp and the frequency shift observed during the dynamics of the field solution. Otherwise, ansatz functions associated and conventionally used until now to describe this dynamics in specific cases of propagation of ultrashort light pulses in

\* Corresponding author at: Department of Physics, Higher Teachers Training College, University of Yaoundé I, Yaoundé, Cameroon.

E-mail addresses: [atanganajaques@yahoo.fr](mailto:atanganajaques@yahoo.fr) (J. Atangana),

[mireille042005@yahoo.fr](mailto:mireille042005@yahoo.fr) (B. Mireille Ndi Nnanga),

[onanaessama@yahoo.fr](mailto:onanaessama@yahoo.fr) (B. Giscard Onana Essama),

[nicet2012@hotmail.com](mailto:nicet2012@hotmail.com) (B. Mokthari), [echerkaoui@hotmail.com](mailto:echerkaoui@hotmail.com) (N.C. Eddeqai),

[tckofane@yahoo.com](mailto:tckofane@yahoo.com) (T.C. Kofane).

optical communication networks have as common feature, the consideration of a standard quadratic phase [2,9–19]. The goal of these ansatz which depends on of linear and nonlinear effects identified in the model is to give a good reconstruction of the light pulse profile from the dynamics of its collective coordinates. Some well-known examples of such reconstructions have been illustrated to describe the dynamics of soliton light pulses such as the propagation of light pulses asymmetrically distorted by the third-order dispersion [17] and the behavior of light pulses symmetrically distorted by the fourth-order dispersion [18]. Unfortunately, it clearly appears that the choice of these ansatz function, having a standard quadratic phase, is not sufficient to give a correct description of intra-pulse Raman scattering where high- and low-frequency components of an optical pulse pump transfer energy to the red side through stimulated Raman scattering. This deficiency was already perceived by some authors who suggested to use the moment method [20–22] in order to study the effect of frequency chirp on the Raman-induced frequency shift in the cases of both normal and anomalous dispersion. Then, the method was used by many authors to investigate the behavior of optical pulses when several physical phenomena should occur during the propagation. One can enumerate the development of a general theory of intra-pulse Raman scattering to evaluate the effects of frequency chirp on Raman-induced frequency shift [22]. Besides, the so-called soliton self-frequency shift occurring as a result of the red-shift induced by this intra-pulse Raman scattering [23–29] presents many wide applications. If one can discern among them the soliton self-frequency shift evaluation and its control including its suppression from a use of bandwidth-limited amplification [22], or upshifted filtering [15], the important application is supercontinuum generation in various media. Fundamentally the dynamics of supercontinuum generation process comes from the pivotal role played by the interaction between higher-order dispersion and nonlinearity when ultrashort optical pulses are launched in the anomalous group-velocity dispersion domain. The phenomenon which involves the dynamics of several solitons and dispersive waves (radiations) in photonic crystal fibers has attracted considerable attention since its wide applications ranging from spectroscopy, metrology, telecommunications [30–36] and the dynamics of Raman soliton [37]. Besides, the influence of the simultaneous action of higher-order effects including intra-pulse Raman scattering, higher-order dispersion, self steepening or quintic nonlinearity, to describes the propagation of ultrashort pulses in optical fibers has been extensively studied by many authors. The investigation of Tsoy and Sterke [30] is based on the soliton's adiabatic dynamics in optical fibers in the presence of the third-order dispersion, self-steepening and Raman effects. Judge et al. have shown theoretically that dispersive waves resonantly emitted by a soliton in the presence of negative third-order dispersion may be temporally trapped and red-shifted [38]. Sorensen et al. show that the soliton is able to keep more of the energy of its dispersive wave trapped when the gradient of the taper is decreased. This was explained as a group-acceleration mismatch of the soliton and dispersive wave induced by the taper [39]. The paper of Stephen and Dekker has demonstrated a record soliton self-frequency shift of a spectrally isolated soliton over more than an octave, from 801 nm to 1708 nm using a specially selected photonic crystal fibers with reduced OH loss [40]. It is observed in the majority of these papers that the authors used the complete response function of the Raman effect to study the case of negative third-order dispersion aiming to explain the suppression of the Raman self-frequency shift observed in the experiment where, the self-steepening effect could be omitted [41]. But in many investigations, studies are focussed on the separate influence of Raman scattering and third-order dispersion as well as the combined action of these effects with self-steepening [30].

However some methods of analysis and the range of applicability used until now have as common focal points the supercontinuum generation, the exploitation of the soliton self-frequency shift in the realization of pulsed wavelength tunable sources, its cancellation by resonant emission of normally dispersive waves, the enhancement or the soliton self-frequency shift performance in highly nonlinear chalcogenide, as well as other nonlinear processing applications and the well-known physical concept effect named group-acceleration mismatch [30–40]. However, if the efficient practical method to calculate the soliton self-frequency shift uses the method of moment [20–22], it is also observed that some physical specific pulse parameters able to give a qualitative detailed picture of the role and mode of singular or simultaneous action of some selected higher-order terms (such as third-order dispersion, self-phase modulation, quintic nonlinearity, self-steepening, or stimulated Raman scattering) require an important amount of calculation with these method using the exact pulse field throughout the pulse propagation. The use of the variational analysis presents two major advantages. Firstly, the pulse propagation can be completely characterized without having to know the exact pulse field. Secondly, the role and mode of action of each perturbed pulse parameter can be given in detail. The only drawback of this method is its level of accuracy, which strongly depends on the choice of specific parameters of the ansatz function. More so, it becomes crucial to consider an ansatz function including additional terms able to describe the action of some selected linear and nonlinear terms on the light pulse propagation.

In this paper, we present an extended analytic theory of the Raman self-frequency shift in a theoretical optical environment with a very weak quintic nonlinearity where third-order dispersion and self-steepening effects are omitted [41]. The main goal being to evaluate the dynamics of collective coordinates on the predicted evolution of the soliton light pulse when some selected effects act in the optical system. For this end, The variational method is used with a specific modified conventional ansatz including two additional higher-order phase terms. The first one corresponds to the description of frequency fluctuations while the second completes the chirp dynamics in order to give a good description of the temporal shift.

The paper is organized as follows. In Section 2, the modified conventional ansatz is presented and the collective coordinates technique is applied in order to give the analytical expressions of variational equations. Section 3 embodies a development of numerical simulations in order to obtain a careful evaluation of the dynamics behavior of light pulse specially the temporal and frequency shift when the stimulated Raman scattering and non-Kerr effects come into play in a high bit rate and long-distance transmission system. A conclusion is made in Section 4.

## 2. Collective coordinates for light pulse with cubic-quintic Raman effects

### 2.1. Theoretical model

We consider the dynamics of solitary wave solutions for an interesting nonlinear Schrödinger equation including some selected higher-order terms which can be written in terms of slowly varying envelope of electric field  $\psi(z, t)$  as follows [15,23,26,42–45]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi}{\partial z} + i \frac{\beta_2(z)}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - i \gamma_0(z) |\psi|^2 \psi - i \gamma_q(z) |\psi|^4 \psi \\ = i \gamma_r(z) \left( \frac{\partial |\psi|^2}{\partial t} \right) \psi + i \gamma_{qr}(z) \frac{\partial}{\partial t} (|\psi|^4) \psi \end{aligned} \quad (1)$$

where  $z$  is the distance along the fiber and  $t$ , the time with the frame of the reference moving along the fiber at group velocity. The subscripts  $z$  and  $t$  also correspond to spatial and temporal derivations. The parameter  $\beta_2(z)$  represents the second-order dispersion coefficient.

The usual dispersion parameter  $D$  is given by  $\beta_2(z) = -(\lambda_0^2 D)/(2\pi c)$  where  $\lambda_0 = c/\omega_0$  is the carrier wavelength.  $\gamma_0(z)$  the self-phase modulation parameter is given by  $\gamma_0(z) = [n_2\omega_0]/[cA_{eff}(z)] = k_0 n_2(z)\alpha_1$  measures the strength of the nonlinearity where  $c$  denotes the speed of light,  $n_2$  the nonlinear index coefficient and  $A_{eff}(z)$  is the effective core area [47]. The term  $\gamma_q(z) = \rho\gamma_0(z)$  is the cubic stimulated Raman scattering contribution where  $\rho = 0.18$  and  $g = 7.06 \times 10^{-3}$  [15]. The parameter  $\gamma_q(z) = k_0 n_4(z)\alpha_2 = f_0\gamma_0(z)$  represents the quintic term originating from self-phase modulation and also called quintic phase modulation,  $k_0 = \omega_0/c$ ,  $\omega_0$  being the carrier wave frequency. The quantities  $\alpha_1$  and  $\alpha_2$  are the nonlinear dispersion coefficients connected with the third- and fifth-order nonlinearity [46,47]. We note that the quintic non-Kerr terms are crucial when the intensity of the incident light power increases in order to produce shorter (femtosecond) pulses [46–49]. The quintic nonlinearities arise from the expansion of the refractive index in terms of intensity  $I$  on the light pulse:  $n = n_0 + n_2 I + n_4 I^2$  [47]. The term  $n_0$  is the linear refractive index coefficient,  $n_2$  and  $n_4$  are the nonlinear refractive index coefficients which are originated to third- and fifth-order susceptibilities [47]. Moreover, the quantity  $\gamma_q(z)$  will be proportional to the ratio between the nonlinear refractive index coefficients  $n_2$  and  $n_4$  [47–49]. In the same consideration,  $\gamma_{qr}(z) = f\gamma_q(z)$ ,  $f$  depends on  $\rho$  and  $f_0$  [15,18,20]. The quantities  $f_0$  and  $f$  can be positive or negative [47]. The polarizations induced through these susceptibilities give the cubic and quintic (non-Kerr) terms in nonlinear Schrödinger equation, respectively. It is shown that the nonlinearity coming from fifth-order susceptibility can be obtained in many optical materials such as semiconductors, doped glasses, polydiacetylene toluene sulfate, calcogenide glasses and some transparent organic materials. When these last three terms related to  $\gamma_q(z)$  and  $\gamma_{qr}(z)$  of Eq. (1) are considered, the resulting equation is called the nonlinear Schrödinger equation with selected higher-order terms.

## 2.2. Collective coordinates theory for light pulses developing temporal and frequency shift

In previous studies, it is well-known that it is difficult to ascertain directly from the field  $\psi(z, t)$  what is really happening in the system during the propagation [9,10]. The light pulse can be characterized by use of a low dimensional equivalent mechanical system based on a finite number of degrees of freedom. Each of them can then be described by means of a coordinate called the collective coordinate. These collective coordinates are associated with the pulse's parameters for which equation of motion may be derived. For this end, one may introduce  $N$  collective coordinates; say  $X_i$ ,  $i = 1, \dots, N$  in such a way that each of them can correctly describe a fundamental parameter of the pulse. The field  $\psi(z, t)$  is decomposed as  $\psi(z, t) = F(X_1, X_2, \dots, X_N) + q(z, t)$  where  $F$  is called the ansatz function which depends on collective coordinates and  $q(z, t)$  is the residual field which represents all other excitations in the system [9,10,17–19].

## 2.3. Conventional ansatz (CA) function

Much of the work using collective coordinates to optimize the existing transmission systems or to design future optical communication networks [9,10,18,19] have as a common feature the use of conventional ansatz defined as [45–48,50–54]:

$$F_{CA}(z, t) = X_1(z) \exp \left[ - \left( \frac{t - X_2(z)}{X_3(z)} \right)^2 + \frac{1}{2} i X_4(z) (t - X_2(z))^2 + i X_5(z) (t - X_2(z)) + i X_6(z) \right]. \quad (2)$$

The parameters  $X_1, X_2, \sqrt{2 \log 2} X_3, \frac{X_4}{2\pi}, X_5, X_6$  are the conventional collective coordinates [18] which have been used so far to represent the pulse amplitude, temporal position, full width at half-maximum (FWHM) of peak power, the chirp, the frequency and phase, respectively [17–19,50–53]. Note that the parameter  $X_5$  that we called frequency corresponds in fact to the soliton self-frequency shift. According to previous investigation [17], it appears that the conventional ansatz function cannot describe the frequency shift and any consequence which appear on the fundamental light pulse parameters during the propagation. This situation implies that collective coordinates present in the ansatz function and which are responsible to frequency and temporal shifts have lost their conventional physical properties. Following this approach, one can propose a new ansatz function able to give a good physical evaluation of frequency and temporal shifts in the pulse propagating in this optical environment.

## 2.4. Modified conventional ansatz (MCA) function

Proceeding to a good evaluation of soliton self-frequency shift developed in an optical environment where cubic-quintic stimulated Raman scattering acts as nonlinear effects. Besides, one observes from conventional ansatz that the functions characterizing frequency shift and any consequence which appear on the fundamental light pulse parameters during the propagation correspond to the general expression given by  $(X_i(z)(t - X_2(z))^{2j+1})/2^j$  and the general chirp expression is given by  $(X_i(z)(t - X_2(z))^{2(j+1)})/2^{j+1}$ . The quantity  $i$  corresponds to the rank of the frequency or chirp of collective coordinates in the ansatz function considered. The element  $j$  gives the importance of direct or indirect effects of each linear and nonlinear terms taken into account in Eq. (1) and happening on variational equations as a contribution for a best reconstruction of the light pulse dynamics. In this consideration, the case  $j=0$  corresponds to the conventional ansatz. The case  $j = 1, 2, \dots$  corresponds to a new reformulation of direct or indirect effects obtained from additional temporal coordinates of the modified conventional ansatz function. Thus, one obtains a new description of the dynamics of collective coordinates able to give a good reconstruction of the dynamics of the exact field. For example a good evaluation of the stimulated Raman scattering effects and in certain cases a contribution for a good calculation of soliton self-frequency shift, taken as an addition method comparing to that observed in [20–22]. These additional collective coordinates act on variational equations in order to give a complete characterization of the light pulse. More so, the frequency shift and chirp take appropriate determination namely  $X_i(z)/2\pi$  for the temporal chirp coordinate and  $X_i(z)$  for the frequency shift. In this approach, we consider  $j=0, 1$ , where  $i=5, 7$  for the frequency shift parameters and  $i=4, 8$  for general chirp parameters, the conventional ansatz becomes the modified conventional ansatz function given in the following form:

$$F_{MCA}(z, t) = X_1(z) \exp \left[ -\left(\frac{t - X_2(z)}{X_3(z)}\right)^2 + i\left(\frac{X_8(z)}{4}\right)(t - X_2(z))^4 + i\left(\frac{X_7(z)}{2}\right)(t - X_2(z))^3 \right] \times \exp \left[ i\left(\frac{X_4(z)}{2}\right)(t - X_2(z))^2 + iX_5(z)(t - X_2(z)) + iX_6(z) \right]. \tag{3}$$

Compared to the conventional ansatz function in Eq. (2), we have two additional collective coordinates  $X_8/2\pi$  and  $X_7$ . The coordinate  $X_7$  intervenes to reproduce all additional frequency fluctuations useful to allow a good description of the soliton self-frequency shift behavior while  $X_8$  is the chirp correction factor. It will serve to reproduce a best chirp dynamics and to complete the insufficiencies of the conventional chirp dynamics in order to obtain a good description of the dynamics of collective variables. For example the association of  $X_8$  could serve to give a best temporal shift which is converted into frequency shift when stimulated Raman scattering effects come into play in the system. In this purpose Eq. (3) is called modified conventional ansatz function defined in temporal domain. It is known that the major advantage of the collective coordinates theory is to give a detailed qualitative prediction of the role and the mode of action of each linear and nonlinear effect acting on the key pulse parameters [9,10,17–19]. Hence, a well estimation of the frequency and temporal shifts depends on the level of precision given by the modified conventional ansatz function. Following this analysis, as previously investigated [17–19,21], we will present the variational equations obtained when we use successively a conventional ansatz and the modified conventional ansatz function.

2.5. Variational equations

The lowest-order approximation (bare approximation) of the collective coordinates theory is obtained by setting the residual field to zero ( $q(z, t) = 0$ ). Then, applying this bare approximation to Eq. (1) such that  $\psi = F_{MCA}$  and projecting the resulting equations in the direction of  $\partial F_{MCA}/\partial X_k$ , ( $k = 1, \dots, 8$ ) yields the following variational equations:

$$\dot{X}_{1MCA} = \dot{X}_{1CA} + \frac{3}{8}X_1X_3^2X_8\beta_2(z) \tag{4a}$$

$$\dot{X}_{2MCA} = \dot{X}_{2CA} - \frac{3}{8}X_3^2X_7\beta_2(z) \tag{4b}$$

$$\dot{X}_{3MCA} = \dot{X}_{3CA} - \frac{3}{4}X_3^3X_8\beta_2(z) \tag{4c}$$

$$\dot{X}_{4MCA} = \dot{X}_{4CA} - \frac{45}{16}X_3^4X_8^2\beta_2(z) - \frac{3}{4}\frac{\sqrt{2}X_1^2}{X_3^2}\gamma_0(z) - \frac{9}{8}X_3^2X_7^2\beta_2(z) - \frac{8}{9}\frac{X_1^4\sqrt{3}}{X_3^2}\gamma_q(z) \tag{4d}$$

$$\dot{X}_{5MCA} = \dot{X}_{5CA} - \frac{45}{32}X_3^4X_7X_8\beta_2(z) - \frac{8}{9}\frac{\sqrt{3}\rho X_1^4g}{X_3^2}\gamma_{qr}(z) - \frac{3}{8}X_3^2X_4X_7\beta_2(z) - \frac{3}{4}\frac{\sqrt{2}X_1^2\rho g}{X_3^2}\gamma_0(z) \tag{4e}$$

$$\dot{X}_{6MCA} = \dot{X}_{6CA} + \frac{15}{128}X_3^5X_8^2\beta_2(z) - \frac{3}{8}X_3^2X_5X_7\beta_2(z) + \frac{1}{8}X_1^4\sqrt{3}\gamma_q(z) + \frac{3}{64}\sqrt{2}X_1^2\gamma_0(z) \tag{4f}$$

$$\dot{X}_{7MCA} = \frac{27}{4}X_3^2X_7X_8\beta_2(z) + \frac{64}{27}\frac{\sqrt{3}\rho X_1^4g}{X_3^4}\gamma_{qr}(z) + 3X_4X_7\beta_2(z) + 2\frac{\sqrt{2}\rho X_1^2g}{X_3^4}\gamma_0(z) \tag{4g}$$

$$\dot{X}_{8MCA} = \frac{15}{2}X_3^2X_8^2\beta_2(z) + 4X_4X_8\beta_2(z) + \frac{9}{2}X_7^2\beta_2(z) + \frac{32}{27}\frac{X_1^4\sqrt{3}}{X_3^4}\gamma_q(z) + \frac{\sqrt{2}X_1^2}{X_3^4}\gamma_0(z) \tag{4h}$$

The  $\dot{X}_{kCA}$ ,  $k = 1, 2, \dots, 6$  represent the source terms of the variational equations that would have been obtained if we have been used the conventional ansatz function, as given below:

$$\dot{X}_{1CA} = \frac{1}{2}X_1X_4\beta_2(z) \tag{5a}$$

$$\dot{X}_{2CA} = -X_5\beta_2(z) \tag{5b}$$

$$\dot{X}_{3CA} = -X_3X_4\beta_2(z) \tag{5c}$$

$$\dot{X}_{4CA} = X_4^2\beta_2(z) - \frac{1}{9}\frac{1}{X_3^2}\left(8\gamma_q(z)\sqrt{3}X_1^2 + 9\sqrt{2}\gamma_0(z)\right) - 4\frac{\beta_2(z)}{X_3^4} \tag{5d}$$

$$\dot{X}_{5CA} = -\frac{1}{9}\frac{1}{X_3^2}\left(8\sqrt{3}X_1^2\gamma_{qr}(z) + 9\sqrt{2}\gamma_0(z)\right)\rho gX_1^2 \tag{5e}$$

$$\dot{X}_{6CA} = \frac{\beta_2(z)}{X_3^2} + \frac{1}{72}\sqrt{2}\left(16\gamma_q(z) + \sqrt{2}\sqrt{3}X_1^4 + 45X_1^2\gamma_0(z) - 18\sqrt{2}X_5^2\beta_2(z)\right) \tag{5f}$$

The first analysis concerns the direct effects on variational equations obtained. A direct effect on variational equations corresponds to the terms of equations that contain  $X_7(z)$  or  $X_8(z)$  in the right hand side of these variational equations and which are proportional to a coefficient of linear or nonlinear terms selected in Eq. (1) [17]. In the same way, an indirect effect corresponds to the terms that do not contain the selected coefficient, but which are proportional to one or the two additional coordinates  $X_7(z)$ ,  $X_8(z)$ . Thus as shown in Eqs. (4a)–(4c), the second-order dispersion has an exclusively direct effect on the variational equations describing the temporal coordinates  $X_1(z)$ ,  $X_2(z)$  and  $X_3(z)$  (the exclusively direct effects is referred to variational equations that all terms are proportional to  $\beta_2(z)$ ). Eqs. (4d)–(4h) show that second-order dispersion has a direct effect on  $X_4(z)$ ,  $X_5(z)$ ,  $X_6(z)$ ,  $X_7(z)$  and  $X_8(z)$  which is completed by other effects induced by cubic-quintic Raman contributions in Eq. (1). These other terms induced are practically similar to that obtained in Eqs. (5d)–(5f) where the conventional ansatz is used. Thus, we can confirm the non-

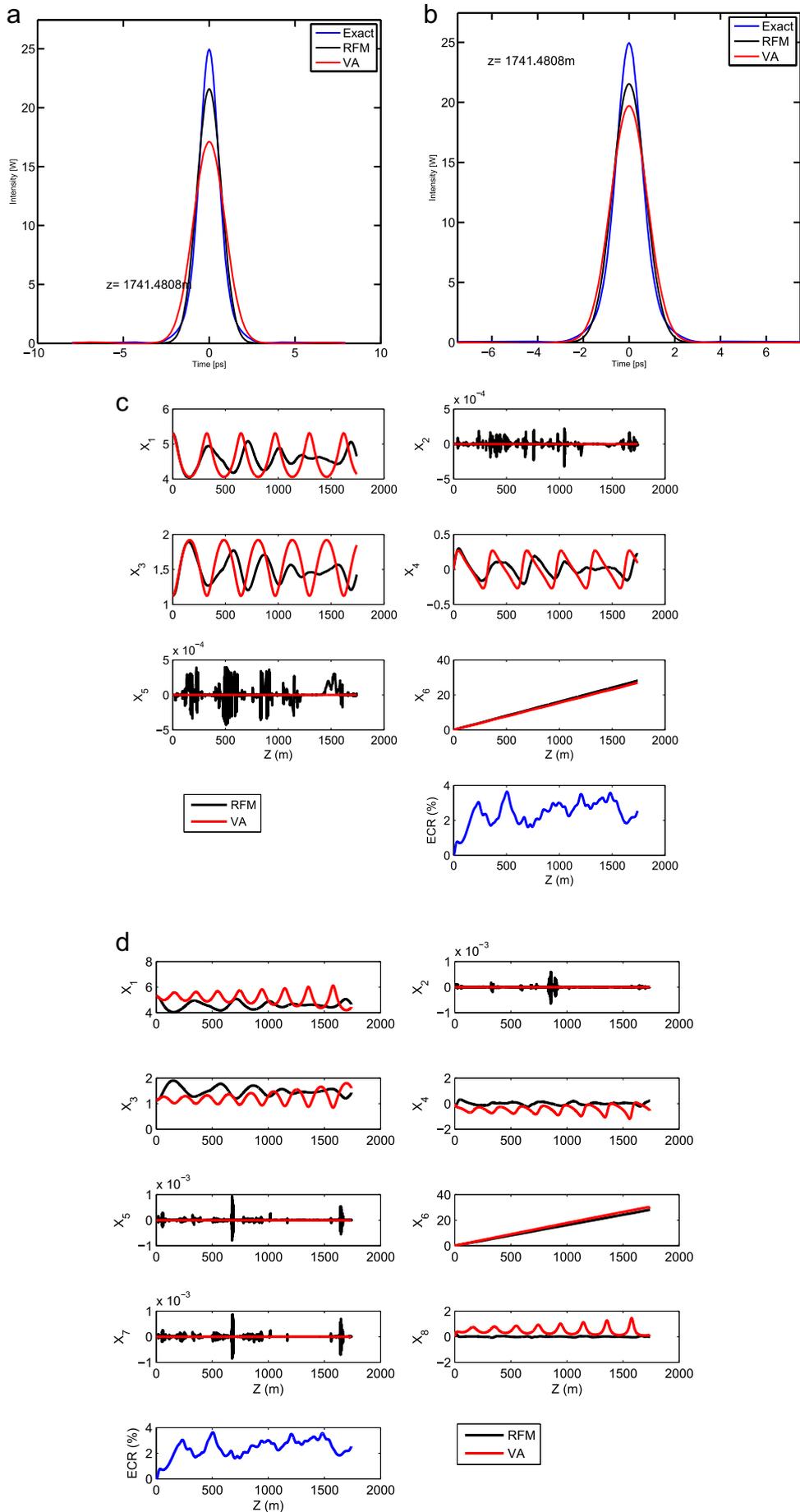
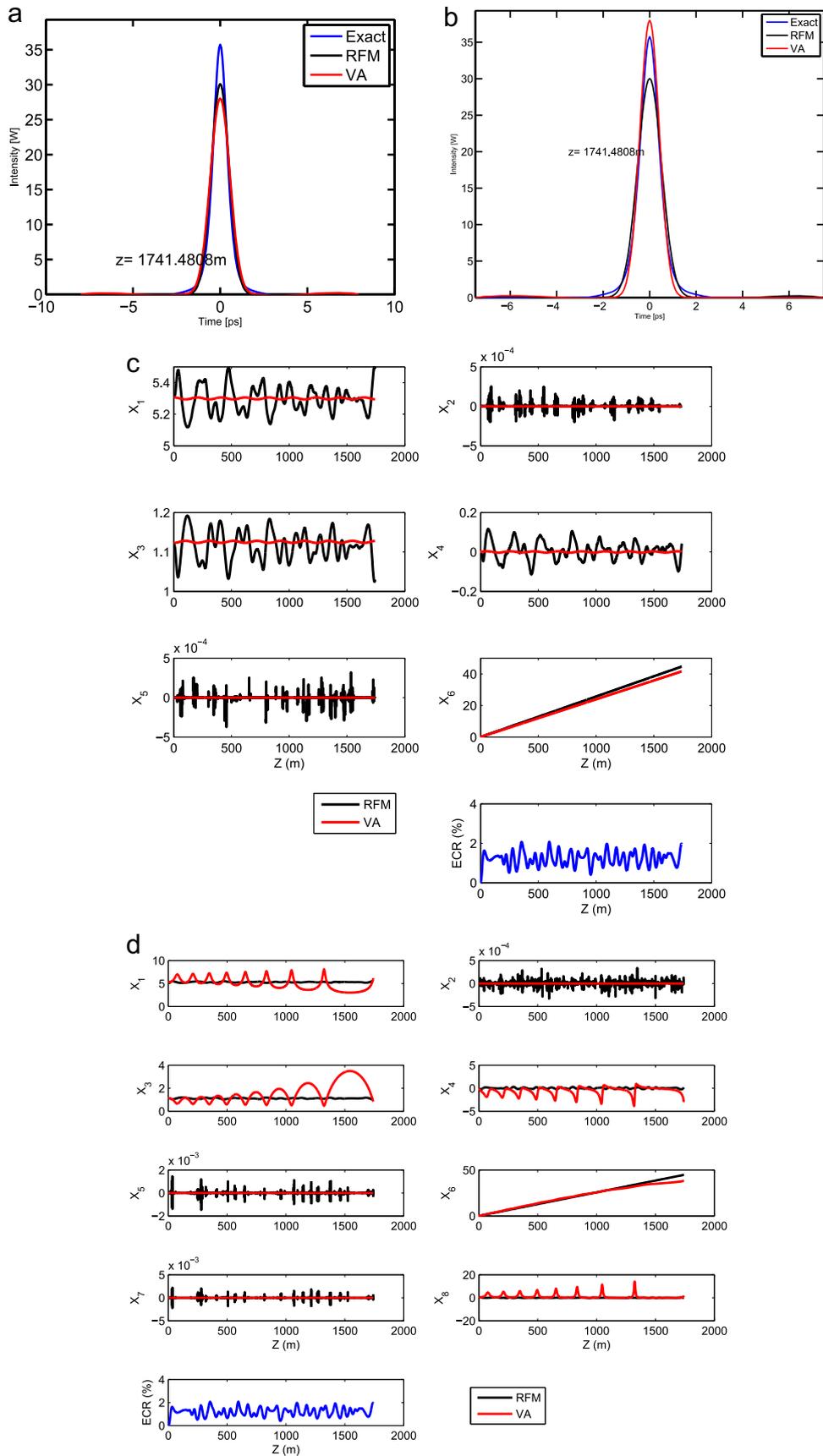
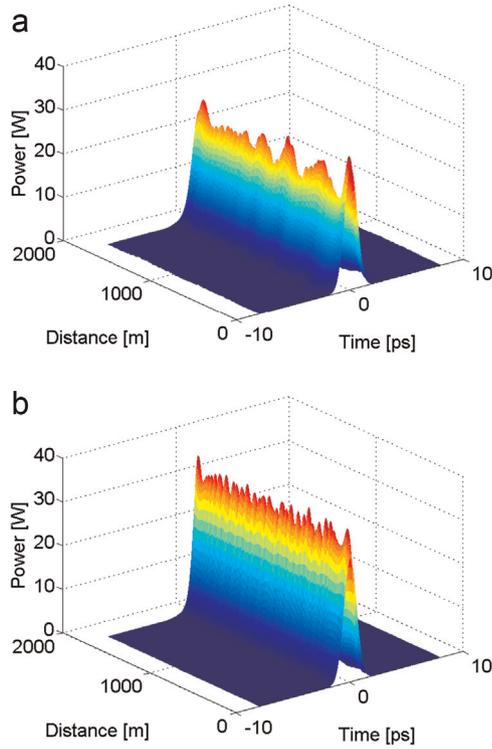


Fig. 1. Soliton light pulse at  $z=1742$  m. Intensity of the fields: (a) CA; (b) MCA. Dynamics of collective coordinates: (c) CA; (d) MCA.



**Fig. 2.** Soliton light pulse influenced by quintic nonlinearity for  $f_0 = 0.0084666\text{ W}^{-1}$  at  $z = 1742\text{ m}$ . Intensity of the fields: (a) CA and (b) MCA. Dynamics of collective coordinates: (c) CA and (d) MCA.



**Fig. 3.** Full equations at  $z = 1780$  m. (a) Soliton light pulse (CA and MCA). (b) Soliton influenced by quintic nonlinearity for  $f_0 = 0.0084666 \text{ W}^{-1}$  (CA and MCA).

existence of indirect effects if  $\beta_2(z)$  is selected. In consequence from variational equations, one can partially conclude that only second-order dispersion which induces direct effects on all temporal coordinates when the modified conventional ansatz is considered. The only difference observed comparing Eqs. (4d)–(4f) to (5d)–(5f) concerns the coefficients of equivalent terms which present similar equations obtained from each ansatz. This suggests that the direct effects induced by second-order dispersion in Eqs. (4d)–(4f) provide a new distribution of coefficients at each equivalent others terms in order to give a perfect reconstruction of the exact field during the evolution of collective coordinates. However other important remarks will be clarified. Firstly, the cubic–quintic nonlinearity has the direct effects only on Eqs. (4d) which is similar to that observed in Eq. (5d) and more precisely in Eq. (4h) justifying that these three equations develop the chirp dynamics where Eq. (4h) specifically will be responsible to all additional chirp contributions. As result, the evolution of  $X_1(z)$  and  $X_3(z)$  which contains each of them, one additional term proportional to  $X_3^2 X_8$  if modified conventional ansatz is considered and different to that obtained with Conventional ansatz could develop each of them different dynamics if the quintic term comes into play. Secondly, in the same consideration, the Raman contribution has a direct effect on Eq. (4e) which is also similar to that observed in Eq. (5e), the dynamics of the soliton self-frequency shift directly converted into the temporal shift via the group velocity dispersion [15,20], as seen in Eq. (4b) where an additional direct effect of second-order dispersion appears proportional to  $X_3^2 X_7$ . This Raman contribution is well remarkably observed in Eq. (4g). This proves that these three equations traduce the dynamics of the soliton self-frequency shift where Eq. (4g) plays a vital role during the description of the variational equations of temporal and frequency shift ( $X_{2MCA}(z)$  and  $X_{5MCA}(z)$ ) when modified conventional ansatz is used. From these observations, one can confirm that  $X_8$  acts to correct the intensity profile and  $X_7$  corrects the reconstruction of frequency shift. The initial conditions for the variational equations

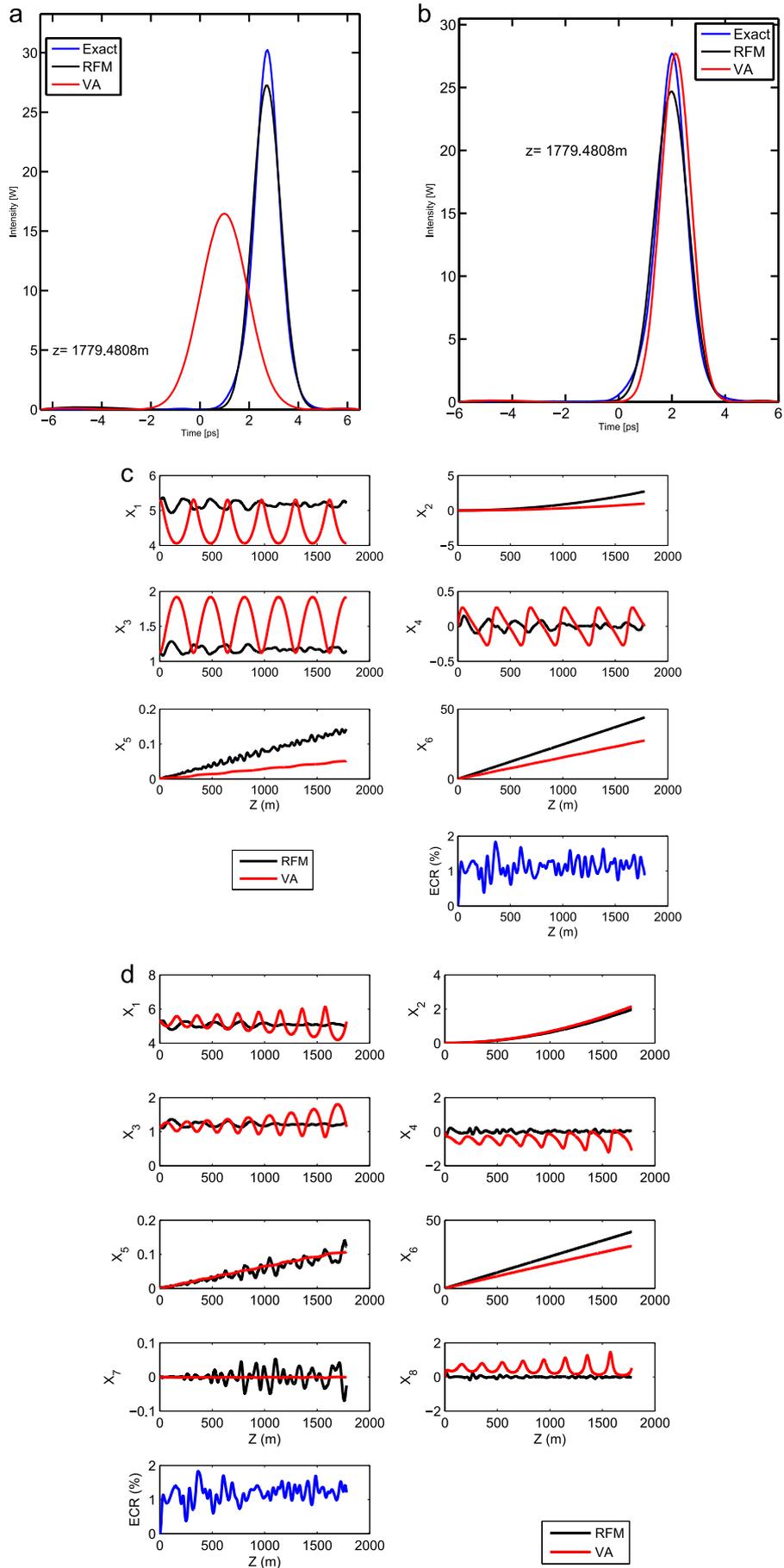
(Eq. (4)) and  $\{X_{kMCA}(0), k = 1, 2, \dots, 8\}$  correspond to the following pulse profile (given by Eq. (3) and similar to that given by Eq. (2)) and expressed by  $\psi(0, t) = F_{CA} = A_0 \exp(t - X_2(0)/X_3(0))^2$  [17–19].

### 3. Numerical results

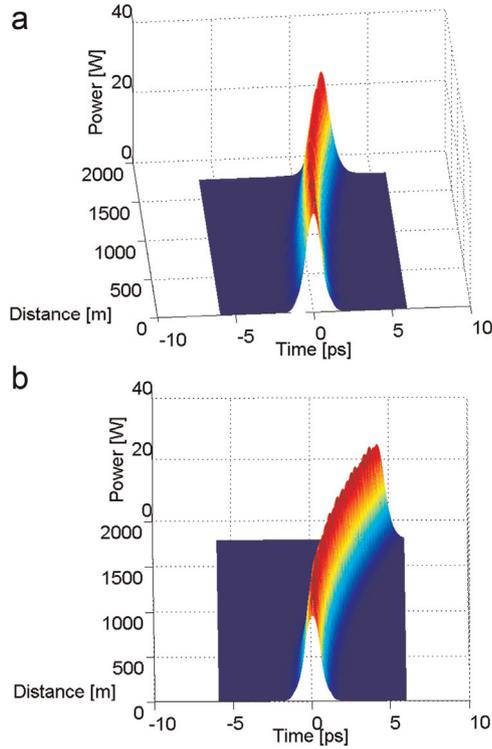
Numerical simulations are made in a dielectric environment similar to a single mode fiber (SMF-28) with following characteristics [17,18]: the effective core area  $A_{eff}(z) = 80 \mu\text{m}^2$ ; the width (FWHM) is given by  $2\text{acosh}(\delta_0\sqrt{2})$  ps; peak power,  $P_0 = \beta_2(z)(\gamma_0(z)/\delta_0^2)W$ ; the input light pulse  $\psi(0, t)$  is similar to that obtained from the conventional ansatz; the pulse temporal window in subpicoseconds regime is chosen as  $\delta_0 = 0.750$  ps. The length of propagation is  $z = 1742$  m. Hence, solving our variational equations (Eqs. (4) and (5) and) from  $z = 0$  to  $z \geq 1742$  m in order to obtain the field representations [17,18,50–53], the exact field solution of the nonlinear Schrödinger equation, the field reconstructed by the collective coordinates coming from the bare approximation and the field reconstructed by the dynamics of collective coordinates obtained from the residual field minimization (RFM) are respectively illustrated by the blue, red and black curves [50–54]. In collective coordinates representation, the red curve represents the dynamics of collective coordinates obtained from bare approximation, the black curve represents the dynamics of collective coordinates reconstructed from the residual field minimization and the blue curve represents the fraction of residual field energy (RFE) [50–54]. We consider the solitary wave in an optical environment with the typical following parameters:  $\beta_2 = -0.0217 \text{ ps}^2 \text{ m}^{-1}$ ,  $\gamma_0 = 0.0014 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$  [17,18]. Thus, solving the two class of variational equations obtained from  $z = 0$  m to  $z \geq 1742$  m, we successively obtain the dynamics of the conventional collectives coordinates,  $\{X_{kCA}(z), k = 1, 2, \dots, 6\}$  which are compared to that obtained from the modified conventional ansatz  $\{X_{kMCA}(z), k = 1, 2, \dots, 8\}$ .

#### 3.1. Impact of the higher-order phase terms $X_7(z)$ and $X_8(z)$ on light pulse evolution at soliton conditions

First of all, it is better to re-emphasize that the variational analysis is used to illustrate the insufficiencies of the collective coordinates method in order to characterize light pulses when some selected higher-order terms come into play. Fig. 1 shows the soliton light pulse profile reconstructed by the collective variables obtained from the two different ansätze. One observes from Fig. 1 (a) and (b) that the two ansätze give the same peak power ( $P = 25$  W) justifying the characteristic of a conventional soliton profile (quintic nonlinearity negligible). This intensity profile is better reconstructed if the modified conventional ansatz is used than that obtained with conventional one. Then, as mentioned above, Fig. 1(c) and (d) shows that the dynamics of  $X_{5CA}(z)$  and  $X_{2CA}(z)$  is practically zero and identical to that observed in  $X_{5MCA}(z)$ ,  $X_{2MCA}(z)$  and  $X_7(z)$ . This confirms the supposition made in (2.5) identifying  $X_7(z)$  as a frequency shift coordinate which strengthens the dynamics of  $X_{5MCA}(z)$  in order to give a good conversion into the temporal shift  $X_{2MCA}(z)$ . About the chirp dynamics,  $X_{4CA}(z)$  which periodically gets positive and negative values contrary to that developed by  $X_{4MCA}(z)$  and  $X_8(z)$  which exclusively take positive values ( $X_{4MCA}(z)$ ) and negative values ( $X_8(z)$ ). This complementary action favors a perfect reconstruction of the soliton light pulse behavior. Consequently, the evolution of the soliton light pulse is well reconstructed if  $X_7(z)$  and  $X_8(z)$  are included in the typical ansatz phase term conventionally used.



**Fig. 4.** Soliton influenced by cubic stimulated Raman scattering at  $z = 1780$  m. Intensity of the fields: (a) CA and (b) MCA. Dynamics of collective coordinates: (c) CA and (d) MCA [ $\rho = 0.18$  and  $g = 7.06 \times 10^{-3}$ ].



**Fig. 5.** Full equations at  $z=1780$  m. (a) Soliton influenced by cubic stimulated Raman scattering (CA and MCA); (b) Soliton influenced by quintic stimulated Raman scattering and quintic nonlinearity (CA and MCA) [ $f_0 = 0.0084666 \text{ W}^{-1}$ ,  $\rho = 0.18$ ,  $g = 7.06 \times 10^{-3}$  and  $f=0.792$ ].

### 3.2. Predicted evolution of soliton conditions from CA and MCA if the quintic term is considered

If the quintic nonlinearities arise from the expansion of the refractive index in terms of intensity  $I$  in a specific optical materials doped as previously described (see Section 2.1), the behavior of  $n = n_0 + n_2 I + n_4 I^2$  in some selected doped glass can be investigated in such a way that  $\gamma_q(z) = f_0 \gamma_0(z)$  remains negligible at values close 40 W peak powers [46–49]. In this consideration, one can choose an experimental value  $f_0 = 0.0084666 \text{ W}^{-1}$ . Fig. 2 shows that when the quintic nonlinearity is not completely neglected, it results in an increasing intensity profile commonly observed and well reconstructed by the conventional collective coordinates as observed in Fig. 2(a). Similar performances are developed in Fig. 2(b) if modified conventional ansatz is used. However some important remarks yield up. Comparing Fig. 2(c) and Fig. 2(d) in one hand and (4) and (5) in another hand when Raman contributions are neglected, it appears that  $X_{5MCA}(z) = X_{5CA}(z) = \dot{X}_{5MCA}(z) = X_7(z) = X_{5CA}(0) = X_7(0) \approx 0$ . The dynamics of the temporal coordinate  $X_7(z)$  is similar to that produced by  $X_{5MCA}(z)$  and  $X_{5CA}(z)$ , which is not influenced by the nonlinear quintic term. This confirms the role predicted to  $X_7(z)$  in Eq. (3) which is to reproduce all additional fluctuation frequencies. Then, Fig. 2(d) shows that modified conventional ansatz imposes to  $X_{4MCA}(z)$  a different dynamics to that observed in Fig. 2(c) when conventional ansatz is used. These different evolutions prove that the presence of  $\dot{X}_{8MCA}(z)$  in Eq. (3) changes  $\dot{X}_{4MCA}(z)$  behavior and induces a dynamics which systematically influences the evolution of all Collective coordinates leading to that observed in Fig. 2(d). In this step, one can establish that when the higher-order phase terms  $X_7(z)$  and  $X_8(z)$  are used, the chirp developed by the soliton light pulse is obtained from the dynamics of  $X_{4MCA}(z)$  and  $X_{8MCA}(z)$ . Their amplitudes which periodically increase are reconstructed in opposite directions with a same space

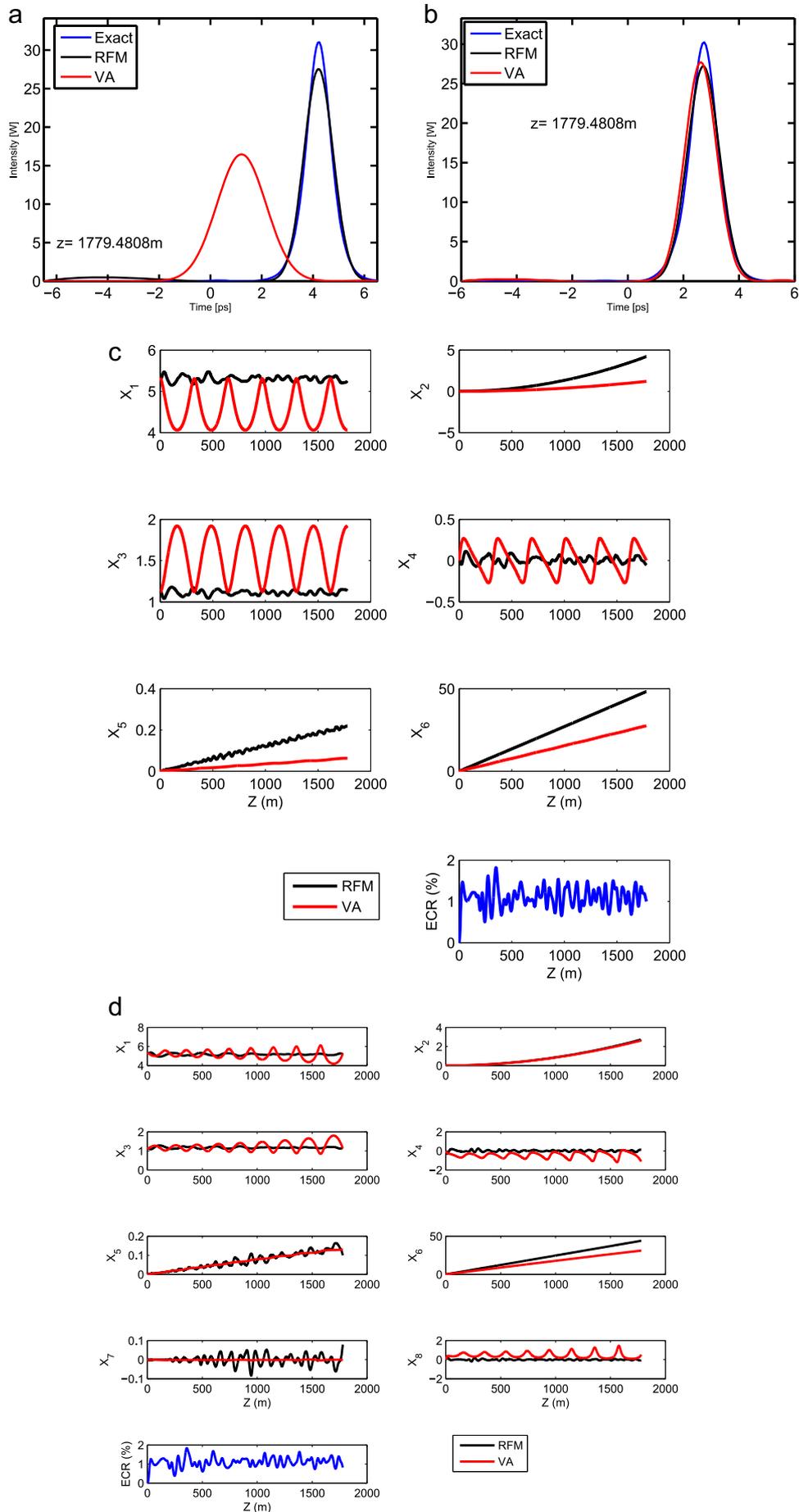
periodicity which also increases with the distance of propagation  $z$ . The effect of the quintic term on the periodic dynamics of the conventional chirp  $X_{4CA}(z)$  is modified if  $X_7(z)$  and  $X_8(z)$  are included and imposes to the derived chirps  $X_{4MCA}(z)$  and  $X_{8MCA}(z)$  a new dynamics with a space periodicity transmitted to  $X_{1MCA}(z)$  and  $X_{3MCA}(z)$  dynamics when  $z$  increases as observed in Fig. 2(d). This situation suggests that for a very long distance of propagation, the  $X_{1MCA}(z)$  coordinates can lose their physical meaning if the quintic nonlinearity is not completely neglected in the system. From this analysis, it is worth to emphasize from Fig. 2 and as confirmed by the full equation obtained in Fig. 3(a) and (b) that there is no need to modify the collective coordinates in the system if the quintic nonlinear effect is the only additional higher-order term able to influence the dynamics of the soliton light pulse during the propagation since the system does not contain any source of distortion or frequency shift (Raman contributions are neglected in this case).

### 3.3. Impact of $X_7(z)$ and $X_8(z)$ on cubic Raman contributions on the predicted light pulse evolution

The numerical analysis of the importance of  $X_{7MCA}(z)$  and that of  $X_{8MCA}(z)$  when cubic stimulated Raman scattering and quintic nonlinearity come into play at soliton conditions, Fig. 4 is obtained. When conventional ansatz is used, one observes that the intensity profile of the exact field is periodically reconstructed but the temporal shift is not conveniently reproduced by  $X_{2CA}(z)$  temporal coordinate and cannot agree the exact field as depicted in Fig. 4(a).

Similarly as seen in Fig. 4(c), the  $\dot{X}_{kCA}$  variational equations do not provide an adequate dynamics to  $X_{5CA}(z)$  able to reproduce the exact frequency shift obtained with the exact field. To obtain the values of temporal and frequency shift, the calculations realized from the predicted evolution obtained from conventional ansatz in Fig. 4(a) and (c) give  $X_{2CA}(1780 \text{ m}) = 0.7317 \text{ ps}$  and for frequency value we obtain  $X_{5CA}(1780 \text{ m}) = SSFS_{CA}(1780 \text{ m}) = 0.05 \text{ THz}$  while the values obtained from the exact field are  $X_{2\text{exact}}(1780 \text{ m}) = 2 \text{ ps}$  for the temporal shift and  $X_{5\text{exact}}(1780 \text{ m}) = SSFS_{\text{exact}}(1780 \text{ m}) = 0.159 \text{ THz}$  for the frequency shift. It appears that the periodic evolution of the chirp dynamics ( $X_{4CA}(z)$ ) is not appropriate to develop a dynamics able to provide the exact field behavior. Consequently, the dynamics of the frequency-shift  $X_{5CA}(z)$  gives a wrong value. Furthermore, its erroneous periodic evolution leads to the inadequate sinusoidal periodic dynamics observed in  $X_{1CA}(z)$  and  $X_{3CA}(z)$  unable to reproduce the exact field profile. Therefore, we find that the conventional ansatz develops achirp dynamic unable to give a good reconstruction of exact field dynamics.

Otherwise, in Fig. 4(b) where modified conventional ansatz is used, we present the field reconstructed from the  $X_{1MCA}(z)$  dynamics which accurately reproduces the exact field such as  $X_{2\text{exact}}(1780 \text{ m}) = X_{2MCA}(1780 \text{ m}) = 2 \text{ ps}$ . In the same way,  $X_{5MCA}(1780 \text{ m}) = SSFS_{\text{exact}}(1780 \text{ m}) = 0.159 \text{ THz}$  is similar to that given with the exact field if conventional ansatz is used. The reason comes from the dynamics developed by  $X_{4MCA}(z)$  and  $X_{8MCA}(z)$  which induce  $X_{7MCA}(z)$  to come into play by insuring a vital role allowing  $X_{5MCA}(z)$  to conveniently cover the predicted frequency shift evolution as seen in Fig. 4(d). However, we have above observed that when a weak quintic nonlinearity acts in the system the predicted evolution of  $X_{4MCA}(z)$ ,  $X_{8MCA}(z)$ ,  $X_{7MCA}(z)$  and  $X_{5MCA}(z)$  with  $X_{7MCA}(z) = X_{5MCA}(z) = X_{2MCA}(z) \approx 0$ , was developed with an increasing space phase during the propagation, but this dynamics becomes different with Raman terms. The evolution of  $X_{4MCA}(z)$  and  $X_{8MCA}(z)$  amplitude now occurs with a very small variation of the space periodicity as shown in Fig. 4(b). The physical behavior of  $X_{7MCA}(z)$  is systematically induced by the chirp dynamics providing by  $X_{4MCA}(z)$  and  $X_{8MCA}(z)$ . As predicted from Eq. (3) the frequency shift  $X_{5MCA}(z)$  is well described and leads to a good description of the temporal shift  $X_{2MCA}(z)$ . Moreover, the global chirp



**Fig. 6.** Soliton influenced by cubic-quintic stimulated Raman scattering at  $z=1780$  m. Intensity of the fields: (a) CA; (b) MCA. Dynamics of collective coordinates: (c) CA; (d) MCA [ $\rho = 0.18$ ,  $g = 7.06 \times 10^{-3}$  and  $f=0.792$ ].

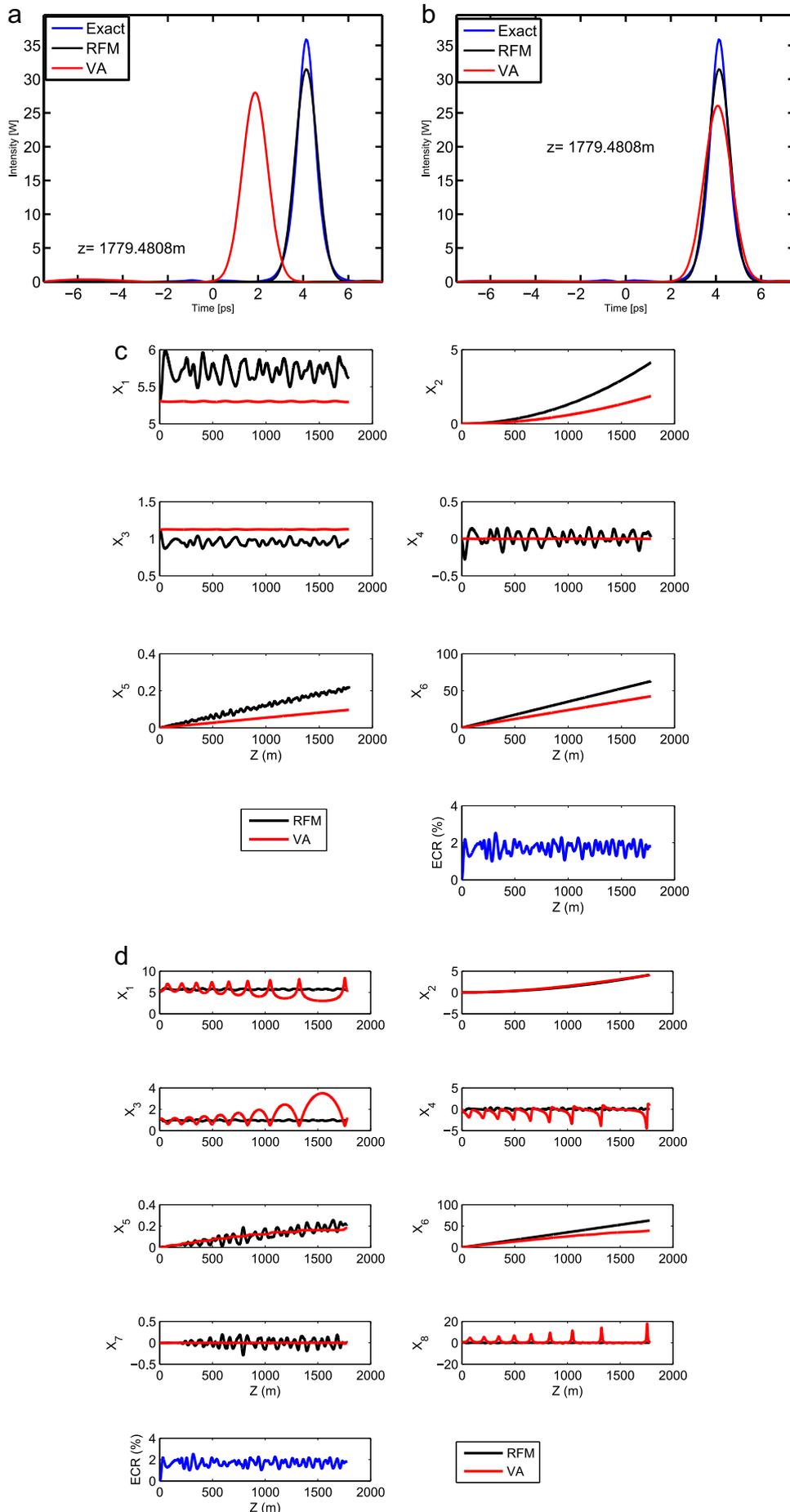
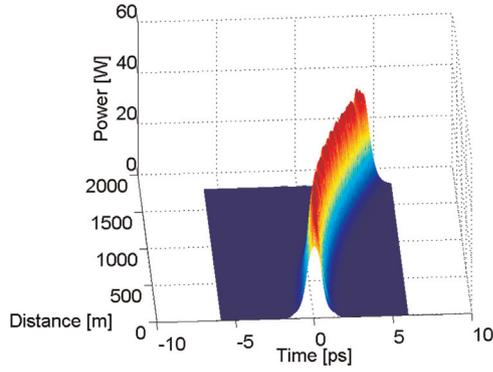


Fig. 7. Soliton influenced by quintic nonlinearity and cubic stimulated Raman scattering at  $z = 1780\text{ m}$ . Intensity of the fields: (a) CA and (b) MCA. Dynamics of collective coordinates: (c) CA and (d) MCA [ $f_0 = 0.0084666\text{ W}^{-1}$ ,  $\rho = 0.18$ ,  $g = 7.06 \times 10^{-3}$ ].



**Fig. 8.** Full equations at  $z=1780$  m. Soliton influenced by cubic stimulated Raman scattering and quintic nonlinearity (CA and MCA) [ $f_0 = 0.0084666 \text{ W}^{-1}$ ,  $\rho = 0.18$  and  $g = 7.06 \times 10^{-3}$ ].

dynamics provides a suitable dynamics to  $X_{1MCA}(z)$ ,  $X_{3MCA}(z)$  able to give a perfect reconstruction of light pulse behavior. All these observations are confirmed by the full equations depicted in Fig. 5 (a) and (b).

**3.4. Impact of  $X_7(z)$  and  $X_8(z)$  on cubic-quintic Raman contributions on the predicted light pulse evolution**

Now we evaluate the  $X_{7MCA}(z)$  and  $X_{8MCA}(z)$  action when the so-called quintic Raman contributions in the soliton conditions is added in the system. According to the explanation made in (2.1),  $\gamma_{qr}(z) = f\gamma_q(z)$  depends on  $f$ ,  $\rho$  and  $\gamma_q$  with  $\gamma_q(z) = f_0\gamma_0(z)$  [47]. Thereafter, the experimental values are chosen such as  $f_0 = 0.0084666 \text{ W}^{-1}$  and  $f=0.792$  and Fig. 6 is obtained. When conventional ansatz is used, one observes from Fig. 6(a) that the field dynamics which is reconstructed by the  $X_{iMCA}(z)$  coordinates becomes unable to reproduce the exact field. Therefore, the frequency shift coordinate  $X_{5CA}(z)$  significantly loses all physical meaning and gives wrong predictions on the temporal shift dynamics, as seen in Fig. 6(c). This evolution predicts from de conventional ansatz in Fig. 6(a) and (c), gives a temporal shift  $X_{2CA}(1780 \text{ m})=0.8695 \text{ ps}$  and a frequency shift  $X_{5CA}(1780 \text{ m})=SSFS_{CA}(1780 \text{ m})=0.0652 \text{ THz}$  while the exact value obtained from the exact field shows that the temporal shift  $X_{2exact}(1780 \text{ m})=2.6086 \text{ ps}$  and the calculation of the frequency shift gives  $X_{5exact}(1780 \text{ m})=SSFS_{exact}(1780 \text{ m})=0.175 \text{ THz}$ . These disparities come from the chirp dynamics ( $X_{4CA}(z)$ ) as explained above and also lead to similar erroneous periodic evolution observed in  $X_{1CA}(z)$  and  $X_{3CA}(z)$  which are also unable to reconstruct the exact field profile. However, opposite to the precedent evolution of the  $X_{iCA}(z)$  coordinates, the dynamics of  $X_{4MCA}(z)$ ,  $X_{8MCA}(z)$  and the physical behavior of  $X_{7MCA}(z)$  depicted in Fig. 6(d) provides to the frequency shift  $X_{5MCA}(z)$  a correct physical signification allowing to calculate the values of  $X_{iMCA}(z)$  if the propagation length  $z$  varies. Then, Fig. 6(b) shows that the field reconstructed by  $X_{iMCA}(z)$  coordinates agrees very well and gives a perfect description of the exact field. Thus, the calculation of the temporal shift gives  $X_{2exact}(1780 \text{ m})=X_{2MCA}(1780 \text{ m})=2.6086 \text{ ps}$  while the frequency shift gives  $X_{5MCA}(1780 \text{ m})=SSFS_{exact}(1780 \text{ m})=0.175 \text{ THz}$  which is similar to exact value above obtained with the exact field if the conventional ansatz is considered.

**3.5. Impact of  $X_7(z)$  and  $X_8(z)$  on cubic Raman contributions with the quintic nonlinearity on the predicted light pulse evolution**

This physical situation illustrated in Fig. 7 considers an expansion of the refractive index in terms of intensity  $I$  and where the cubic stimulated Raman scattering acts in the soliton conditions system. When conventional ansatz is used, Fig. 7(a) and

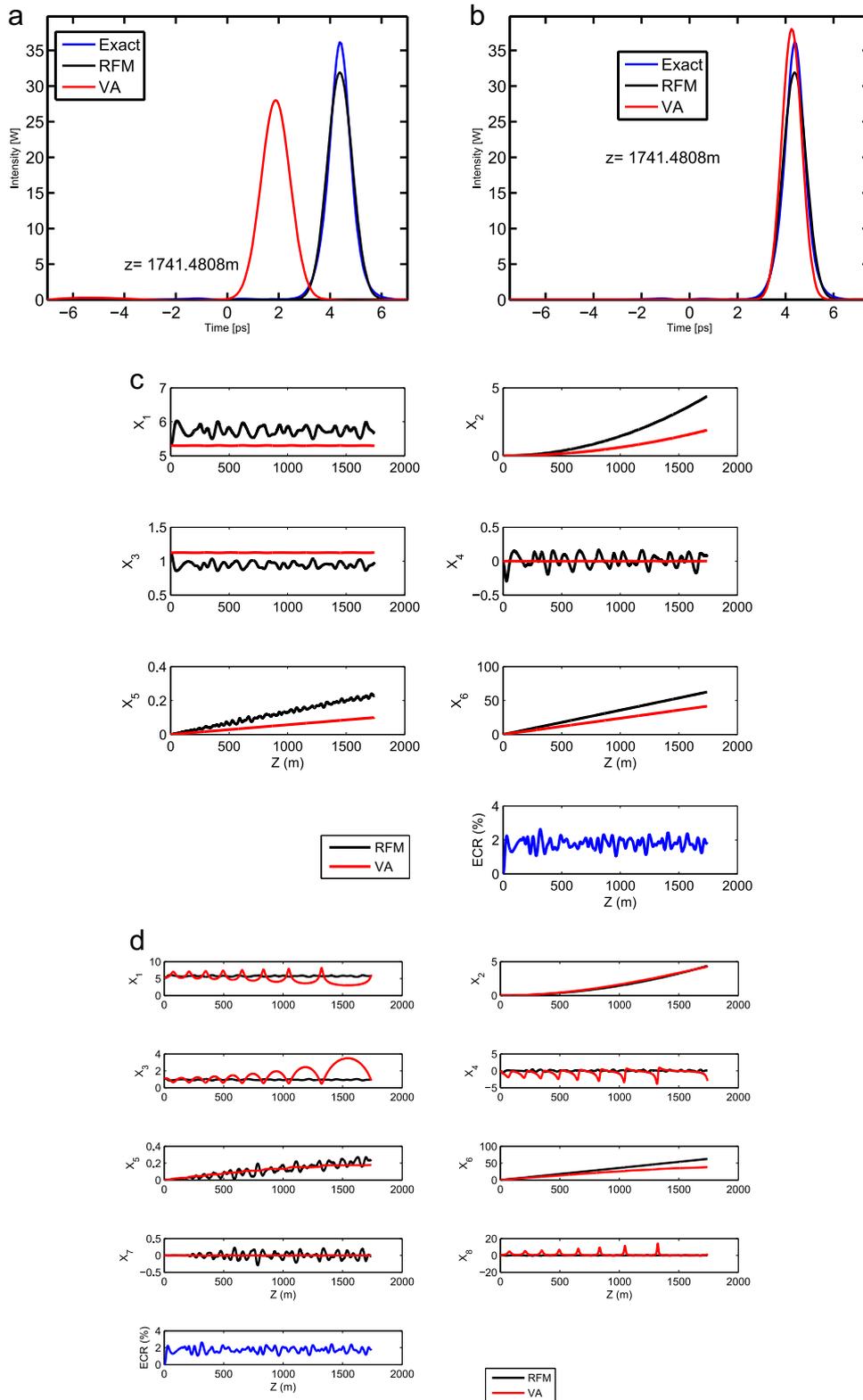
(c) shows that  $X_{5CA}(z)$  and  $X_{2CA}(z)$  significantly increase as depicted in Fig. 4(a) and (c). However, the field reconstructed by the  $X_{iCA}(z)$  coordinates remain unable to reproduce the exact field and gradually leads to wrong predictions on the light pulse evolution. The different values calculated give  $X_{2CA}(1780 \text{ m})=1.9175 \text{ ps}$  while the exact value is  $X_{2exact}(1780 \text{ m})=2.4329 \text{ ps}$ . These results prove that the quintic nonlinearity considerably increases the frequency and the temporal shifts dynamic which grow. Besides, the conventional ansatz becomes unable to reconstruct the dynamics of the exact field. Moreover, the calculation made with modified conventional ansatz leads to  $X_{5MCA}(1780 \text{ m})=SSFS_{exact}(1780 \text{ m})=0.230 \text{ THz}$  which is the exact value as depicted in Fig. 7(b) and (d). It appears from Fig. 7(b) and (d) that if one considers the modified conventional ansatz,  $X_{4MCA}(z)$  and  $X_{8MCA}(z)$  significantly act on the dynamics of the exact field compared to that depicted in Fig. 6 (b) and (d). Consequently, the behavior of  $X_{7MCA}(z)$  coordinate also adds a significant physical contribution which leads to a perfect reconstruction of the exact field dynamics. The precedent remarks are confirmed by the full equation presented in Fig. 8.

**3.6. Impact of  $X_7(z)$  and  $X_8(z)$  on cubic-quintic Raman contributions and quintic nonlinearity on the predicted light pulse evolution**

This physical situation depicted in Fig. 9 completes that described in Fig. 6 when the cubic-quintic stimulated Raman scattering acts in the system at soliton conditions. As observed in Fig. 9 (a) and (c) when conventional ansatz is considered,  $X_{5CA}(z)$  and  $X_{2CA}(z)$  considerably increase compared to that observed in Fig. 9 (a) and (c). Moreover, the field reconstructed by the  $X_{iCA}(z)$  coordinates becomes inappropriate and the calculations made from this ansatz give wrong results. The different values calculated become very important proving that the so-called Raman quintic terms associated to the quintic nonlinearity act in order to develop a frequency shift more important and where the conventional ansatz is systematically inappropriate. Thereafter, we use the modified conventional ansatz with a Raman quintic contribution where the experimental value  $f$  is taken such that  $f=0.288$ . The  $X_{iMCA}(z)$  develop a conform dynamics in adequation with predicted evolution of the exact field as depicted in Fig. 9(b) and (d). The observations presented in this part are also described by the full equation depicted in Fig. 10.

**4. Conclusion**

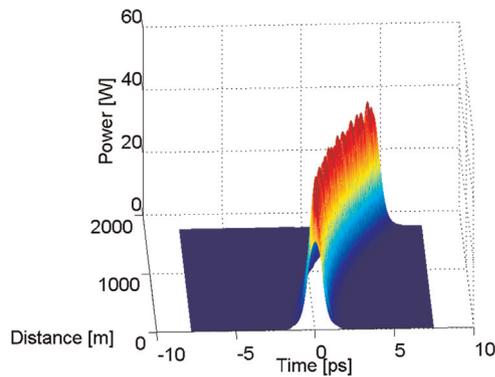
In this paper, we have presented a method to evaluate the magnitude of soliton self-frequency shift and that of temporal shift developed by a light pulse which propagates at soliton conditions in an optical environment. Some higher-order terms such as a weak nonlinearity and the cubic-quintic stimulated Raman scattering are considered. Besides, we have used the collective coordinates method where the results obtained with a conventional ansatz are compared to that obtained when the so-called modified conventional ansatz is considered. This modified conventional ansatz including two additional higher-order phase terms is used in order to calculate in a reliable way the temporal and the frequency shifts obtained during the propagation of the soliton light pulse in the system. We have firstly illustrated successively the behavior of the soliton light pulse when the two above-mentioned ansatz are considered in this specific optical environment with selected higher order terms. Secondly, we have consecutively examined the dynamics developed by the soliton light pulses when these different selected terms, one after the others are taken into account in the optical system in order to influence the light pulse behavior. More generally, the impact of stimulated Raman scattering in the system as the main factor able to penalize the



**Fig. 9.** Soliton influenced by quintic nonlinearity and cubic-quintic stimulated Raman scattering at  $z=1742$  m. Intensity of the fields: (a) CA and (b) MCA. Dynamics of collective coordinates: (c) CA and (d) MCA [ $f_0 = 0.0084666\text{ W}^{-1}$ ,  $\rho = 0.18$ ,  $g = 7.06 \times 10^{-3}$  and  $f = 0.288$ ].

transmission performances was studied particularly when a weak quintic effect is selected. We have obtained erroneous values with conventional ansatz while the modified conventional ansatz has given an excellent description of the pulse behavior more precisely the temporal and frequency shifts. It clearly appears that the values obtained with modified conventional ansatz are identical to

that obtained by exact field for each case taken into account in our optical system. The reason is that the modified conventional ansatz contains two special coordinates,  $X_7(z)$  and  $X_8(z)$ , which have been proposed in order to give additional contributions able to supply for a well reconstruction of the exact evolution of soliton light pulse. It has been verified that modified conventional ansatz



**Fig. 10.** Full equations at  $z=1742$  m. Soliton influenced by cubic-quintic stimulated Raman scattering (CA and MCA) [ $f_0 = 0.0084666 \text{ W}^{-1}$ ,  $\rho = 0.18$ ,  $g = 7.06 \times 10^{-3}$  and  $f = 0.288$ ].

strengthens the dynamics of the variational equations  $\dot{X}_{MCA}(z)$  and leads to a good values similar to exact values of collective coordinates (specially the soliton-self frequency shift and the temporal shift) in order to obtain a good predicted evolution of the exact field when the higher orders selected terms come into play. However, it is useful to note that if these selected effects change (for example when third-order dispersion or self-steepening come into play), the modified conventional ansatz can be re-organized. The main physical preoccupation in this investigation remains the perfect determination of adequate theoretical values enabling a reliable evaluation of temporal shift and that of soliton self-frequency shift considered as a very helpful activity of the design of the future optical transmission systems.

## References

- [1] A. Ackaert, P. Demeester, P. Lagasse, Ch. Politi, M. Omahony, T. Berg, B. Tromborg, J. Sanitair, E. Patzak, S. Rao, P. Vogel, Ch. Minot, D. Erasme, European 1st programme ROADMAP for optical communications, *Ann. Telecommun.* 58 (2003) 1550–1585.
- [2] V.E. Zakharov, S. Wabnitz, *Optical Solitons: Theoretical Challenges and Industrial Perspectives*, Springer-Verlag, Berlin, 1998.
- [3] S. Bigo, Y. Frignac, J.C. Antona, G. Charlet, Design of multiterabit/s terrestrial transmission systems facilitated by simple analytical tools, *Ann. Telecommun.* 58 (2003) 1757–1784.
- [4] P. Tchofo Dinda, A. Labruyere, K. Nakkeeran, J. Fatome, A.B. Moubissi, S. Pitois, G. Millot, On the designing of densely dispersion-managed optical fiber systems for ultrafast optical communication, *Ann. Telecommun.* 58 (2003) 1785–1808.
- [5] F. Matera, V. Eramo, A. Schiffrini, M. Guglielmucci, M. Settembre, Numerical investigation on design of wide geographical optical-transport networks based on  $N \times 40$  – Gb/s transmission, *J. Lightwave Technol.* 21 (2003) 456–465.
- [6] L.J. Richardson, W. Forysiak, N.J. Doran, Transoceanic 160-Gbit/s single-channel transmission using short-period dispersion management, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 13 (2001) 209–211.
- [7] S. Wielandy, P.S. Westbrook, M. Fishteyn, P. Reyes, W. Shairer, H. Rohde, G. Lehmann, Demonstration of automatic dispersion control for 160 Gbit/s transmission over 275 km of deployed fibre, *Electron. Lett.* 40 (2004) 690–691.
- [8] S. Boscolo, S.K. Turitsyn, K.J. Blow, All optical passive 2r regeneration for  $N \times 40$  Gbit/s wdm transmission using nlm and novel filtering technique, *Opt. Commun.* 217 (2003) 227–232.
- [9] P. Tchofo Dinda, A.B. Moubissi, K. Nakkeeran, Collective variable theory for optical solitons in fibers, *Phys. Rev. E* 64 (2001) 016608.
- [10] R. Boesch, P. Stancioff, C.R. Willis, Hamiltonian equations for multiple-collective-variable theories of nonlinear Klein–Gordon equations: a projection-operator approach, *Phys. Rev. B* 38 (1988) 6713–6735.
- [11] A. Hasegawa, Y. Kodama, *Solitons in Optical Communication*, Oxford University Press, New York, 1995.
- [12] J.G. Caputo, N. Flytzanis, M.P. Sorensen, Ring laser configuration studied by collective coordinates, *J. Opt. Soc. Am. B* 12 (1995) 139–145.
- [13] S. Wabnitz, Y. Kodama, A.B. Aceves, Control of optical soliton interactions, *Opt. Fib. Technol.* 1 (1995) 187–217.
- [14] S.K. Turitsyn, T. Schafer, K.H. Spatschek, V.K. Mezentsev, Path-averaged chirped optical solitons in dispersion-managed fiber communication lines, *Opt. Commun.* 163 (1999) 122–158.
- [15] P. Tchofo Dinda, K. Nakkeeran, A. Labruyere, Suppression of soliton self-frequency shift by upshifted filtering, *Opt. Lett.* 27 (2002) 382–384.
- [16] K. Nakkeeran, Y.C. Kwan, P.K.A. Wai, A. Labruyere, P. Tchofo Dinda, A. B. Moubissi, Analytical design of densely dispersion-managed optical fiber transmission systems with Gaussian and raised cosine return-to-zero anstze, *J. Opt. Soc. Am. B* 21 (2004) 1901–1907.
- [17] J. Atangana, A. Kamagate, P. Tchofo Dinda, A. Labruyere, T.C. Kofane, Effective characterization of the phase and intensity profiles of asymmetrically distorted light pulses in optical fiber systems, *J. Opt. Soc. Am. B* 26 (2009) 371–383.
- [18] J. Atangana, B.G. Onana Essama, B. Mokhtari, T.C. Kofane, Cubic-quintic saturable nonlinearity effects on a light pulse strongly distorted by the fourth-order dispersion, *J. Mod. Opt.* 60 (2013) 292–300.
- [19] P. Tchofo Dinda, A.B. Moubissi, K. Nakkeeran, Collective variable theory for solitons in optical fibers, *Phys. Rev. E* 63 (2001) 016608.
- [20] Victor M. Prez-Garcia, Pedro J. Torres, Gaspar D. Montesinos, The method of moments for nonlinear Schrödinger equations: theory and applications, *Siam J. Appl. Math.* 67 (2007) 990–1015.
- [21] Henrik Steffensen, Christian Agger, Ole Bang, Influence of two-photon absorption on soliton self-frequency shift, *J. Opt. Soc. Am. B* 29 (2012) 484–491.
- [22] J. Santhanam, Govind P. Agrawal, Raman-induced spectral shifts in optical fibers: general theory based on the moment method, *Opt. Commun.* 222 (2003) 413–420.
- [23] P. Tchofo Dinda, A. Labruyere, K. Nakkeeran, Theory of Raman effect on solitons in optical fiber systems: impact and control processes for high-speed long-distance transmission lines, *Umr. CNRS* 234 (2004) 137–151.
- [24] S. Fewo, H. Moussambi, T.C. Kofane, Analysis of non-paraxial solitons using a collective variable approach, *Phys. Scr.* 84 (2011) 035002.
- [25] G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 3rd edition, Academic Press, San Diego, 2001.
- [26] P. Tchofo Dinda, A. Labruyere, K. Nakkeeran, Impact of stimulated Raman scattering in high-speed long-distance transmission miles, *Umr. CNRS* 06 (1999) 382.
- [27] Yuanjiang Xiang, Xiaoyu Dai, Shuangchun Wen, Jun Guo, Dianyan Fan, Controllable Raman soliton self-frequency shift in nonlinear metamaterials, *Phys. Rev. A* 84 (2011) 033815.
- [28] F.M. Mitschke, L.F. Mollenauer, Discovery of the soliton self-frequency shift, *Opt. Lett.* 11 (1986) 659.
- [29] J.P. Gordon, Theory of the soliton self-frequency shift, *Opt. Lett.* 11 (1986) 662.
- [30] Eduard N. Tsoy, C. Martijn de Sterke, Dynamics of ultrashort pulses near zero dispersion wavelength, *J. Opt. Soc. Am. B* 23 (2006) 2425–2433.
- [31] J. Hu, C.R. Menyuk, L.B. Shaw, J.S. Sanghera, I.D. Aggarwal, Generating mid-IR source using  $As_2S_3$  based chalcogenide photonic crystal fibers, in: Conference on Lasers and Electro-Optics International Quantum Electronics Conference, Optical Society of America, 2009, p. CThN6.
- [32] J. Hu, C.R. Menyuk, L.B. Shaw, J.S. Sanghera, I.D. Aggarwal, Maximizing the bandwidth of supercontinuum generation in  $As_2S_3$  chalcogenide fibers, *Opt. Express* 18 (2010) 6722–6739.
- [33] J.M. Dudley, G. Genty, S. Coen, Supercontinuum generation in photonic crystal fiber, *Rev. Mod. Phys.* 78 (2006) 1135–1184.
- [34] U. Moller, S.T. Sorensen, Jakobsen J. Johansen, P.M. Moselund, C.L. Thomsen, O. Bang, Power dependence of supercontinuum noise in uniform and tapered PCFs, *Opt. Express* 20 (2012) 2856–2951.
- [35] U. Moller, S.T. Sorensen, Jakobsen J. Johansen, P.M. Moselund, C.L. Thomsen, O. Bang, Deep-blue supercontinuum sources with optimum taper profiles-verification of GAM, *Opt. Express* 20 (2012) 10635–10645.
- [36] Uffe Moller, Simon T. Sorensen, Casper Larsen, Peter M. Moselund, Christian Jakobsen, Jeppe Johansen, Carsten L. Thomsen, Ole Bang, Optimum PCF tapers for blue-enhanced supercontinuum sources, *Opt. Fiber Technol.* 18 (2012) 304–314.
- [37] Samudra Roy, Shyamal K. Bhadra, Kunimasa Saitoh, Masanori Koshiba, Govind P. Agrawal, Dynamics of Raman soliton during supercontinuum generation near the zero-dispersion wavelength of optical fibers, *Opt. Express* 20 (2011) 10443–10455.
- [38] Alexander C. Judge, Ole Bang, C. Martijn de Sterke, Theory of dispersive wave frequency shift via trapping by a soliton in an axially nonuniform optical fiber, *J. Opt. Soc. Am. B* 27 (2010) 2195–2202.
- [39] Simon Toft Sorensen, Alex Judge, Carsten L. Thomsen, Ole Bang, Optimum fiber tapers for increasing the power in the blue edge of a supercontinuum-group-acceleration matching, *Optics Lett.* 36 (2011) 816–818.
- [40] Stephen A. Dekker, Alexander C. Judge, Ravi Pant, Itandehui Gris-Sanchez, Jonathan C. Knight, C. Martijn de Sterke, Benjamin J. Eggleton, Highly-efficient, octave spanning soliton self-frequency shift using a specialized photonic crystal fiber with low OH loss, *Opt. Express* 19 (2011) 17766–17773.
- [41] F. Biancalana, D.V. Skryabin, A.V. Yulin, Theory of the soliton self-frequency shift compensation by the resonant radiation in photonic crystal fibers, *Phys. Rev. E* 70 (2004) 016615.
- [42] C. De Angelis, Self-trapped propagation in the nonlinear cubic-quintic Schrödinger equation: a variational approach, *IEEE J. Quantum Electron.* 30 (1994) 818–821.
- [43] A.D. Boardman, K. Xie, Theory of spatial solitons, *Radio Sci.* 28 (1993) 891–899.
- [44] Fabien Il Ndzana, Alidou Mohamadou and Timoléon Crépin Kofane, Modulational Instability in the Cubic-Quintic Nonlinear Schrödinger Equation

- Through the Variational Approach, Miramare – Trieste, IC/2006/052, December 2006.
- [45] R.M. Caplan, R. Carretero-Gonzalez, P.G. Kevrekidis, B.A. Malomed, Existence, stability, and scattering of bright vortices in the cubic quintic nonlinear Schrödinger equation, *Math. Comput. Simul.* 82 (2012) 1150–1171.
- [46] Stoyan. Taney00, Dimitar I. Pushkarov, Solitary wave propagation and bistability in the normal dispersion region of highly nonlinear optical fibres and waveguides, *Opt. Commun.* 141 (1997) 322–328.
- [47] D. Pushkarov, S. Tanev, Bright and dark solitary wave propagation and bistability in the anomalous dispersion region of optical waveguides with third- and fifth-order nonlinearities, *J. Opt. Commun.* 124 (1996) 354–364.
- [48] A. Choudhuri, K. Porsezian, Dark-in-the-bright solitary wave solution of higher-order nonlinear Schrödinger equation with non-Kerr terms, *J. Opt. Commun.* 285 (2012) 364–367.
- [49] R. Radhakrishnan, A. Kundu, M. Lakshmanan, Coupled nonlinear Schrödinger equations with cubic-quintic nonlinearity: integrability and soliton interaction in non-Kerr media, *Phys. Rev. E* 60 (1999) 331.
- [50] B.G. Onana Essama, J. Atangana, B. Mokhtari, N. Cherkaoui Eddeqaqi, T. C. Kofane, Theoretical model for electromagnetic wave propagation in negative index material induced by cubic-quintic nonlinearities and third-order dispersion effects, *Opt. Quantum Electron.* 46 (2013) 911–924.
- [51] B.G. Onana Essama, J. Atangana, F. Biya Motto, B. Mokhtari, N. Cherkaoui Eddeqaqi, Timoleon C. Kofane, Rogue waves generation in a left-handed nonlinear transmission line with series varactor diodes, *J. Mod. Opt.* 61 (2014) 1002–1008. <http://dx.doi.org/10.1080/09500340.2014.917728>.
- [52] B.G. Onana Essama, J. Atangana, F. Biya Motto, B. Mokhtari, N. Cherkaoui Eddeqaqi, Timoleon C. Kofane, Optical rogue waves generation in a nonlinear metamaterial, *Opt. Commun.* 331 (2014) 334–347.
- [53] B.G. Onana Essama, J. Atangana, F. Biya Motto, B. Mokhtari, N. Cherkaoui Eddeqaqi, Timoleon C. Kofane, Rogue wave trains generation in a metamaterial induced by cubic-quintic-nonlinearities and second-order dispersion, *Phys. Rev. E* 90 (2014), pp. 032911–12.
- [54] J. Atangana, B.G. Onana Essama, F. Biya Motto, B. Mokhtari, N. Cherkaoui Eddeqaqi, Timoleon C. Kofane, Rogue waves: Kuznetsov–Ma waves train generation in a left-handed material, *J. Mod. Opt.* (2014), <http://dx.doi.org/10.1080/09500340.2014.986234>, in press.



# Tree-like structures and Freak waves generation induced by quintic-nonlinearity and cubic-Raman effect in a nonlinear metamaterial

Bibiane Mireille Ndi Nnanga<sup>1,6</sup> · Paul Yannick Gouadjio Dontsop<sup>2</sup> · Bedel Giscard Onana Essama<sup>3,6</sup> · Mohammed Shabat<sup>4</sup> · David Yemele<sup>2</sup> · Jacques Atangana<sup>5,6</sup> 

Received: 30 March 2019 / Accepted: 4 July 2020

© Springer Science+Business Media, LLC, part of Springer Nature 2020

## Abstract

The goal of this investigation is based on electromagnetic wave behavior which is modeled by a nonlinear Schrödinger equation in a nonlinear metamaterial optical system. Two regimes are under consideration known as negative index regime and absorption regime. During the propagation, second-order dispersion, cubic-quintic nonlinearities and cubic-Raman effect are taken into account. The characterization of electromagnetic wave is assured by collective coordinates method and conventional ansatz function. The soliton light pulse is progressively modified by quintic-nonlinearity and cubic-Raman effect in order to provoke freak waves, tree structures and soliton self-frequency shift generation. Hence, the coefficients of the Schrödinger equation are plotted in order to improve the explanation of these strange phenomena. Moreover, all those above mentioned phenomena are strongly influenced by frequency and the regime under consideration. Thus, some specific freak waves such as Kuznetsov–Ma, Peregrine and Riemann waves are found. It is clearly pointed out the key role of internal and external disturbances due to cubic-Raman effects. That leads to freak waves, tree structures and soliton self frequency shift generation for both regimes. The so-called self-compensation process as technique of cancellation of these phenomena is also investigated.

**Keywords** Freak waves generation · Metamaterials · Absorption regime · Negative index regime · Collective coordinates

**PACS nos.** 05.45. -a · 42.65. -k · 42.25. Bs · 42.70. -a

---

✉ Jacques Atangana  
atanganajack@yahoo.fr

Extended author information available on the last page of the article

## 1 Introduction

Materials which have both the permeability ( $\mu$ ) and the permittivity ( $\epsilon$ ) parameters are set negative at the same frequency, this class of materials is called double-negative material or metamaterial (Veselago 1968; Tütüncü et al. 2018). Those materials are not found in nature but they can be artificially designed (Tütüncü et al. 2018). They exhibit three types of regimes known as absorption regime, negative index regime and positive index regime (Onana Essama et al. 2013, 2014a, b, c; Atangana et al. 2014; Gouadjio Dontsop et al. 2016). Nonetheless, the nature of each regime exhibited in metamaterial, is determined by refractive index ( $n = n' + in''$ ). The refractive index is the main parameter allowing to control light interactions with matter (Onana Essama et al. 2014c). Two possibilities are needed. First,  $n''$  is neglected. Then, if  $n'$  is positive, we have positive index regime. If  $n'$  is negative, we have negative index regime. Second, the value of  $n''$  becomes very significant. Hence, dissipative properties increase in the system. In this case the value of the loss coefficient also increases. Then, it influences some parameters of waves which propagate in the system. Among these parameters we can have pulse power and pulse amplitude. Further, all these descriptions which include dissipative properties correspond to absorption regime (Popov and Shalaev 2006). We define the absorption regime as a state of the system which adopts a significant value of the complex part of refractive index leading to an increase of dissipative properties of the system. Moreover, absorption is one of the largest problems that needs to be addressed to enable applications of metamaterials (Popov and Shalaev 2006).

The advent of negative index materials has led to extensive research into metamaterials over the past decade. Metamaterials are attractive for their strange electromagnetic properties which are different to those seen in ordinary materials. This particularity leads to new applications (Watts et al. 2012). A particular branch—the metamaterial perfect absorber—has gained interest due to the fact that it can achieve unity absorptivity of electromagnetic waves (Watts et al. 2012). Moreover, absorption regime is obtained in metamaterial by a suitable combination of some artificial structured elements of subwavelength size (Landy et al. 2008). The structure consists of two metamaterial resonators that couple separately to electric and magnetic fields so as to absorb all incident radiation within a single unit cell layer (Landy et al. 2008). Metamaterial absorbers have been demonstrated across much of the electromagnetic spectrum and exhibit both broad and narrow-band absorption for normally incident radiation (Chen et al. 2016). Absorption diminishes for increasing angles of incidence and transverse electric polarization falls off much more rapidly than transverse magnetic (Chen et al. 2016). Absorbing material is used widely on stealth weapons of aircraft, missiles, ships, tanks and other more extensive application (Liu 2015). Absorbing material is that the electromagnetic wave which project onto its surface is absorbed and attenuated. It makes the electromagnetic energy consumed by converting into heat energy or makes the electromagnetic energy disappeared with interference (Liu 2015). Absorbing materials can effectively absorb the incident electromagnetic wave, and make the intensity of target echo attenuated significantly (Liu 2015). For a given absorbing material, the absorbing properties are strongly depended on electromagnetic properties. However, those properties are also influenced by wave reflectivity. Many design works highlight the ideas behind the wave absorption with special properties as well as instructions on how to optimize the structural parameters for the desired performance (Cui et al. 2014). However, in reality, some absorbing devices proposed theoretically with excellent performances can hardly be demonstrated by experiment, limited by the processing techniques

available today, especially for those working in the optical frequency (Cui et al. 2014). Furthermore, future industrialization requires that the metallic subwavelength structures can be achieved with high yield in large areas and at low cost. The most profound application area of electromagnetic wave absorbers is solar-energy harvesting (Cui et al. 2014). Every improvement to the performance of solar-energy-harvesting devices is of great significance to society, bringing both economic and environmental benefits (Cui et al. 2014). Metamaterials allow a new strategy to control wave propagation in different physical fields ranging from acoustic, electromagnetic, and optical waves to static electric and thermal fields (Song et al. 2018). Thus, metamaterials present unusual electromagnetic properties which lead to new applications specially for nonlinear optical phenomena (Tütüncü et al. 2018), such as researches of novel modes of propagation in metamaterials (Mokhtari et al. 2013, 2014a, b, c).

Raman soliton self-frequency shift phenomenon is associated to the optical properties of the metamaterials (Xiang et al. 2011). This nonlinear phenomenon is well-known as that induces mean frequency of the short pulse undergoes a continual redshift, which is provoked by the stimulated Raman scattering effect (Xiang et al. 2011). The first observation of Raman soliton self-frequency shift was done in the optical fiber Mitschke and Mollenauer (1986). Then, in the same year, theoretic analysis was investigated (Gordon 1986). Then, the Raman soliton self-frequency shift has been intensively studied in several optical systems such as optical fibers (Lee et al. 2008), applications including supercontinuum generation (Dudley et al. 2006), femtosecond pulse sources (Nishizawa and Goto 1999), analog-to-digital conversion (Xu and Liu 2003), and signal processing (Kato et al. 2004). Several techniques of investigation have been proposed in order to control the Raman soliton self-frequency shift, including suppressing the Raman soliton self-frequency shift by bandwidth-limited amplification (Blow et al. 1988; Gouveia-Neto et al. 1989; Uzunov 2010), suppression by self-compensation process (Kuse et al. 2010; Liu et al. 2015a; Beckwitt et al. 2001; Huang et al. 2010; Atangana et al. 2015), cross-phase modulation (Schadt and Jaskorzynska 1988), upshifted filtering (Dinda et al. 2002), negative dispersion slope (Skryabin et al. 2003) and self steepening (Voronin and Zheltikov 2008) or enhancing the Raman soliton self-frequency shift by reducing the initial pulse width (Serebryannikov et al. 2005), and optimizing the photonic crystal fibers (Pant et al. 2010; Judge et al. 2009).

Rogue waves, also called freak waves, killer waves or extreme wave events, are waves that seem to appear out of nowhere, and then disappear without a trace (Charalampidis et al. 2018a; Pelinovsky and Kharif 2008; Osborne 2010). The term rogue wave corresponds to an ocean wave that has an amplitude greater than twice the significant wave height (Pelinovsky and Kharif 2008). Thus, a rogue wave will be an extremely rare event (Pelinovsky and Kharif 2008). The ocean rogue wave, first time, was measured in 1995 that leads to important investigations of extreme events (Charalampidis et al. 2018a). It clearly appears that ocean rogue waves occur more regularly than the statistical predictions (Pelinovsky and Kharif 2008), and a number of rogue wave mechanisms of formation has been presented (Pelinovsky and Kharif 2008). One of this approach concerns derivation of nonlinear Schrödinger equation of motion (Sulem and Sulem 1999).

However, previous researches using different methods of investigation and including rogue waves, have been studied in metamaterials (Snee et al. 2018; Liu et al. 2015b, 2018; Charalampidis et al. 2018b; Tan et al. 2019), but some others have used the collective coordinates technique in order to analyze internal behavior of the electromagnetic wave dynamics leading to rogue waves (Onana Essama et al. 2013, 2014a, b, c; Atangana et al. 2014; Gouadjio Dontsop et al. 2016). Thus, in left-handed metamaterials several techniques have analyzed influence of dispersive effects and higher-order nonlinearities, as a function of

frequency on electromagnetic wave (Scalora et al. 2005; Li et al. 2010). Recently, the electromagnetic wave behavior was studied and compared for negative, positive and absorption regimes in metamaterial (Onana Essama et al. 2013, 2014a, b, c). Furthermore, to the best of our knowledge, the characterization of electromagnetic wave behavior for both negative and absorption regimes, suppression of Raman soliton self-frequency shift, the description of internal excitation and physical conditions leading to specific rogue waves generation and the so-called tree structures in a nonlinear metamaterial as function of frequency, have been least reported.

In this paper, based on the work of Li et al. (2010) and that of Scalora et al. (2005), we model electromagnetic wave behavior by nonlinear Schrödinger equation including second-order dispersion, cubic-quintic-nonlinearities and cubic-Raman effects in a nonlinear metamaterial. The coefficients of this equation are expressed as function of frequency. The behavior of this electromagnetic wave obtained in negative index regime is compared to that obtained in absorption regime. We present physical conditions which induce the suppression of Raman soliton self-frequency shift. We analyze internal perturbation and physical conditions leading to specific freak waves and the so-called tree structures. Collective coordinates technique and the Gaussian ansatz function are used (Dinda et al. 2002), in order to obtain a good characterization of the light pulse.

The paper is organized as follows. In Sect. 2, we present the nonlinear Schrödinger equation model. The coefficients of this equation are calculated for negative index and absorption regimes, respectively. Then, those coefficients are plotted in order to improve the comprehension of strange phenomena studied. Thereafter, we apply the collective coordinates technique in order to obtain the collective coordinate equations of motion. In Sect. 3, we apply numerical simulations in order to study numerically the collective coordinates. Some interesting results including the suppression of Raman soliton self-frequency shift, tree structures generation, the stability conditions of electromagnetic wave, internal distortion and physical conditions leading to extreme events generation, are obtained. We compare the results obtained for both regimes to previous analytical and numerical investigations. The outcomes are summarized in Sect. 4.

## 2 Theoretical model for electromagnetic wave in nonlinear metamaterial with cubic-Raman effect

### 2.1 Theoretical model

The nonlinear Schrödinger equation inspired from Xiang et al. (2012), but obtained following the considerations of Scalora et al. (2005) and reformulated in terms of slowly varying envelope of the electric field  $A(Z, \tau)$  as follows (Agrawal 1995):

$$\frac{\partial A}{\partial Z} = -i\frac{\Theta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + iY_0|A|^2A + iY_a|A|^4A + Y_r\frac{\partial}{\partial \tau}(|A|^2)A \quad (1)$$

where  $A(Z, \tau)$  is the slowly varying envelope of the electric field at position  $Z = z/\lambda_p$  and at time  $\tau = ct/\lambda_p$  with  $\omega_p = 2\pi\lambda_p$  where  $\omega_p$  is the electric plasma frequency and  $\lambda_p$  its corresponding wavelength (Scalora et al. 2005; Li et al. 2010). The terms  $\Theta_2$ ,  $Y_0$  and  $Y_a$  are second-order dispersion, cubic- and quintic-nonlinearities, respectively (Onana Essama et al. 2013, 2014a, b, c). These above mentioned coefficients, which have been previously

established by Scalora et al. (2005) and more recently by Onana Essama et al. (2013, (2014a, b, c), Atangana et al. (2014), are defined as follows:

$$\Theta_2 = -\frac{1}{n\beta} \left( \frac{1}{V_g^2} - \alpha\gamma - \frac{1}{4} \frac{\beta (\epsilon\gamma' + \mu\alpha')}{\pi} \right) \tag{2}$$

$$\Upsilon_0 = \frac{1}{2} \frac{\beta \mu \chi^{(3)}}{n} \tag{3}$$

$$\Upsilon_a = -\frac{1}{8} \frac{\beta \mu^2 (\chi^{(3)})^2}{n^3} \tag{4}$$

with the quantities  $\alpha = \frac{\partial[\tilde{\omega}\epsilon(\tilde{\omega})]}{\partial\tilde{\omega}^2}$ ,  $\alpha' = \frac{\partial^2[\tilde{\omega}\epsilon(\tilde{\omega})]}{\partial\tilde{\omega}^2}$ ,  $\gamma = \frac{\partial[\tilde{\omega}\mu(\tilde{\omega})]}{\partial\tilde{\omega}}$ ,  $\gamma' = \frac{\partial^2[\tilde{\omega}\mu(\tilde{\omega})]}{\partial\tilde{\omega}^2}$ ,  $\beta = 2\pi\tilde{\omega}$ ,  $V_g = 2n/(\epsilon\gamma + \mu\alpha)$  and  $\tilde{\omega} = \omega/\omega_p$  (Onana Essama et al. 2013, 2014b, c; Scalora et al. 2005; Li et al. 2010).

The cubic-Raman contributions are given by Atangana et al. (2015):

$$\Upsilon_r = -\Upsilon_0 T_r. \tag{5}$$

where  $T_r$  is one parameter dependant on Raman effects (Xiang et al. 2012). We will consider that  $T_r = 6.5$  for the following investigations.

### 2.2 Negative index regime for electromagnetic pulses

The general expression of a loss Drude model is often defined such as (Scalora et al. 2005; Li et al. 2010):  $\epsilon(\tilde{\omega}) = 1 - \frac{1}{\tilde{\omega}^2 + i\tilde{\gamma}\tilde{\omega}}$ ,  $\mu(\tilde{\omega}) = 1 - \frac{\omega_m^2/\omega_p^2}{\tilde{\omega}^2 + i\tilde{\gamma}\tilde{\omega}}$ , where the loss parameter is given by  $\tilde{\gamma} = 5 \times 10^{-4}$ .

Absorption is one of avoidable and important phenomenon which often influences metamaterial applications (Webb et al. 2004; Podolskiy et al. 2005). A large majority of metamaterials is constituted by nanostructures. These structures induce strong losses directly link to metals and are difficult to avoid, especially in the visible range of frequencies (Popov and Shalaev 2011). Furthermore, according to their origin, losses can be seen as a serious problem to the practical realization of optical applications of those structures (Popov and Shalaev 2011). So, it becomes necessary to realize efficient loss-compensating methods such as possibility of embedding amplifying centers in the host matrix (Popov and Shalaev 2011). In this case, losses can be considerably reduced and often neglected if adequate techniques are used. According to those remarks, absorption parameter can be neglected (Ziolkowski 2001, 2003; Ziolkowski and Kipple 2003). Hence, this parameter can be taken as  $\tilde{\gamma} = 0$  (Onana Essama et al. 2013).

According to those considerations, we consider a lossless Drude model defined such that  $\epsilon(\tilde{\omega}) = 1 - \frac{1}{\tilde{\omega}^2}$ ,  $\mu(\tilde{\omega}) = 1 - \frac{\omega_m^2/\omega_p^2}{\tilde{\omega}^2}$ , where  $\omega_m$  is the magnetic plasma frequency (Scalora et al. 2005). The ratio  $\frac{\omega_m^2}{\omega_p^2} = 0.9$  and the negative refraction index  $n = -\sqrt{\epsilon(\tilde{\omega})\mu(\tilde{\omega})}$  (Onana Essama et al. 2014c; Scalora et al. 2005; Li et al. 2012). Considering the third-order susceptibility (Scalora et al. 2005),  $\chi^{(3)} = 10^{-10}$  (esu), a rapid calculation of the coefficients of the nonlinear Schrödinger equation for negative index regime (NIR) are expressed as (Onana Essama et al. 2013, 2014a, b, c; Scalora et al. 2005; Li et al. 2012):

$$\Theta_{2(NIR)}(\tilde{\omega}) = \frac{0.03 (\tilde{\omega}^5 - 36.0 \tilde{\omega}^3 + 36.0 \tilde{\omega})}{\tilde{\omega}^4 \sqrt{(5.0 \tilde{\omega}^2 - 4.0)^2 (\tilde{\omega}^2 - 1.0)^3 (10.0 \tilde{\omega}^2 - 9.0)}} + \frac{0.03 (570.0 \tilde{\omega}^6 - 1566.0 \tilde{\omega}^4 + 1428.0 \tilde{\omega}^2 - 432.0)}{\tilde{\omega}^4 \sqrt{(5.0 \tilde{\omega}^2 - 4.0)^2 (\tilde{\omega}^2 - 1.0)^3 (10.0 \tilde{\omega}^2 - 9.0)}}. \quad (6)$$

$$Y_{0(NIR)}(\tilde{\omega}) = -0.99 \frac{\tilde{\omega} \sqrt{(10.0 \tilde{\omega}^2 - 9.0)}}{\sqrt{(\tilde{\omega}^2 - 1.0)}} \quad (7)$$

$$Y_{a(NIR)}(\tilde{\omega}) = 0.25 \frac{\tilde{\omega}^3 \sqrt{(10.0 \tilde{\omega}^2 - 9.0)}}{\sqrt{(\tilde{\omega}^2 - 1.0)}^3}. \quad (8)$$

It clearly appears that all the coefficients of Eq. (1) are only depended on frequency as seen in Eqs. (6), (7) and (8). So, if a specific constant value of frequency is fixed, we obtain peculiar values for all coefficients. Hence, the behavior exhibited by the pulse will be strongly depended on the increase or the decrease of frequency. Therefore, the main question which emerges is that “what are theoretical frequencies able to induce the generation of rogue events? or special structures?”.

### 2.3 Absorption regime for electromagnetic pulses

In this case, the loss parameter is taken by  $\tilde{\gamma} = 5 \times 10^{-4}$  (Onana Essama et al. 2013, 2014c; Scalora et al. 2005). So, a loss Drude model is induced such as (Onana Essama et al. 2013, 2014c; Scalora et al. 2005):  $\epsilon(\tilde{\omega}) = 1 - \frac{1}{\tilde{\omega}^2 + i\tilde{\gamma}\tilde{\omega}}$ ,  $\mu(\tilde{\omega}) = 1 - \frac{\omega_m^2/\omega_p^2}{\tilde{\omega}^2 + i\tilde{\gamma}\tilde{\omega}}$ . At the same way, the coefficients of the nonlinear Schrödinger equation calculated for absorption regime (AR), are expressed as follows (Onana Essama et al. 2014c):

$$\Theta_{2(AR)}(\tilde{\omega}) = g_1/g_2 \quad (9)$$

$$Y_{0(AR)}(\tilde{\omega}) = -3.14 \frac{\tilde{\omega} \sqrt{(20,000.0 \tilde{\omega}^2 + 9.0 i\tilde{\omega} - 18,000.0)}}{\sqrt{(20,000.0 \tilde{\omega}^2 + 9.0 i\tilde{\omega} - 20,000.0)}} \quad (10)$$

$$Y_{a(AR)}(\tilde{\omega}) = 0.79 \tilde{\omega} \frac{\sqrt{\tilde{\omega}^2 (20,000.0 \tilde{\omega} + 9.0 i)^2 (20,000.0 \tilde{\omega}^2 + 9.0 i\tilde{\omega} - 18,000.0)}}{\sqrt{(20,000.0 \tilde{\omega}^2 + 9.0 i\tilde{\omega} - 20,000.0)}^3} \quad (11)$$

with (Onana Essama et al. 2014c),

$$\begin{aligned}
 g_1(\tilde{\omega}) = & 3.06 \times 10^{25} \tilde{\omega}^8 - 3.92 \times 10^{19} \tilde{\omega}^6 - 2.15 \times 10^{19} \tilde{\omega}^2 - 7.18 \times 10^{22} \tilde{\omega}^5 i \\
 & + 3.23 \times 10^{19} \tilde{\omega}^4 + 4.85 \times 10^{15} \tilde{\omega}^3 i + 3.72 \times 10^{22} \tilde{\omega}^7 i - 1.67 \times 10^{19} \tilde{\omega}^6 \\
 & - 2.51 \times 10^{15} \tilde{\omega}^5 i + 1.61 \times 10^{19} \tilde{\omega}^4 + 7.27 \times 10^{15} i \tilde{\omega}^3 - 1.09 \times 10^{12} \tilde{\omega}^2 \\
 & - 1.67 \times 10^{19} \tilde{\omega}^6 - 7.51 \times 10^{15} i \tilde{\omega}^5 + 1.12785 \times 10^{12} \tilde{\omega}^4 - 2.51 \times 10^{15} \tilde{\omega}^5 i \\
 & + 1.13 \times 10^{12} \tilde{\omega}^4 + 1.69 \times 10^8 \tilde{\omega}^3 i - 7.99 \times 10^{25} \tilde{\omega}^6 - 3.59 \times 10^{22} i \tilde{\omega}^5 \\
 & + 5.40 \times 10^{18} \tilde{\omega}^4 + 2.75 \times 10^{25} \tilde{\omega}^8 + 1.24 \times 10^{22} i \tilde{\omega}^7 - 1.86 \times 10^{18} \tilde{\omega}^6 \\
 & + 7.72 \times 10^{25} \tilde{\omega}^4 + 3.47 \times 10^{22} i \tilde{\omega}^3 - 5.22 \times 10^{18} \tilde{\omega}^2 + 1.30 \times 10^{16} i \tilde{\omega}^3 \\
 & + 7.98 \times 10^{25} \tilde{\omega}^4 - 8.56 \times 10^{25} \tilde{\omega}^6 + 3.47 \times 10^{22} \tilde{\omega}^3 i - 1.56 \times 10^{19} \tilde{\omega}^2 \\
 & - 2.34 \times 10^{15} \tilde{\omega} i - 1.11 \times 10^{22} i \tilde{\omega} + 1.67 \times 10^{18} + 1.02 \times 10^{23} \tilde{\omega}^5 \\
 & - 2.48 \times 10^{25} \tilde{\omega}^2 - 1.11 \times 10^{22} i \tilde{\omega} + 1.67 \times 10^{18} - 2.42 \times 10^{15} \tilde{\omega} i \\
 & - 1.39 \times 10^{13} \tilde{\omega}^2 i + 5.78 \times 10^{19} \tilde{\omega}^4 - 1.39 \times 10^{16} \tilde{\omega}^5 i + 1.88 \times 10^8 \tilde{\omega}^3 i \\
 & - 1.16 \times 10^{23} \tilde{\omega}^5 i + 1.38 \times 10^{20} \tilde{\omega}^4 i - 1.17 \times 10^{12} \tilde{\omega}^2 - 6.70 \times 10^{16} \tilde{\omega}^3 \\
 & + 7.19 \times 10^{22} \tilde{\omega}^3 i + 2.51 \times 10^{12} \tilde{\omega}^4 + 5.50 \times 10^{22} \tilde{\omega}^7 i + 1.04 \times 10^9 \tilde{\omega} \\
 & - 2.48 \times 10^{25} \tilde{\omega}^2
 \end{aligned}
 \tag{12}$$

$$g_2(\tilde{\omega}) = \tilde{\omega}^3 (20,000.0 \tilde{\omega} + 9.0 i)^3 \sqrt{(20,000.0 \tilde{\omega}^2 + 9.0 i \tilde{\omega} - 20,000.0)^3 (20,000.0 \tilde{\omega}^2 + 9.0 i \tilde{\omega} - 18,000.0)^3}.
 \tag{13}$$

The above observed equations suggest that all the coefficients of Eq. (1) are only depended on frequency when absorption regime is considered. So, as previously mentioned for negative index regime, the values of those coefficients will be strongly influenced by the constant value of frequency chosen for absorption regime. However, the main difference between the coefficients obtained for the two regimes, concerns the complex part which occurs when absorption regime comes into play. The main question which emerges is that “what particular modification is made by complex part when the frequency varies?”.

### 2.4 Collective coordinate equations of motion

The collective coordinates technique is a great method of characterization of a light pulse intensity profile using ansatz functions (Atangana et al. 2013, 2015; Dinda et al. 2001). The minimization of the residual field is crucial to determine the collective coordinate equations of motion also called variational equations. These variational equations are essential to obtain a good description of the light pulse (Onana Essama et al. 2013, 2014a, b, c; Atangana et al. 2013, 2015; Dinda et al. 2001). For our variational analysis, the desired form of the Gaussian ansatz function  $f$  is given by Onana Essama et al. (2013, 2014a, b, c), Atangana et al. (2013), (2014), (2015), Dinda et al. (2001):

$$f(Z, \tau) = X_1(Z) \exp \left[ - \left( \frac{\tau - X_2(Z)}{X_3(Z)} \right)^2 + \frac{1}{2} i X_4(Z) (\tau - X_2(Z))^2 + i X_5(Z) (\tau - X_2(Z)) + i X_6(Z) \right]
 \tag{14}$$

where  $X_1, X_2, \sqrt{2 \log 2} X_3, \frac{X_4}{2\pi}, X_5, X_6$  are the conventional collective coordinates often used to represent the pulse amplitude, temporal position, full width at half-maximum (FWHM)

of peak power, chirp, frequency shift and phase, respectively (Onana Essama et al. 2013, 2014a, b, c; Atangana et al. 2013, 2014, 2015; Dinda et al. 2001).

Then, the equations of motion obtained from Bare approximation (Onana Essama et al. 2014c; Atangana et al. 2013, 2015; Dinda et al. 2001), are given by the following expressions (Atangana et al. 2015; Dinda et al. 2002):

$$\dot{X}_1(Z) = \frac{1}{2}X_1X_4\Theta_2(Z) \quad (15a)$$

$$\dot{X}_2(Z) = -X_5\Theta_2(Z) \quad (15b)$$

$$\dot{X}_3(Z) = -X_3X_4\Theta_2(Z) \quad (15c)$$

$$\dot{X}_4(Z) = \left( X_4^2 - \frac{4}{X_3^4} \right) \Theta_2(Z) - \sqrt{2} \frac{X_1^2}{X_3^2} \Upsilon_0(Z) - \frac{8\sqrt{3}}{9} \frac{X_1^4}{X_3^2} \Upsilon_a(Z) \quad (15d)$$

$$\dot{X}_5(Z) = -\sqrt{2} \frac{X_1^2}{X_3^2} \Upsilon_r(Z) \quad (15e)$$

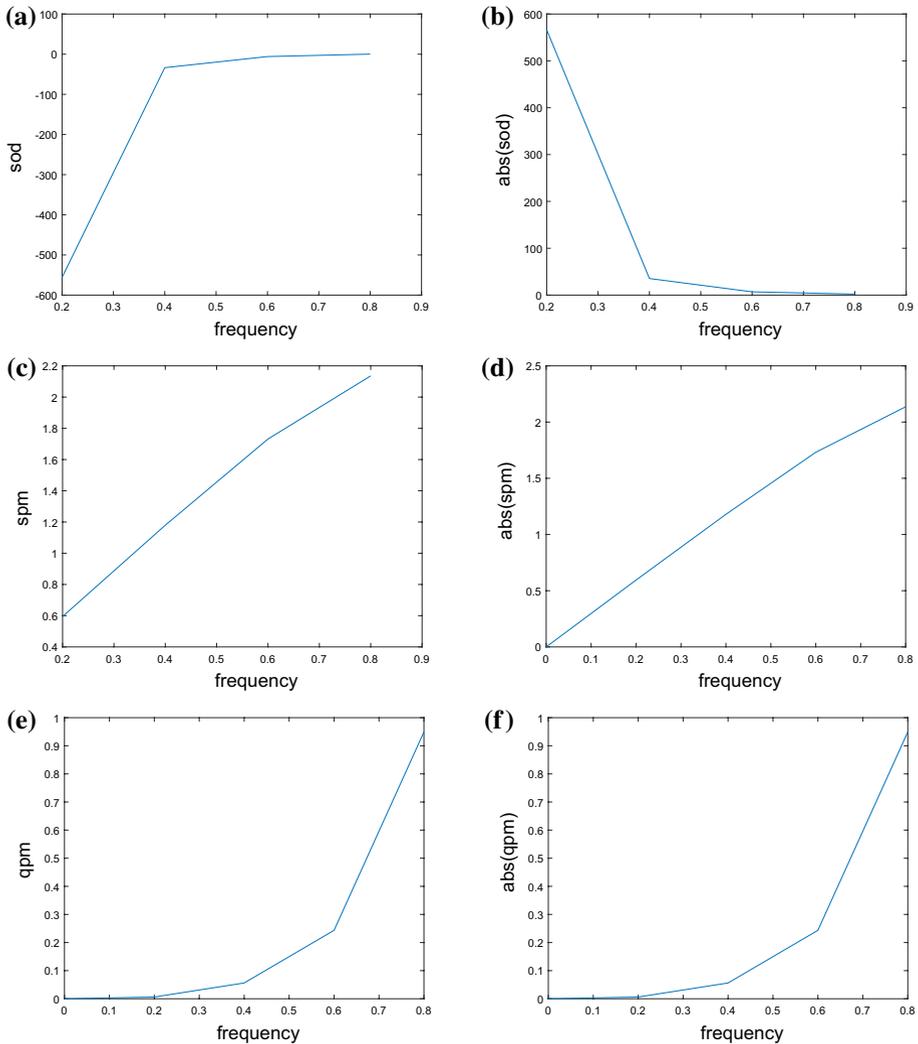
$$\dot{X}_6(Z) = \left( \frac{1}{X_3^2} - \frac{1}{2} X_5^2 \right) \Theta_2(Z) + \frac{5\sqrt{2}}{8} X_1^2 \Upsilon_0(Z) + \frac{4\sqrt{3}}{9} X_1^4 \Upsilon_a(Z). \quad (15f)$$

Equations (15) present the variational equations which are function of the coefficients  $\Theta_2(Z)$ ,  $\Upsilon_0(Z)$ ,  $\Upsilon_a(Z)$  and  $\Upsilon_r(Z)$ . All these equations are influenced by  $\Theta_2(Z)$  except the dynamics of frequency shift,  $\dot{X}_5(Z)$ , which is only function of  $\Upsilon_r(Z)$ . It clearly appears that Raman effect only acts on frequency shift. Furthermore, the quantities  $\Upsilon_0(Z)$  and  $\Upsilon_a(Z)$  are only acted on  $\dot{X}_4(Z)$  and  $\dot{X}_6(Z)$ . However, according to the precedent observations, all the coefficients of Eq. (1) are only influenced by frequency. So, the variational equations will also be influenced by frequency. The similar behavior has been previously obtained in Onana Essama et al. (2013), (2014a, b, c).

### 3 Numerical results

#### 3.1 Numerical simulation conditions

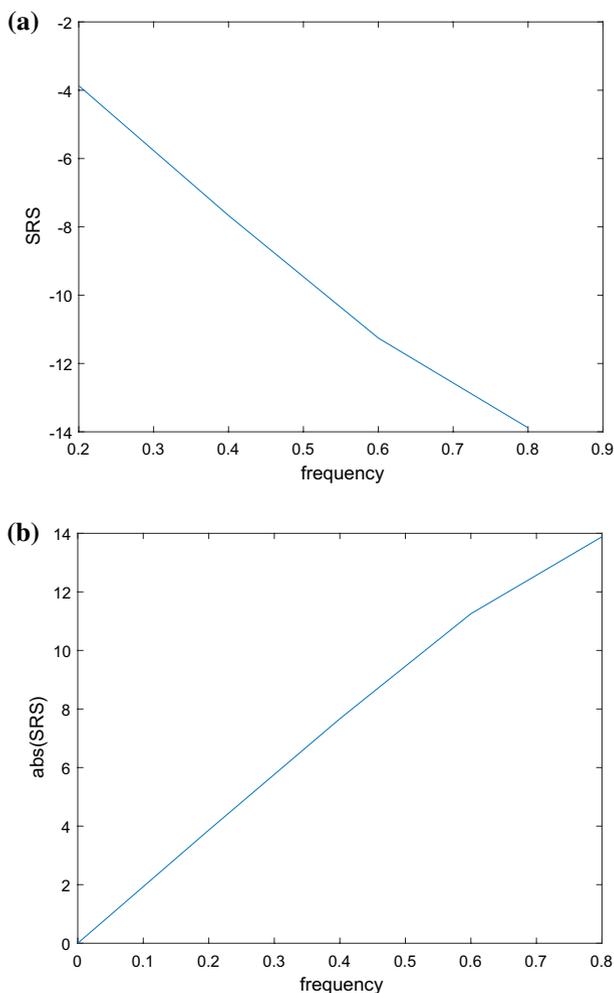
The nonlinear metamaterial optical environment of propagation considers the following assumptions (Onana Essama et al. 2013, 2014a, b, c): the peak power  $P = |\Theta_2 \Upsilon_0 / \delta_0^2|$  where  $\delta_0 = 1$ , represents the pulse temporal window;  $A = A_0 \exp\left(\frac{-\tau^2}{\zeta^2}\right)$  is the input pulse where  $\zeta = \xi_0 / \sqrt{(2 \cdot \log(2))}$  and  $\xi_0 = 2 \operatorname{acosh}(\tau_0 \sqrt{2})$ . For the analysis of our optical system the frequency range considered is  $0.32 \leq \tilde{\omega} \leq 0.78$ . Otherwise, the length of propagation will be  $Z = 0.03010$ . According to this distance the previous linear and nonlinear effects can act on the nonlinear metamaterial system. Figures 1 and 2 illustrate frequency dependencies of coefficients of Eq. (1) for both negative index and absorption regimes. The quantities sod, spm, qpm and SRS stand for second-order dispersion, self-phase modulation



**Fig. 1** Frequency dependencies of the coefficients of Eq. (1). **a** Second-order dispersion, **c** cubic-nonlinearity and **e** quintic-nonlinearity (negative index regime). **b** Second-order dispersion, **d** cubic-nonlinearity and **f** quintic-nonlinearity (absorption regime)

(cubic-nonlinearity), quintic-phase modulation (quintic-nonlinearity) and stimulated Raman scattering (cubic-Raman), respectively. Furthermore, for absorption regime the modules of these quantities are plotted and correspond to  $abs(sod)$ ,  $abs(spm)$ ,  $abs(qpm)$  and  $abs(SRS)$ , respectively. According to the collective coordinates representation, the dotted red curve corresponds to the dynamics of collective coordinates obtained from bare approximation as depicted in Fig. 3a, b. Further, the black curves represent the collective coordinates coming from minimization. Thus, the dashed green curve gives the residual field energy (RFE) (Onana Essama et al. 2013, 2014a, b, c). Figure 3c, d represent Full numerical equations (Onana Essama et al. 2013, 2014a, b, c). Moreover, Fig. 3e, f show 2D

**Fig. 2** Frequency dependencies of the coefficients of Eq. (1). **(a)** Cubic-Raman coefficient. **a** Negative index regime; **b** absorption regime

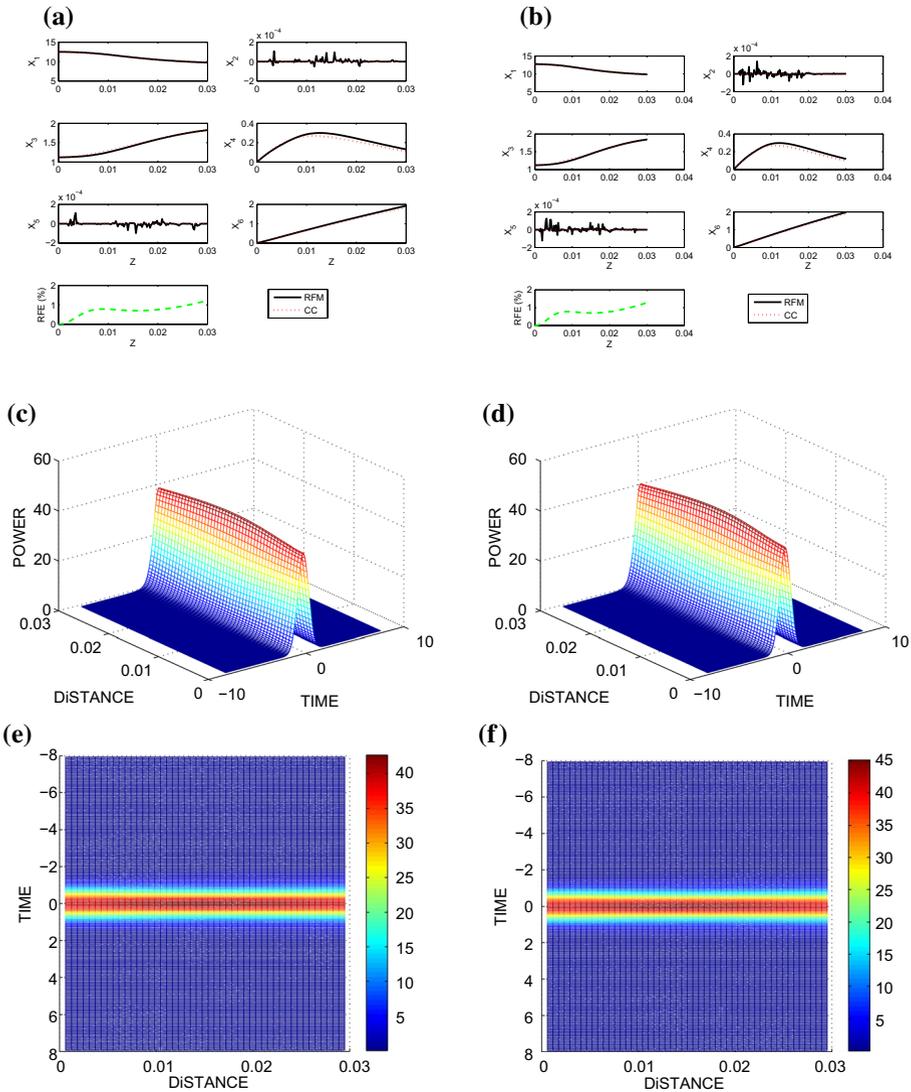


Full numerical equations (Liu et al. 2015b; Lobet et al. 2014; Van Gorder et al. 2019; Baizakov et al. 2018; Bayindir 2016; Boardman et al. 2017; Dudley et al. 2014; Akhmediev et al. 2016; Soto-Crespo et al. 2011).

## 3.2 Soliton light pulse

### 3.2.1 Soliton light pulse for negative index regime

First of all, when an electromagnetic wave propagates second-order dispersion and cubic-nonlinearity come into play at  $\hat{\omega} = 0.32$  for negative index regime. The signs of the different coefficients are given as  $\Theta_{2(NIR)} = -250$  and  $\Upsilon_{0(NIR)} = 0.98$  as depicted in Fig. 1a, c. The suitable combination of the negative value of second-order dispersion and the positive value of cubic-nonlinearity, leads to the so-called energetic wave. This energetic wave



**Fig. 3** Soliton light pulse obtained at  $Z = 0.03010$ . Dynamic of collective coordinates when  $\tilde{\omega} = 0.32$ : **a** negative index regime; **b** absorption regime. Full equations when  $\tilde{\omega} = 0.42$ : **c** negative index regime; **d** absorption regime. 2D Full equations when  $\tilde{\omega} = 0.42$ : **e** negative index regime; **f** absorption regime (frequency range considered:  $0.32 \leq \tilde{\omega} \leq 0.78$ )

corresponds to a robust wave which propagates without any losses of energy. This type of wave is often called soliton light pulse as depicted in Fig. 3a. The two types of collective coordinates dynamic depicted in Fig. 3a are completely superimposed suggesting the stability of the soliton light pulse. This situation corresponds to the internal stability of the soliton light pulse. Considering a slightly increase of frequency from  $\tilde{\omega} = 0.32$  to  $\tilde{\omega} = 0.42$ , the signs of different coefficients are shown as  $\Theta_{2(NIR)} = -40$  and  $Y_{0(NIR)} = 1.22$  as depicted in Fig. 1a, c. In addition, second-order dispersion coefficient has a negative

value and increases from  $-550$  to  $0$  as seen in Fig. 1a. Nevertheless, cubic-nonlinearity coefficient has a positive value and increases from  $0.6$  to  $2.1$  as depicted in Fig. 1c. These two parameters exhibit opposite behaviors justifying the perfect compensation leading to an energetic wave depicted in Fig. 3c. The so-called compensation process or self-compensation corresponds to a perfect equilibrium between two or many effects in order to build up a robust wave called soliton light pulse. In this case, those two effects stand for second-order dispersion and cubic-nonlinearity. In fact, the variation of frequency values gives various values to second-order dispersion and cubic-nonlinearity coefficients. At a peculiar frequency value, we reach to the equilibrium between these two effects leading to a soliton light pulse. However, the disequilibrium between these two effects induces the collapse of the soliton light pulse. Besides, similar investigations have done in Kuse et al. (2010) where the self-compensation process occurs by the interaction between third-order dispersion and self-phase modulation. Another, application of self-compensation process is presented in Liu et al. (2015a), where temperature self-compensation appears in a fast-response fiber-optic anemometer. Furthermore, the 2D full numerical equation depicted in Fig. 3e exhibits a straight colored line suggesting the robustness of the soliton light pulse. Similar behavior has also been investigated in Charalampidis et al. (2018b).

### 3.2.2 Soliton light pulse for absorption regime

We consider the frequency such as  $\tilde{\omega} = 0.32$  for absorption regime. The signs of the different coefficients are given as  $abs[\Theta_{2(AR)}] = 250$  and  $abs[Y_{0(AR)}] = 0.9$  as depicted in Fig. 1b, d. The positive value of second-order dispersion coefficient decreases from  $550$  to  $0$  as shown in Fig. 1b. Moreover, the positive value of cubic-nonlinearity coefficient increases from  $0$  to  $2.2$  as presented in Fig. 1d. These two opposite behaviors are also compensated and provoke appearance of the stable collective coordinates dynamic depicted in Fig. 3b. The collective coordinates coming from the gaussian ansatz (bare approximation) are well reconstructed by those originating from minimization. That is because these two dynamic are totally superimposed. Thus, this behavior denotes the strong stability of this light pulse. Further, residual field energy is around 1 percent. This reveals the external and internal stability of soliton light pulse. Moreover, we consider a slightly increase of frequency from  $\tilde{\omega} = 0.32$  to  $\tilde{\omega} = 0.42$ . The signs of different coefficients are given as  $abs[\Theta_{2(AR)}] = 40$  and  $abs[Y_{0(AR)}] = 1.1$  as depicted in Fig. 1b, d. The positives values of second-order dispersion and cubic-nonlinearity associated to dissipative properties of absorption regime, lead to the soliton light pulse seen in Fig. 3d. Indeed, the stability of the soliton light pulse has been previously well investigated by many authors in nonlinear metamaterial such as (Onana Essama et al. 2013, 2014a, b, c; Atangana et al. 2014; Goudjio Dontsop et al. 2016). Furthermore, 2D full numerical equation depicted in Fig. 3f for absorption regime, presents a straight colored line. This observation suggests the robustness and the stability of soliton light pulse. In addition, similar soliton light pulse stability was recently investigated in ultracold bosonic seas by Charalampidis et al. (2018b). Moreover, at the same frequency the soliton peak power is around  $40$  as depicted in Fig. 3e for negative index regime. Thus, this soliton peak power progressively increases from  $40$  to  $45$  when absorption regime comes into play as depicted in Fig. 3f. This result seems strange because absorption regime often induces a significant decrease of light pulse peak power as previously investigated (Onana Essama et al. 2014c). However, it has been demonstrated that in a realistic metamaterial system, absorption is unavoidable (Onana Essama et al. 2014c; Popov and Shalaev 2006; Litchinitser and Shalaev 2009). Indeed, some researchers such as (Popov and

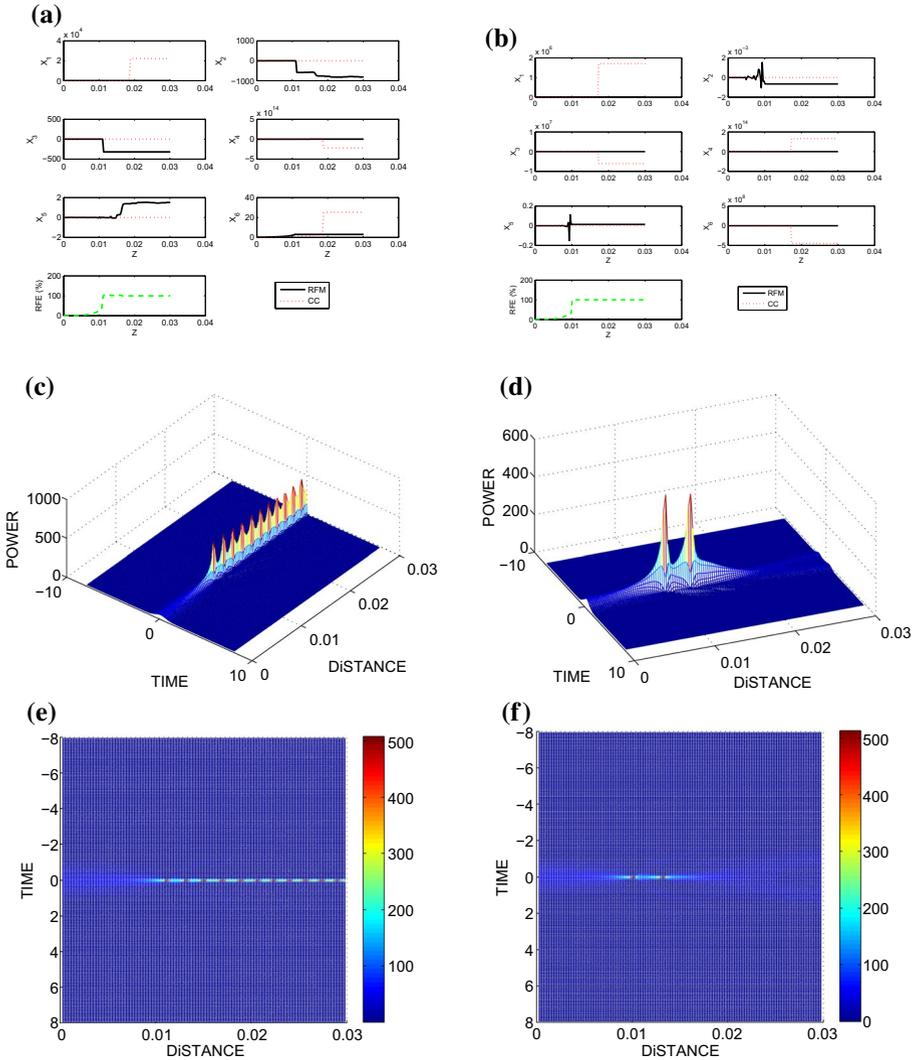
Shalaev 2006) sustain that absorption can be counteract by optical amplification. Besides, others researchers such as Ziolkowski (2001, (2003), Ziolkowski and Kipple (2003) and Onana Essama et al. (2014c), suggest that absorption value can be reduced in metamaterial. According to this last suggestion, the chosen loss parameter value of absorption known as  $\tilde{\gamma} = 5 \times 10^{-4}$  does not have the usual impact on soliton peak power as depicted in Fig. 3. It clearly appears that in the frequencies range considered the transition from negative index regime to absorption regime can be seen as an increase of frequency. This situation justifies an increase of soliton peak power from 40 to 45 as observed in Fig. 3e, f. Indeed, (Onana Essama et al. 2013, 2014a, b, c; Atangana et al. 2014; Gouadjio Dontsop et al. 2016) show that in metamaterial an increase of frequency leads to a growth up of peak power. At the same way, a decrease of frequency provokes a diminution of a soliton peak power. Besides, data transmission is favorable under these conditions since propagation is suitable and soliton light pulse is stable for this frequencies range for both two regimes.

### 3.3 Introduction of quintic-nonlinearity

We consider the frequency such as  $\tilde{\omega} = 0.42$  and the quintic-nonlinearity comes into play for negative regime. So, the signs exhibited by the coefficients of the considered effects, are given around the following constant values  $\Theta_{2(NIR)} = -40$ ,  $\Upsilon_{0(NIR)} = 1.22$  and  $\Upsilon_{a(NIR)} = 0.12$  as depicted in Fig. 1a, c, e. The positive value of quintic-nonlinearity is added to the positive one of cubic-nonlinearity in order to increase the nonlinear strength of distortion. So, quintic-nonlinearity introduces a disequilibrium which will probably break the equilibrium previously established in Fig. 3 by the so called self-compensation process.

#### 3.3.1 Kuznetsov–Ma waves train generation for negative index regime

The nonlinear strength of distortions acts on second-order dispersion in order to induce multiple broken points exhibited by collective coordinates dynamic depicted in Fig. 4a for negative index regime. Otherwise, the collective coordinates dynamic coming from gaussian ansatz undergo broken points at  $Z = 0.018$ . At the beginning of this broken point, the collective coordinates dynamic adopt linear behavior as depicted in Fig. 4a. So, the dynamic of amplitude, chirp and phase adopt constant values given as  $\dot{X}_1(0.018) = 2.0 \times 10^4$ ,  $\dot{X}_4(0.018) = -2.5 \times 10^{14}$  and  $\dot{X}_6(0.018) = 25$ . According to gaussian ansatz, all other collective coordinates dynamic maintain their values at zero as illustrated in Fig. 4a. Nevertheless, the collective coordinates dynamic due to minimization act differently for negative index regime. In fact, they exhibit three broken points which are  $Z = 0.012$ ,  $Z = 0.015$  and  $Z = 0.018$  as seen in Fig. 4a. So, the dynamic of FWHM, frequency shift and phase exhibit constant values given by  $\dot{X}_3(0.012) = -300$ ,  $\dot{X}_5(0.015) = 1.8$  and  $\dot{X}_6(0.012) = 2.5$ . The dynamics of temporal position presents many broken points such as  $\dot{X}_2(0.012) = -600$ ,  $\dot{X}_2(0.015) = -700$  and  $\dot{X}_2(0.018) = -900$ . This situation suggests that the soliton light pulse will probably undergo several distortions on the dynamics of temporal position and that of frequency shift. It appears that the collective coordinates dynamic coming from bare approximation are not able to reconstruct those originating from minimization as depicted in Fig. 4a. The collective coordinates dynamic depicted in Fig. 4a correspond to the exact measure of the internal excitation which will certainly build-up an extreme event. These multiple broken points reveals an increase of internal perturbation. Besides, those external and internal distortions induce a brutal increase of amplitude suggesting the birth



**Fig. 4** Kuznetsov–Ma waves generation induced by quintic nonlinearity effect obtained at  $Z = 0.03010$  when  $\tilde{\omega} = 0.42$ . Dynamic of collective coordinates: **a** negative index regime; **b** (absorption regime). Full equations when: **c** negative index regime; **d** absorption regime. 2D Full equations: **e** negative index regime; **f** absorption regime (frequency range considered:  $0.32 \leq \tilde{\omega} \leq 0.78$ )

of an extreme event as predicted (Atangana et al. 2014). This analysis is well attested by residual field energy which goes from 1 to 100 percent. This suggests an increase of internal agitation as depicted in Figs. 3a and 4a. Hence, this growth up of energy also denotes an increase of internal perturbation leading to the birth of an extreme event as presented in Fig. 4a. Further, previous investigations show that the dynamic of collective coordinates exhibit strange internal and external behaviors leading to popular rogue waves for positive index, negative index and absorption regimes (Onana Essama et al. 2013, 2014a, b, c; Atangana et al. 2014; Gouadjio Dontsop et al. 2016). It has been previously investigated

by Onorato et al. (2013a) and later by Atangana et al. (2014) that a strong nonlinearity provokes the fragmentation of soliton light pulse into several grains of activity. Once grains activated, the spatial inhomogeneity acts as a nonlocal coupling that provides a coherent build-up of extreme events (Atangana et al. 2014; Onorato et al. 2013a). These extreme events have high amplitude peaks which approach  $2.10^4$  as depicted by the dynamics of amplitude illustrated in Fig. 4a. These giant events continue to undergo strong and long perturbations coming from the nonlinearity strength of distortion. Further, this trouble situation often induces the appearance of a strong harmonic wave with residual wave motions at adjacent sideband frequencies (Atangana et al. 2014; Benjamin and Feir 1967; Zakharov and Ostrovsky 2009). Besides, disturbances coming from this strong nonlinearity induce interaction between the precedent strong harmonic wave and small sidebands leading to a strong modulation of residual waves (Atangana et al. 2014; Benjamin and Feir 1967). Consequently, the energy originating from this strong modulation is therefore transferred from the primary motion to the sidebands at a rate that it can increase exponentially as the interaction proceeds (Atangana et al. 2014; Benjamin and Feir 1967). Besides, this instable behavior induces the birth of a periodic progressive waves train depicted in Fig. 4c as predicted (Atangana et al. 2014; Benjamin and Feir 1967). Moreover, this phenomenon which builds-up the waves train induced by unstable perturbations (Atangana et al. 2014; Osborne 2010; Janssen 1989; Kharif 2003; Toffoli et al. 2013), has been firstly investigated in water waves by Benjamin and Feir (1967), Zakharov and Ostrovsky (2009), Zakharov (1968). This phenomenon is also called Benjamin–Feir instability or modulational instability (Atangana et al. 2014; Benjamin and Feir 1967; Zakharov and Ostrovsky 2009; Zakharov 1968). Further, this generated waves train is also called rogue waves (Charalampidis et al. 2018a; Pelinovsky and Kharif 2008; Osborne 2010). Thus, as depicted in Fig. 4c this particular freak waves train, which is periodic in time and decreases exponentially in space, is similar to that firstly presented by Kuznetsov (1977) and later by Ma (1979). Nowadays, this kind of waves train is also called Kuznetsov–Ma waves train (Kibler et al. 2012; Onorato et al. 2013b; Brunetti et al. 2014; Onorato 2012). It clearly appears that Kuznetsov–Ma waves train begins to appear at  $Z = 0.012$  and exhibits eleven peaks as depicted in Fig. 4c. This behavior is also confirmed in Fig. 4e where the signature of this waves train is presented.

### 3.3.2 Reduced Kuznetsov–Ma waves train generation for absorption regime

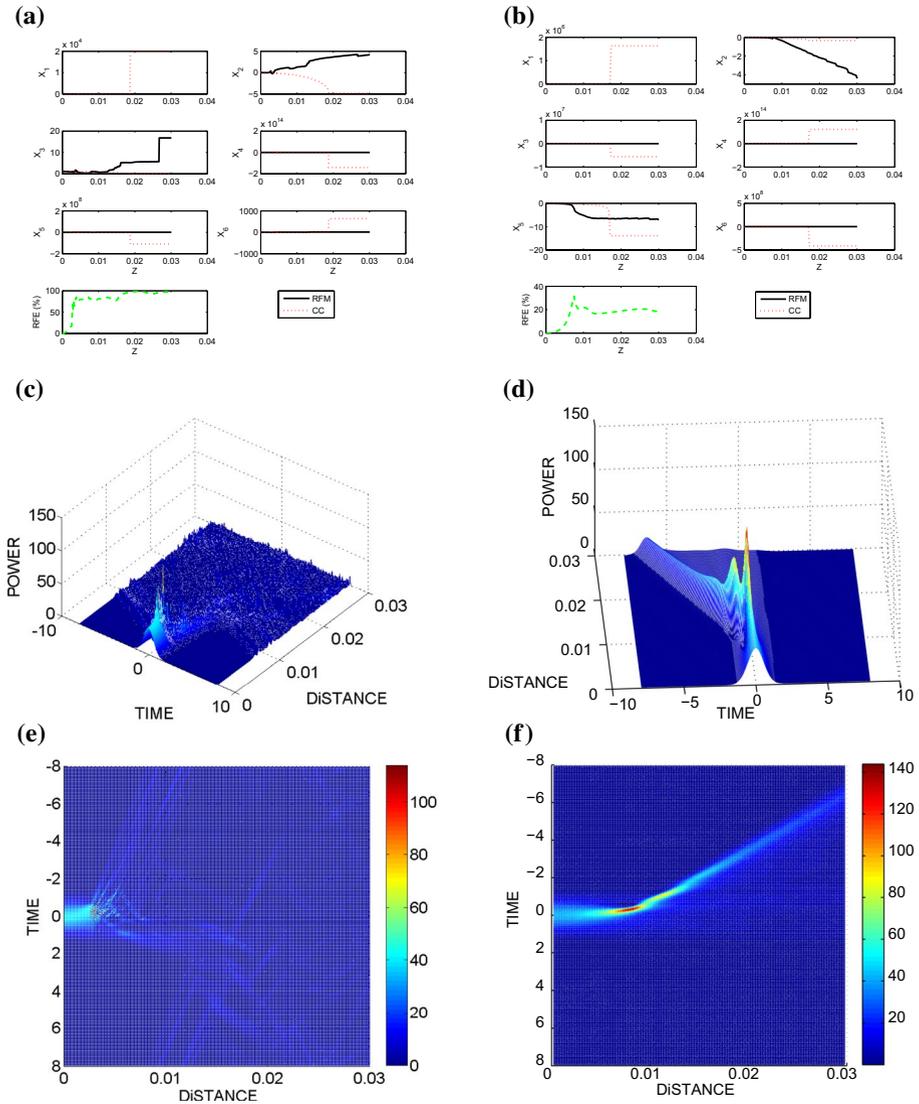
The frequency is maintained such as  $\tilde{\omega} = 0.42$  and the quintic-nonlinearity still acts in the system. According to absorption regime, the different signs of modules of coefficients are given with the constant values such as  $abs[\Theta_{2(AR)}] = 40$ ,  $abs[Y_{0(AR)}] = 1.1$  and  $abs[Y_{a(AR)}] = 0.12$  as depicted in Fig. 1b, d, f. The precedent equilibrium has been established between the positive value of second-order dispersion and the positive value of cubic-nonlinearity associated with dissipative properties of absorption regime. So, a soliton light pulse has been built up. However, the positive value of the quintic-nonlinearity introduces a disequilibrium leading to the collapse of the soliton light pulse. The nonlinear strength of distortion induces the collective coordinates depicted in Fig. 4b. It appears that the multiple broken points previously observed in Fig. 4a are considerably decreased as depicted in Fig. 4b. The reduction of distortions is mainly influenced by dissipative properties of absorption regime. The collective coordinates dynamic originating from gaussian ansatz safeguard its broken point at  $Z = 0.018$  as shown in Fig. 4b. The dynamic of amplitude, FWHM, chirp and phase present constant values given by  $\dot{X}_1(0.018) = 1.8 \times 10^6$ ,

$\dot{X}_3(0.018) = -0.8 \times 10^7$ ,  $\dot{X}_4(0.018) = 1.6 \times 10^{14}$  and  $\dot{X}_6(0.018) = -4 \times 10^8$ . Furthermore, compared to that depicted in Fig. 4a, the dynamic of amplitude has increased for absorption regime. The dynamic of FWHM, chirp and phase act in opposite sense for absorption regime compared to those exhibited for negative index regime as illustrated in Fig. 4a, b. According to bare approximation, collective coordinates dynamic due to minimization exhibit a different behavior as seen in Fig. 4b. So, collective coordinates dynamic coming from minimization, exhibit a broken point at  $Z = 0.009$ . In fact, only the dynamic of frequency shift and temporal position present an oscillating behavior. The behavior exhibited by the dynamic of collective coordinates, corresponds to the exact measure of the internal excitation which can create an extreme event. This internal excitation stands for modulation instability. Moreover, all the dynamics of collective coordinates due to minimization practically have linear and horizontal aspects except the dynamics of temporal position and that of frequency shift as illustrated in Fig. 4b. Besides,  $\dot{X}_2$  and  $\dot{X}_5$  respectively show their broken points at  $Z = 0.007$  and  $Z = 0.009$ . These results suggest the modification of physical aspect of our extreme event when absorption regime is considered. Moreover, the dynamics of collective coordinates originating from gaussian ansatz present each of them one broken point at  $Z = 0.018$  except temporal position and frequency shift which exhibit linear and horizontal aspects as depicted in Fig. 4b. These disturbances denote that a rapid internal excitation which begins at  $Z = 0.007$  and  $Z = 0.009$  induces a brutal peak of amplitude from  $2.10^4$  to  $1.8.10^6$  as illustrated in Fig. 4a, b. This brutal growth up of amplitude due to a rapid excitation of the system reveals the key role playing by dissipative properties of absorption regime. Thus, metamaterial optical environment is modified by those dissipative properties of absorption regime. Those properties interact with the strong nonlinear strength of distortion in order to transform the nature of internal excitation which becomes rapid. Further, this behavior decreases the number of broken points on dynamics of collective coordinates. Consequently, it also provokes a brutal peak of amplitude leading to a sudden birth of an extreme event as depicted in Fig. 4b, d. Thereafter, the Kuznetsov–Ma waves train reveals a considerable decrease of number of waves from eleven to two as depicted in Fig. 4c, d. The two waves which constitute the generated waves train begin to appear at  $Z = 0.009$  justifying the sudden grow up of residual field energy from 0.1 to 100 percent as depicted in Fig. 4b, f. It clearly appears that when we go from negative index regime to absorption regime, the waves train peak power does not change. However, we observe a rapid internal excitation leads to the reduction of the number of waves as presented in Fig. 4c–f. We can also suggest that dissipative properties of absorption regime increases the cancellation of some waves. This result known as reduction of number of Kuznetsov–Ma waves has been previously investigated by Atangana et al. (2014). Thus, Atangana and its co-authors have shown that an increase of frequency in negative index regime provokes a decrease of number of Kuznetsov–Ma waves in a left-handed material (Atangana et al. 2014). Hence, it appears that dissipative properties of absorption regime provoke a rapid internal excitation in the optical system. This agitation interacts with modulation instability leading to the reduction observed as predicted (Atangana et al. 2014). In addition, the 2D full equations represented in Fig. 4e, f show straight line formed by eleven red points and two points respectively. This behavior is similar to that exhibited by Kuznetsov–Ma waves train obtained by Charalampidis et al. (2018b) in Bose Einstein condensates.

### 3.4 Introduction of cubic-Raman effect

#### 3.4.1 Chaotic waves field for negative index regime

Thirdly, cubic-Raman effect comes into play for negative index regime when the frequency is  $\tilde{\omega} = 0.42$ . The signs of different coefficients are associated to the following constant values  $\Theta_{2(NIR)} = -40$ ,  $Y_{0(NIR)} = 1.22$ ,  $Y_{a(NIR)} = 0.12$  and  $Y_{r(NIR)} = -8.4$  as depicted in Figs. 1a, c, e and 2a. The disequilibrium previously introduced by quintic-nonlinearity depicted in Fig. 4, is therefore amplified by the negative value of cubic-Raman effect. This cubic-Raman effect modifies the dynamic of collective coordinates depicted in Fig. 5a for positive index regime. The collective coordinates dynamic originating from gaussian ansatz maintain the broken point at  $Z = 0.018$  as seen in Fig. 5a. The dynamic of amplitude, temporal position, chirp, frequency shift and phase present constant values given by  $\dot{X}_1(0.018) = 2 \times 10^4$ ,  $\dot{X}_2(0.018) = -5$ ,  $\dot{X}_4(0.018) = -1.5 \times 10^{14}$ ,  $\dot{X}_5(0.018) = -1 \times 10^8$  and  $\dot{X}_6(0.018) = 700$ . According to collective coordinates dynamic coming from minimization, only the dynamics of temporal position and that of FWHM undergo significant modifications as depicted in Fig. 5a. Indeed, the dynamics of temporal position exhibits a distorted aspect suggesting a random behavior of the pulse. The dynamics of FWHM presents a distorted behavior in the interval  $0 < Z < 0.015$ , but also exhibits two broken points at  $Z = 0.015$  and  $Z = 0.027$ . These two broken points induce the appearance of two constant values given by  $\dot{X}_3(0.015) = 5$  and  $\dot{X}_3(0.027) = 18$  as shown in Fig. 5a. This situation suggests that the system will generate many waves with different widths and randomly positioned. Further, the collective coordinates dynamic above obtained, correspond to the exact measure of internal excitation which will create an extreme event later. Moreover, the temporal position and full width at half - maximum (FWHM) dynamic due to minimization present at the beginning of the propagation many distortions. Those distortions gradually increase. One can suggest the birth of a gradual internal excitation which leads to multiple broken points observed in Fig. 5a. Moreover, cubic-Raman coefficient has a negative value. Its variations decrease from  $-4$  to  $-14$  as depicted in Fig. 2a. This cubic-Raman effect acts in opposite sense compared to quintic-nonlinearity effect. This fact suggests an increase of perturbations leading to a chaotic system depicted in Fig. 5c, e. The strange chaotic form depicted in Fig. 5e will be known later as tree structure. Furthermore, residual field energy exhibits a progressive increase which reaches 100 percent. Consequently, this information proves a gradual increase of internal disturbances. These distortions will probably provoke a strong perturbed optical system at each space/time positions for negative index regime as predicted (Onana Essama et al. 2014b). Thus, gradual internal disturbances induce various broken points of collective coordinates dynamic originating from gaussian ansatz. This fact denotes the birth of a new kind of extreme event as seen in Fig. 5a. This strange internal agitation provokes an increase of the grains activity which induces a perturbed optical environment with two parts as illustrated in Fig. 5c. The first part of the optical system (right part) presents a multiplication of various narrow waves with different high amplitudes in different space/ time positions. These narrow waves are induced by the agitation of grains of activity as depicted in Fig. 5c. It is clearly appeared that this particular internal excitation was provoked by manifestations of cubic-Raman effects. Moreover, these several narrow waves exhibit small amplitudes. This group of waves also present a large shift confirming that Raman effect strongly acts in this system. This chaotic waves field behavior is similar to that obtained at nanoscale in photonic seas by Liu et al. (2015b). Liu and its co-authors were found an unique extreme event similar to that we investigate. According



**Fig. 5** Tree structures and rogue waves generation induced by the combination of quintic nonlinearity and Raman effects obtained at  $Z = 0.03010$  when  $\tilde{\omega} = 0.42$ . Dynamic of collective coordinates: **a** negative index regime; **b** absorption regime. Full equations when: **c** negative index regime; **d** absorption regime. 2D Full equations: **e** (negative index regime); **f** absorption regime (frequency range considered:  $0.32 \leq \tilde{\omega} \leq 0.78$ )

to Liu, this chaotic waves field represents an electromagnetic energy distribution in the cavity in the presence of an extremely localized rogue wave (Liu et al. 2015b). The second part of our optical system (left part) shows a compact block of many narrow waves. It can be assimilated to an isolated extreme wave as depicted in Fig. 5c. This isolated wave has its amplitudes which reach two or three times of amplitude of surrounded waves. So, it can be assimilated to a Peregrine rogue wave (Gouadjio Dantsop et al. 2016) as depicted

in Fig. 5c. Moreover, Charalampidis investigates similar conditions leading to Peregrine waves in Bose-Einstein condensates (Charalampidis et al. 2018b). In addition, this extreme event is also similar to optical Riemann wave studied by Akhmediev et al. (2016). Indeed, the investigation was done in the shallow water regime in a fiber loop with the presence of a modulator. This modulator imposes a continuous frequency shift of the carrier frequency. In this case, the frequency shifting is analogous to the presence of a sloping beach for ocean waves. This situation may lead to the appearance of high intensity and temporally compressed extreme pulses (Akhmediev et al. 2016).

### 3.4.2 Tree-like structures for negative index regime

The observation of 2D full equation of the perturbed waves field depicted in Fig. 5e shows the fragmentation of electromagnetic wave. This trouble situation provokes the collapse of this wave leading to a strange phenomenon. In fact, we observe a strange structure similar to a tree with the multiple roots. Those roots propagate randomly in the optical system. Then, this structure can be assimilated to a tree with many roots which can be called roots of propagation. The appearance of the so-called roots of propagation suggests an intense activity of Raman effect. Furthermore, this strange tree structure has been also obtained in Kundu–Eckhaus equation by Bayindir (2016). Indeed, it has been assimilated to a chaotic waves field induced by modulation instability coming from Raman effect (Bayindir 2016). Otherwise, a similar situation has also been investigated in optical field by Dudley et al. (2014). In fact, tree structure is assimilated to signatures of analytic nonlinear Schrödinger equation solutions in chaotic modulation instability. Thus, the structure obtained is assimilated to a density map. This map shows the long-term temporal evolution of a chaotic field triggered by one-photon-per-mode noise superimposed on a continuous-wave background (Dudley et al. 2014). Consequently, signatures of Kuznetsov–Ma waves train, Akhmediev breathers and Peregrine solitons can be observed in the dynamics of the structure presented (Dudley et al. 2014). Similar investigations have been made where a good choice of saturation energy induces a collapse of soliton light pulse. This situation leads to a similar map which exhibits a rogue signature (Soto-Crespo et al. 2011). Further, other types of rogue signatures have also been presented. These researches have studied specific tree structures called Christmas tree (Charalampidis et al. 2018b). In fact, this expanding structure which is called Christmas tree appears to emerge past the formation of the original Peregrine peak (Charalampidis et al. 2018b). As the structure expands, progressively at the peak emergence times more localized peaks arise. Such phenomenology is related to the umbilical gradient catastrophe therein (Charalampidis et al. 2018b). Therefore, it clearly appears that the tree structure corresponds to the signature of rogue events. Then, according to previous investigation each rogue event has a particular signature corresponding to a specific tree structure. So, we present here the particular signature of Kuznetsov–Ma waves train when Raman effect acts.

### 3.4.3 Raman soliton self-frequency shift for absorption regime

The frequency is maintained such as  $\bar{\omega} = 0.42$  for absorption regime. The signs of the modules of the coefficients are given as  $abs[\Theta_{2(AR)}] = 40$ ,  $abs[Y_{0(AR)}] = 1.1$ ,  $abs[Y_{a(AR)}] = 0.12$  and  $abs[Y_{r(AR)}] = 8.4$  as depicted in Figs. 1b, d, f and 2b. The previous negative value of cubic-Raman effect is changed into a positive one. It appears that the positive value of cubic-Raman effect, will probably modify the internal and external behavior of the system.

These modifications will be probably different to those previously induced by the negative value. Further, dissipative properties of absorption regime will probably influence the system. The positive value of cubic-Raman effect acts now in the system and leads to collective coordinates dynamic seen in Fig. 5b. The residual field energy considerably decreases from 100 percent to 30 percent. This result denotes a significant reduction of internal disturbances in the system as presented in Fig. 5a, b. The fact that the value of this coefficient has changed from negative to positive induces the reduction of perturbations. The positive increase of this coefficient imposes the manifestation of the main behavior of Raman effect. This main behavior is known as soliton-self frequency shift as seen in Fig. 5d. Further, collective coordinates dynamic due to gaussian ansatz safeguard their broken points at  $Z = 0.018$  as seen in Fig. 5b. In fact, they exhibit constant values which are given by  $\dot{X}_1(0.018) = 1.8 \times 10^6$ ,  $\dot{X}_3(0.018) = -0.5$ ,  $\dot{X}_4(0.018) = 1.5 \times 10^{14}$ ,  $\dot{X}_5(0.018) = -15$  and  $\dot{X}_6(0.018) = -4 \times 10^8$ . According to collective coordinates due to minimization, only the dynamics of temporal position and that of frequency shift undergo significant perturbations as depicted in Fig. 5b. Furthermore, the dynamics of frequency shift exhibits one broken point at  $Z = 0.007$ . This situation generates one constant value given by  $\dot{X}_5(0.018) = -9$  suggesting a the appearance of a significant frequency shift during the propagation. It appears that collective coordinates due to gaussian ansatz are not able to reconstruct the dynamics exhibited by collective coordinates coming from minimization. The dynamic of collective coordinates depicted in Fig. 5b represent the exact measure of the internal excitation which will probably generate an extreme event. Moreover, collective coordinates dynamic due to minimization are stable except that of temporal position and frequency shift. These two last dynamic exhibit significant deviations from their stable position as depicted in Fig. 5b. This behavior expresses the main internal deformation linked to Raman effect. Moreover, according to this observation it appears that previous residual disturbances associated to Raman effect have been cancelled by dissipative properties of absorption regime. The unique distortion which remains in the system comes from Raman effect. However, despite the decrease of internal agitation, all collective coordinates dynamic originating from gaussian ansatz present broken points except that of temporal position. This observation suggests that perturbations are localized as shown in Fig. 5b. Besides, these disturbances break collective coordinates dynamic due to gaussian ansatz and lead to a high amplitude. This result suggests the existence of an extreme event as depicted in Fig. 5b. All these manifestations lead to a strong shifted waves with an extreme event as depicted in Fig. 5d. It appears that dissipative properties of absorption regime have cancelled parasite disturbances which have provoked the birth of the chaotic waves field presented in Fig. 5c. This chaotic waves field is reduced to the strong shifted rogue wave depicted in Fig. 5d. In fact, scattered energy used to create a chaotic waves field depicted in Fig. 5c particularly the right part is grouped in order to reinforce the Peregrine soliton of the left part. This situation leads to the strong shifted rogue event depicted in Fig. 5d. Thus, this strong shifted behavior is the principal manifestation of cubic-Raman effect (Atangana et al. 2015). Several investigations have analyzed this strong shifted Peregrine rogue wave (Dudley et al. 2014; Akhmediev et al. 2016). However, others have only studied this shifted behavior (Soto-Crespo et al. 2011). In picosecond supercontinuum generation this behavior is investigated. Then, spectral and temporal evolution of a rogue soliton are analyzed (Dudley et al. 2014). Indeed, a rogue soliton emerges from two solitons which collide at the same distance in the time-domain, so energy transfers to one of the solitons yields the enhanced redshift (Dudley et al. 2014). Furthermore, in the same domain known as supercontinuum generation, Akhmediev et al. (2016) has studied soliton fission. In addition, the system exhibits the emergence of an accelerated rogue soliton leading to ramifications

similar to those induced by Raman effects. This situation is similar to that presented by the strong shifted Peregrine soliton under consideration. Nonetheless, we stress that Soto-Crespo and its co-authors have shown that the shifted behavior previously mentioned is not only originated from Raman effects (Soto-Crespo et al. 2011). In fact, they have demonstrated that a suitable choice of saturation energy leads to a strong shifted soliton similar to that coming from Raman effects (Soto-Crespo et al. 2011). What is more is that, the strange tree structure is also cancelled and reduced to a strong shifted wave. This result suggests an intense activity of Raman effects as depicted in Fig. 5f. However, the Peregrine rogue wave peak power increases from 100 to 140 as depicted in Fig. 5e and f.

### 3.5 Influence of frequency

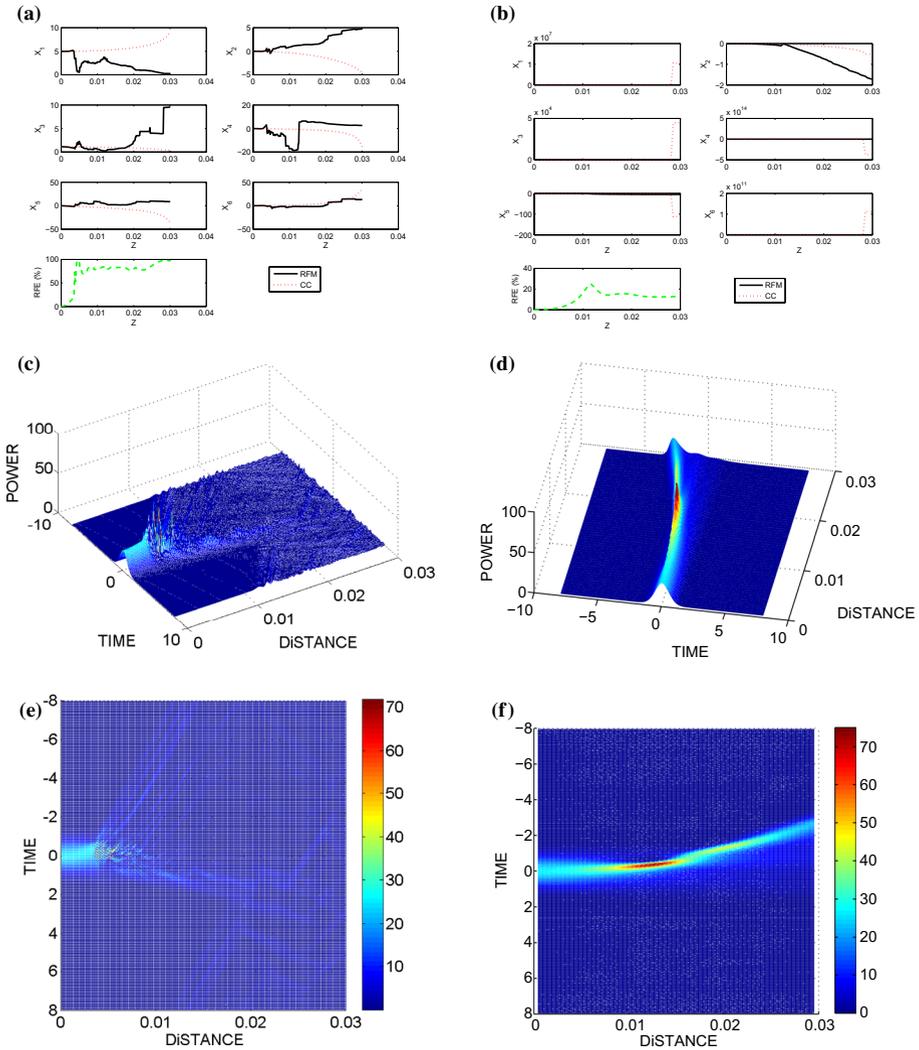
We slightly increase the frequency from  $\tilde{\omega} = 0.42$  to  $\tilde{\omega} = 0.46$  for negative index regime. The signs of different coefficients are associated to the constant values given as  $\Theta_{2(NIR)} = -30$ ,  $Y_{0(NIR)} = 1.26$ ,  $Y_{a(NIR)} = 0.16$  and  $Y_{r(NIR)} = -8.8$  as depicted in Figs. 1a, c, e and 2a. The negative value of cubic-Raman effect is restored. The increase of frequency induces the modifications of the constant values exhibited by the coefficients of different effects. Those modifications which occur on coefficients will probably provoke some changes on the system. Consequently, the dynamic of collective coordinates illustrated in Fig. 6a are obtained.

#### 3.5.1 Influence of frequency on chaotic waves field

The collective coordinates dynamic originating from gaussian ansatz present one broken point at  $Z = 0.03$  as depicted in Fig. 6a. Indeed, they present the following constant values  $\dot{X}_1(0.03) = 10$ ,  $\dot{X}_2(0.03) = -5$ ,  $\dot{X}_3(0.03) = 0$ ,  $\dot{X}_4(0.03) = -20$ ,  $\dot{X}_5(0.03) = -50$  and  $\dot{X}_6(0.03) = 50$ . In addition, the collective coordinates dynamic coming from minimization show a strong distorted behavior as seen in Fig. 6a. So, this strong distorted behavior is not able to be reconstructed by the collective coordinates due to gaussian ansatz. The behavior exhibited by collective coordinates dynamic depicted in Fig. 6a, corresponds to the exact measure of the internal excitation which will create later a rogue event. Moreover, there is a multiplication of broken points and distortions on the dynamic of collective coordinates due to minimization. So, one can suggest that internal agitation continues to act and has increased as depicted in Fig. 6a. Moreover, an increase of the frequency imposes that the negative value of cubic-Raman coefficient decreases as depicted in Fig. 2a. This decrease of negative value provokes the growth of internal disturbances leading to collective coordinates dynamic illustrated in Fig. 6a. That situation justifies a decrease of amplitude as depicted in Figs. 5a and 6a. Consequently, the dynamics of amplitude has decreased from  $2 \cdot 10^4$  to 10. Despite the internal modifications presented by the collective coordinates dynamic, the aspect of the chaotic waves field is maintained. This result suggests that the distortions continue to hardly act in the system as depicted in Fig. 6c. Hence, the tree structure is also maintained as seen in Fig. 6e.

#### 3.5.2 Influence of frequency on Raman soliton self-frequency shift

The frequency is maintained such as  $\tilde{\omega} = 0.46$  for absorption regime. So, the signs of different coefficients associated to modules of constant values are given such as  $abs[\Theta_{2(AR)}] = 30$ ,  $abs[Y_{0(AR)}] = 1.3$ ,  $abs[Y_{a(AR)}] = 0.16$  and  $abs[Y_{r(AR)}] = 8.8$  as depicted



**Fig. 6** Tree structures and rogue waves generation induced by combination of quintic nonlinearity and Raman effects obtained at  $Z = 0.03010$  when frequency increases to  $\bar{\omega} = 0.46$ . Dynamic of collective coordinates: **a** negative index regime; **b** absorption regime. Full equations when: **c** negative index regime; **d** absorption regime. 2D Full equations: **e** negative index regime; **f** absorption regime (frequency range considered:  $0.32 \leq \bar{\omega} \leq 0.78$ )

in Figs. 1b, d, f and 2b. The positive value of cubic-Raman effect will probably modify the system in a particular way. So, the dynamic of collective coordinates depicted in Fig. 6b are obtained. Nonetheless, the broken points on the dynamic of collective coordinates coming from gaussian ansatz, appear more earlier compared to that obtained for negative index regime. So, the dynamic of amplitude, FWHM, chirp, frequency shift and phase exhibit constant values such as  $\dot{X}_1(0.028) = 1.1 \times 10^7$ ,  $\dot{X}_3(0.028) = 4 \times 10^4$ ,  $\dot{X}_4(0.028) = -4 \times 10^{14}$ ,  $\dot{X}_5(0.028) = -101$  and  $\dot{X}_6(0.028) = 1.1 \times 10^{11}$ . Furthermore, the

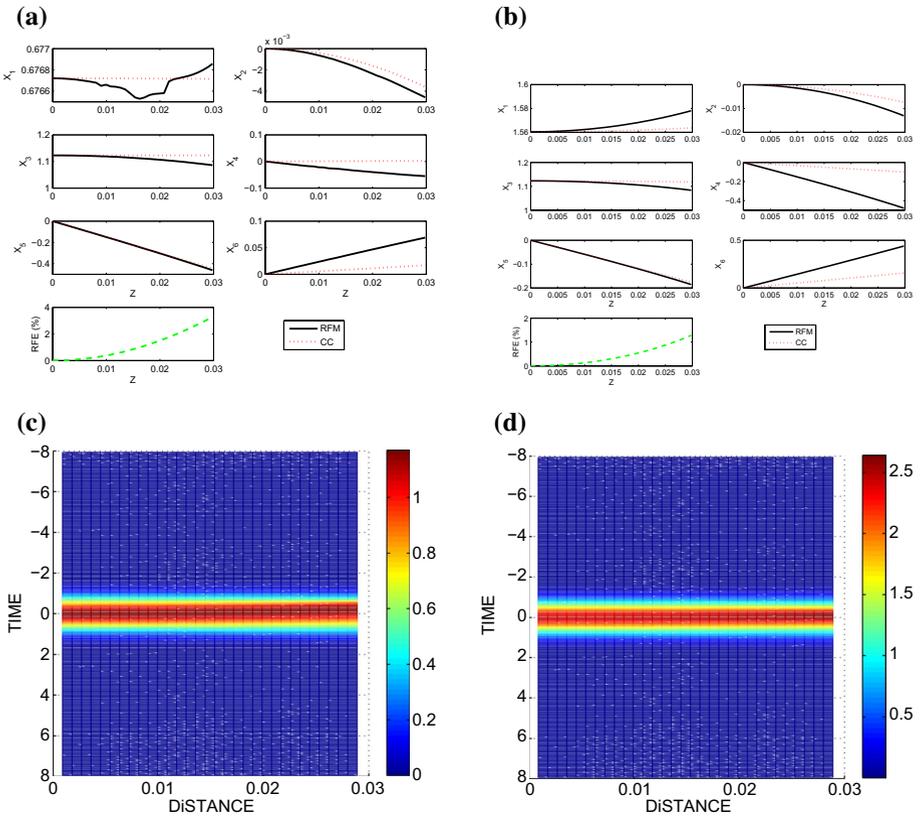
dynamics of FWHM and that of phase act in opposite sense compared to that presented for negative index regime as seen in Fig. 6a and b. This behavior is different to that presented by collective coordinates dynamic due to minimization as illustrated in Fig. 6b. In fact, collective coordinates dynamic due to minimization maintain their values close to zero, except the dynamics of temporal position. Consequently, its value undergoes a significant negative shift from 0 to  $-1.8$  as depicted in Fig. 6b. All the above mentioned modifications correspond to the exact measure of the internal excitation changed by absorption regime. One suggests that this internal excitation will probably create an extreme event. Hence, all these manifestations induce the appearance of the extreme event illustrated in Fig. 6d. In addition, when the frequency increases the positive value of cubic-Raman coefficient also increases as depicted in Fig. 2b. This increase of positive value of that effect, provokes the reduction of soliton-self frequency shift illustrated in Fig. 6f compared to that presented in Fig. 5f. This situation is confirmed by residual field energy since its value decreases from 30 to 20 percent as depicted in Figs. 5b and 6b. However, we observe the diminution of the peak power from 140 to 70 as depicted in Figs. 5d and 6d. It clearly appears that an increase of frequency induces the decrease of Raman soliton-self frequency shift as depicted in Figs. 5f and 6f.

### 3.6 Stability of soliton light pulse and self-compensation process

We consider a significant increase of frequency from  $\tilde{\omega} = 0.46$  to  $\tilde{\omega} = 0.75$  for absorption regime. Hence, the signs of different effects associated to constant values are given by  $abs[\Theta_{2(AR)}] = 3.5$ ,  $abs[\Upsilon_{0(AR)}] = 2.0$ ,  $abs[\Upsilon_{a(AR)}] = 0.80$  and  $abs[\Upsilon_{r(AR)}] = 13$  as depicted in Figs. 1b–f and 2b.

#### 3.6.1 Stability of soliton light pulse for absorption regime

The decrease of second-order dispersion is opposite to the increase of cubic-nonlinearity as seen in Fig. 1b, d. This situation suggests a first equilibrium leading to a soliton light pulse. Indeed, this is the first aspect of the compensation process. Furthermore, the increase of quintic-nonlinearity combined to the increase of cubic-Raman effect and to dissipative properties of absorption regime, lead to the second equilibrium. That situation corresponds to the cancellation of internal perturbations and the gain of stability. Hence, the strength of distortion originating from the combination of quintic-nonlinearity and cubic-Raman effect is totally counteracted. Moreover, the observation of Figs. 1b–f and 2b show that a weak second-order dispersion combined to a weak cubic-quintic-nonlinearity and strong cubic - Raman effects can build up a stable soliton as previously mentioned. The significant increase of frequency above mentioned, leads to the stable soliton light pulse depicted in Fig. 7d. This stable wave is similar to that presented in Fig. 3f. Further, this stability corresponds to the external stability when all the effects are considered for absorption regime. The internal stability is obtained at the same frequency as illustrated in Fig. 7b. Despite the small disparities depicted in Fig. 7b between the two dynamic, residual field energy is maintained around 1 percent. This information reveals that the reconstruction of collective coordinates due to minimization by those coming from the gaussian ansatz, is well done. Furthermore, the internal and external stability of the soliton light pulse is obtained when  $\tilde{\omega} = 0.75$  for absorption regime. It clearly appears that the self-compensation process or compensation process has been used in this case, in order to obtain the stability depicted in Fig. 7b and d. In fact, the Raman soliton self-frequency shift previously obtained, has



**Fig. 7** Cancellation of quintic nonlinearity and Raman effects by increase of frequency at  $Z = 0.03010$ . Dynamic of collective coordinates: **a**  $\tilde{\omega} = 0.78$  (negative index regime); **b**  $\tilde{\omega} = 0.75$  (absorption regime). 2D Full equations when  $\tilde{\omega} = 0.75$ : **c** negative index regime; **d** absorption regime (frequency range considered:  $0.32 \leq \tilde{\omega} \leq 0.78$ )

been totally delated by the self-compensation process. The variation of frequency has provoked the variation of the coefficients of the above mentioned effects in order to reach to an equilibrium. The first equilibrium is obtained between second-order dispersion and cubic-nonlinearity. The second equilibrium is obtained between quintic-nonlinearity and cubic-Raman effect. Further, the combination of frequency variation and dissipative properties of absorption regime, leads to the two cases of equilibrium above mentioned. This phenomenon which is called self-compensation process, has delated Raman soliton self-frequency shift without introducing parasite distortions like filters. This phenomenon stabilizes the light pulse, but induces a strong decrease of peak power from 70 to 2.5 as depicted in Figs. 6f and 7d.

### 3.6.2 Stability of soliton light pulse for negative index regime

The frequency is maintained such as  $\tilde{\omega} = 0.75$  for negative index regime. The signs of different coefficients associated to those following constant values are given as  $\Theta_{2(NIR)} = -3.5$ ,  $Y_{0(NIR)} = 2.0$ ,  $Y_{a(NIR)} = 0.80$  and  $Y_{r(NIR)} = -13$  as depicted in Fig. 1a, c, e

and 2a. Moreover, the second-order dispersion acts in opposite sense to that exhibited by cubic-nonlinearity. So, their suitable combination builds up a soliton light pulse. This situation constitutes a first equilibrium for negative index regime. Hence, quintic-nonlinearity also acts in opposite sense compared to that exhibited by cubic-Raman effect. This situation leads to the second equilibrium. Further, the external stability is obtained as depicted in Fig. 7c when the frequency is maintained such as  $\tilde{\omega} = 0.75$ . Indeed, this external stability is similar to that obtained in Fig. 3e. In addition, the observation of Figs. 1a, c, e and 2a show that a strong second-order dispersion combined to strong cubic-quintic-nonlinearities and a weak cubic - Raman effects can maintain moderated internal perturbations at the same frequency. So, the internal stability is obtained when the frequency slightly increases from  $\tilde{\omega} = 0.75$  to  $\tilde{\omega} = 0.78$  as seen in Fig. 7a. Despite many small disparities between the two dynamic, the very small values exhibited by collective coordinates dynamic suggest that the reconstruction is well done. This assertion is confirmed by residual field energy which is maintained around 3 percent as depicted in Fig. 7a. It appears that the chaotic waves field depicted in Fig. 6c, has been cancelled by the phenomenon of self-compensation process. This delation of distortions is obtained by the combination of frequency variation and self-compensation process as illustrated in Fig. 7a, c. It is useful to note that the disequilibrium between all the above mentioned effects, has provoked the generation of special structures when the frequency varies. However, the distortions which have created those special structures, can be delated by the self-compensation process. Further, similar investigations including self-compensation process have been done in Kuse et al. (2010), where nonlinear third-order dispersion compensation occurred in the Yb-doped fiber oscillator. In fact, the temporal asymmetry of the pulse shape caused by third-order dispersion is reflected to asymmetry in the spectral phase added by the self-phase modulation in the gain fiber, which cancels the original third-order dispersion of the pulse (Kuse et al. 2010). Another investigation is also presented the compensation for self-focusing by using of cascade quadratic nonlinearity (Beckwitt et al. 2001). In fact, it has been demonstrated that compensation for nonlinear phase shifts, is done by the use of cascade quadratic processes. The compensation process with femtosecond and picosecond pulses, should be easier to implement with longer pulses (Beckwitt et al. 2001). Moreover, the self-compensation process also intervenes when the temperature acts on optical fiber (Huang et al. 2010). In fact, the temperature is self-compensated in a long-period fiber grating sensor for large strain measurements at high temperature (Huang et al. 2010).

## 4 Conclusion

In this paper, we have studied an electromagnetic wave propagation when particular linear and nonlinear effects come into play. Among them, we have second-order dispersion, cubic-quintic nonlinearities and cubic-Raman effect. Those effects interact in a nonlinear metamaterial as strong disturbances. Thereafter, the manifestations exhibited for both negative index and absorption regimes have been compared. Thus, collective coordinates technique of investigation has been used in order to study internal and external behaviors of electromagnetic light pulse. This investigation has been done at a specific frequencies range known as  $0.32 \leq \tilde{\omega} \leq 0.78$ . The numerical analysis leads to the following numerical outcomes. Firstly, when an electromagnetic wave propagates second-order dispersion and cubic-nonlinearity combine in order to build up a robust wave called soliton light pulse. This result is available for both negative index and absorption regimes. Indeed, the internal

stability of the soliton light pulse is presented by the superimposition of the two types of collective coordinates dynamic. The external stability of soliton light pulse is presented by the robustness of the full numerical equation. In addition, the 2D full numerical equation shows the signature of a stable soliton light pulse for the two regimes. Moreover, we have shown that at the same frequency the soliton peak power increases when we pass from negative index regime to absorption regime. Consequently, the propagation of the soliton light pulse is suitable at this frequencies range for both two regimes. Secondly, quintic-nonlinearity comes into play and it is combined with cubic-nonlinearity. Hence, the nonlinear strength of distortion increases. The disequilibrium introduced by the quintic-nonlinearity induces the collapse of the soliton light pulse. In fact, the nonlinear strength of distortion interacts with second-order dispersion in order to induce modulation instability. The situation leads to a Kuznetsov–Ma waves train for negative index regime. When absorption regime comes into play and combined to cubic-nonlinearity the nature of internal excitation changes. That provokes the decrease of the number of Kuznetsov–Ma waves on the waves train. The obtained waves train can be called the reduced Kuznetsov–Ma waves train. We stress that soliton light pulse propagation is not possible because extreme events act in the optical system for the two regimes. Thirdly, cubic-Raman effect comes into play for negative index regime. It induces a chaotic waves field containing two parts. The first part of the optical system (right part) presents a multiplication of various narrow waves with different high amplitudes in different space/ time positions. The second part of our chaotic waves field (left part) exhibits an isolated wave assimilated to a Peregrine rogue wave. However, 2D full equation of this perturbed waves field shows a strange tree structure with the multiple roots propagating randomly in the optical system. In fact, tree structures correspond to the signatures of analytic nonlinear schrödinger equation solutions in chaotic modulation instability. Otherwise, we consider absorption regime and cubic-Raman effect continues to act in the system. dissipative properties of that regime reduce the above chaotic waves field into a strong shifted rogue wave. The shifted phenomenon is identified as soliton - self frequency shift. Besides, the strange tree structure is also cancelled. It has been reduced to a strong shifted wave. Fourthly, when the frequency slightly increases for absorption regime the strength of distortions due to Raman effects decreases. That reduces the soliton-self frequency shift. However, a considerable increase of frequency provokes the cancellation of internal perturbations. That leads to the delation of soliton-self frequency shift for absorption regime. Besides, collective coordinates dynamic present small residual internal disturbances coming from cubic-Raman effect. We stress that a slightly increase of frequency leads to a complete delation of all internal distortions for negative index regime. It clearly appears that soliton light pulse propagation becomes possible. That occurs when a suitable self-compensation process of all effects is operated. Thus, a good choice of frequency is therefore needed to gain in stability for the two regimes. The most important point is that freak waves, tree structures and soliton-self frequency shift are strongly dependant on frequency and the regime considered. Furthermore, many points of our investigation have a major physical interest in this nonlinear metamaterial system. First, the determination of theoretical frequencies where the soliton safeguards its robustness. Hence, it is adaptable to data transmission for the two regimes. Second, the internal and external conditions inducing freak waves, tree structures and soliton self-frequency shift generation. Third, the self-compensation process of all effects and the action of dissipative properties of absorption regime are important. Indeed, they act in order to stabilize the soliton light pulse when the optical system is strongly perturbed. The results obtained during our investigation can be used in telecommunication applications. That specially concerns metamaterial optical transmission systems.

## References

- Agrawal, G.P.: *Nonlinear Fiber Optics*, 2nd edn. Academic Press, San Diego (1995)
- Akhmediev, N., Kibler, B., Baronio, F., Belia, M., Zhong, W.P., Zhang, Y., Chang, W., Soto-Crespo, J.M., Vouzas, P., Grelu, P., Lecaplain, C., Hammani, K., Rica, S., Picozzi, A., Thidi, M., Panajotov, K., Mussot, A., Bendahmane, A., Szriftgiser, P., Genty, G., Dudley, J., Kudlinski, A., Demircan, A., Morgner, U., Amiranashvili, S., Bree, C., Steinmeyer, G., Masoller, C., Broderick, N.G.R., Runge, A.F.J., Erkintalo, M., Residori, S., Bortolozzo, U., Arcucci, F.T., Wabnitz, S., Tiofack, C.G., Coulibaly, S., Taki, M.: Roadmap on optical rogue waves and extreme events. *J. Opt.* **18**, 063001 (2016)
- Atangana, J., Essama, B.G., Mokhtari, B., Kofane, T.C.: Cubic-quintic saturable nonlinearity effects on a light pulse strongly distorted by the fourth-order dispersion. *J. Mod. Opt.* **60**, 292–300 (2013)
- Atangana, J., Essama, B.G.O., Motto, F.B., Mokhtari, B., Eddeqaqi, N.C., Kofane, T.C.: Kuznetsov-Ma waves train generation in a left-handed material. *J. Mod. Opt.* **62**, 392–402 (2014)
- Atangana, J., Ndi Nnanga, B.M., Onana Essama, B.G., Mokhtari, B., Cherkaoui Eddeqaqi, N., Kofane, T.C.: Efficient method of calculation of Raman soliton self-frequency shift in nonlinear optical media. *Opt. Commun.* **339**, 194–208 (2015)
- Baizakov, B.B., Bouketir, A., Al-Marzoug, S.M., Bahlouli, H.: Effect of quintic nonlinearity on modulation instability in coupled nonlinear Schrödinger systems. *Nonlinear Sci.* **180**, 792–798 (2018)
- Bayindir, C.: Rogue waves of the Kundu–Eckhaus equation in a chaotic wave field. *Phys. Rev. E* **93**, 062215 (2016)
- Beckwitt, K., Wise, F.W., Qian, L., Walker II, L.A., Canto-Said, E.: Compensation for self-focusing by use of cascade quadratic nonlinearity. *Opt. Lett.* **26**, 1696–1698 (2001)
- Benjamin, T.B., Feir, J.E.: The disintegration of Wa-vetrains on deep water. *Fluid Mech.* **27**, 417–430 (1967)
- Blow, K.J., Doran, N.J., Wood, D.: Suppression of the soliton self-frequency shift by bandwidth-limited amplification. *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 1301–1304 (1988)
- Boardman, A.D., Alberucci, A., Assanto, G., Grimalsky, V.V., Kibler, B., McNiff, J., Nefedov, I.S., Rapoport, Y.G., Valagiannopoulos, C.A.: Waves in hyperbolic and double negative metamaterials including rogues and solitons. *Nanotechnology* **28**, 444001 (2017)
- Brunetti, M., Marchiando, N., Berti, N., Kasparian, J.: Nonlinear fast growth of water waves under wing forcing. *Phys. Lett. A* **378**, 1025–1030 (2014)
- Charalampidis, E.G., Lee, J., Kevrekidis, P.G.: Photonic rogue waves. *Phys. Rev. E* **98**, 032903 (2018a)
- Charalampidis, E.G., Maraver, J.C., Frantzeskakis, D.J., Kevrekidis, P.G.: Rogue waves in ultracold bosonic seas. *Rom. Rep. Phys.* **70**, 504 (2018b)
- Chen, W.C., Cardin, A., Koirala, M., Liu, X., Tyler, T., West, K.G., Bingham, C.M., Starr, T., Starr, A.F., Jokerst, N.M., Padilla, W.J.: Role of surface electromagnetic waves in metamaterial absorbers. *Opt. Express* **24**, 6783–6792 (2016)
- Cui, Y., He, Y., Jin, Y., Ding, F., Yang, L., Ye, Y., Zhong, S., Lin, Y., He, S.: Plasmonic and metamaterial structures as electromagnetic absorbers. *Laser Photonics Rev.* **8**(4), 495–520 (2014)
- Dinda, P., Moubissi, A.B., Nakkeeran, K.: A collective variable approach for dispersion-managed solitons. *J. Phys. A Math. Gen.* **34**, 103–110 (2001)
- Dinda, P., Nakkeeran, K., Labruyere, A.: Suppression of soliton self-frequency shift by upshifted filtering. *Opt. Lett.* **27**, 382–384 (2002)
- Dudley, J.M., Genty, G., Coen, S.: Supercontinuum generation in photonic crystal fiber. *Rev. Mod. Phys.* **78**, 1135–1184 (2006)
- Dudley, J.M., Dias, F., Erkintalo, M., Genty, G.: Instabilities, breathers and rogue waves in optics. *Nat. Photonics* **8**, 755–764 (2014)
- Gordon, J.P.: Theory of the soliton self-frequency shift. *Opt. Lett.* **11**, 662–664 (1986)
- Gouadjio Dontop, P.Y., Onana Essama, B.G., Dongo, J.M., Mbou Dedzo, M., Atangana, J., Yemele, D., Kofane, T.C.: Akhmediev–Peregrine rogue waves generation in a composite right/left-handed transmission line. *Opt. Quant. Electron.* **48**, 59–77 (2016)
- Gouveia-Neto, A.S., Gomes, A.S.L., Taylor, J.R.: Suppression and manipulation of the soliton self-frequency shift. *Opt. Lett.* **14**, 514–516 (1989)
- Huang, Y., Zhou, Z., Zhang, Y., Chen, G., Xiao, H.: A temperature self-compensated LPFG sensor for large strain measurements at high temperature. *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **59**, 2997–3004 (2010)
- Janssen, P.A.E.M.: Wave-induced stress and drag of air flow over sea waves. *J. Phys. Oceanogr.* **19**, 745–754 (1989)
- Judge, A.C., Bang, O., Eggleton, B.J., Kuhlmeier, B.T., Mägi, E.C., Pant, R., de Sterke, C.M.: Optimization of the soliton self-frequency shift in a tapered photonic crystal fiber. *J. Opt. Soc. Am. B* **26**, 2064–2071 (2009)

- Kato, M., Fujiura, K., Kurihara, T.: Asynchronous all-optical bit-by-bit self-signal recognition and demultiplexing from overlapped signals achieved by self-frequency shift of raman soliton. *Electron. Lett.* **40**, 381–382 (2004)
- Khariif, C., Pelinovsky, E.: Physical mechanisms of the rogue wave phenomenon. *Eur. J. Mech. B/Fluid* **21**, 561–577 (2003)
- Kibler, B., Fatome, J., Finot, C., Millot, G., Genty, G., Wetzel, B., Akhmediev, N., Dias, F., Dudley, J.M.: Observation of Kuznetsov–Ma soliton dynamics in optical fibre. *Sci. Rep.* **2**, 463–467 (2012)
- Kuse, N., Nomura, Y., Ozawa, A., Kuwata-Gonokami, M., Watanabe, S., Kobayashi, Y.: Self-compensation of third-order dispersion for ultrashort pulse generation demonstrated in an Yb fiber oscillator. *Opt. Lett.* **35**, 3868–3870 (2010)
- Kuznetsov, E.A.: Solitons in a parametrically unstable plasma. *Akademiia Nauk SSSR Doklady* **236**, 575–577 (1977)
- Landy, N.I., Sajuyigbe, S., Mock, J.J., Smith, D.R., Padilla, W.J.: A perfect metamaterial absorber. *Phys. Rev. Lett.* **100**, 207402 (2008)
- Lee, J.H., Howe, J.V., Xu, C., Liu, X.: Soliton self-frequency shift: experimental demonstrations and applications. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **14**, 713–723 (2008)
- Li, P., Yang, R., Zhiyong, X.: Gray solitary-wave solutions in nonlinear negative-index materials. *Phys. Rev. E* **82**, 046603 (2010)
- Li, W.X., Guo, Z.W., Guo, Z.B., Qiang, Z.H.: Rogue waves of the higher-order dispersive nonlinear Schrödinger equation. *Commun. Theor. Phys.* **58**, 531–538 (2012)
- Litchinitser, N.M., Shalae, V.M.: Loss as a route to transparency. *Nat. Photonics* **3**, 75–79 (2009)
- Liu, W.: The study status and development of metamaterial absorber. In: *International Conference on Logistics Engineering, Management and Computer Science (LEMCS)*, pp. 1318–1322 (2015)
- Liu, G., Hou, W., Qiao, W., Han, M.: Fast-response fiber-optic anemometer with temperature self-compensation. *Opt. Expr.* **23**, 13562–13570 (2015a)
- Liu, C., van der Wel, R.E.C., Rotenberg, N., Kuipers, L., Krauss, T.F., Falco, A.D., Fratilocchi, A.: Triggering extreme events at the nanoscale in photonic seas. *Nat. Phys.* **11**, 358–363 (2015b)
- Liu, B., Li, L., Malomed, B.A.: Stability band structure for periodic states in periodic potentials. *Appl. Numer. Math.* **141**, 44–53 (2018)
- Lobet, M., Lard, M., Sarrazin, M., Deparis, O., Henrard, L.: Plasmon hybridization in pyramidal metamaterials: a route towards ultra-broadband absorption. *Opt. Express* **22**, 12678–12690 (2014)
- Ma, Y.: The perturbed plane-wave solutions of the cubic Schrödinger equation. *Stud. Appl. Math.* **60**, 43–58 (1979)
- Mitschke, F.M., Mollenauer, L.F.: Discovery of the soliton self-frequency shift. *Opt. Lett.* **11**, 659–661 (1986)
- Mokhtari, B., Cherkaoui Eddeqaqi, N., Atangana, J., Onana Essama, B.G., Kofane, T.C.: Nonlinear dispersion equation and guided modes in a slab waveguide composed of a negative-index medium. *Opt. Quant. Electron.* **46**, 155–163 (2013)
- Mokhtari, B., Cherkaoui Eddeqaqi, N., Atangana, J., Onana Essama, B.G., Kofane, T.C.: Influence of refractive index cladding on guided modes in a negative-index slab waveguide, multimedia computing and systems. In: *2014 International Conference On-IEEE (ICMCS)*, Marrakech, 14–16 April, pp. 1358–1362 (2014a)
- Mokhtari, B., Cherkaoui Eddeqaqi, N., Atangana, J., Onana Essama, B.G., Kofane, T.C.: Impact of cladding permeability on guided modes in a negative index slab waveguide. *Int. J. Emerg. Technol. Adv. Eng.* **4**, 721–726 (2014b)
- Mokhtari, B., Cherkaoui Eddeqaqi, N., Atangana, J., Onana Essama, B.G., Kofane, T.C.: Possible behaviors of TE modes in a left-handed slab waveguide. *Int. J. Mater. Eng.* **5**, 274–288 (2014c)
- Nishizawa, N., Goto, T.: Compact system of wavelength-tunable femtosecond soliton pulse generation using optical fibers. *Photonics Technol. Lett.* **11**, 325–327 (1999)
- Onana Essama, B.G., Atangana, J., Mokhtari, B., Eddeqaqi, N.C., Kofane, T.C.: Theoretical model for electromagnetic wave propagation in negative index material induced by cubic-quintic nonlinearities and third-order dispersion effects. *Opt. Quant. Electron.* **46**, 911–924 (2013)
- Onana Essama, B.G., Atangana, J., Motto, F.B., Mokhtari, B., Eddeqaqi, N.C., Kofane, T.C.: Rogue waves generation in a left-handed nonlinear transmission line with series varactor diodes. *J. Mod. Opt.* **61**, 1002–1008 (2014a)
- Onana Essama, B.G., Atangana, J., Motto, F.B., Mokhtari, B., Cherkaoui Eddeqaqi, N., Kofane, T.C.: Optical rogue waves generation in a nonlinear metamaterial. *Opt. Commun.* **331**, 334–347 (2014b)
- Onana Essama, B.G., Atangana, J., Motto, F.B., Mokhtari, B., Cherkaoui Eddeqaqi, N., Kofane, T.C.: Rogue wave trains generation in a metamaterial induced by cubic-quintic-nonlinearities and second-order dispersion. *Phys. Rev. E* **90**, 032911–12 (2014c)

- Onorato, M., Proment, D.: Approximate rogue wave solutions of the forced and damped nonlinear Schrödinger equation for water waves. *Phys. Lett. A* **376**, 3057–3059 (2012)
- Onorato, M., Residori, S., Bortolozzo, U., Montina, A., Arecchi, F.T.: Rogue waves and their generating mechanisms in different physical contexts. *Phys. Rep.* **528**, 47–89 (2013a)
- Onorato, M., Proment, D., Clauss, G., Klein, M.: Rogue waves: from nonlinear Schrödinger breather solutions to sea-keeping test. *PLoS ONE* **8**, 54625–54629 (2013b)
- Osborne, A.R.: *Nonlinear Ocean Waves and the Inverse Scattering Transform*. Academic Press, Amsterdam (2010)
- Pant, R., Judge, A.C., Magi, E.C., Kuhlmeiy, B.T., de Sterke, M., Eggleton, B.J.: Characterization and optimization of photonic cristal fibers for enhanced soliton self-frequency shift. *J. Opt. Soc. Am. B* **27**, 1894–1901 (2010)
- Pelinovsky, E., Kharif, C. (eds.): *Extreme Ocean Waves*. Springer, New York (2008)
- Podolskiy, V.A., Kuhta, N.A., Milton, G.W.: Optimizing the superlens: manipulating geometry to enhance the resolution. *Appl. Phys. Lett.* **87**, 231113 (2005)
- Popov, A.K., Shalaev, V.M.: Merging Nonlinear Optics and Negative-index Metamaterials (2011). [arXiv :1108.0867v1](https://arxiv.org/abs/1108.0867v1) [Physics.Optics]
- Popov, A.K., Shalaev, V.M.: Compensating losses in negative-index metamaterials by optical parametric amplification. *Opt. Lett.* **31**, 2169–2171 (2006)
- Scalora, M., Sychin, M.S., Akozbek, N., Poliakov, E.Y., aguano, S.G.D., Mattiucci, N., Blomer, M.J., Zheltikov, A.M.: Generalized nonlinear Schrödinger equation for dispersive susceptibility and permeability : application to negative index materials. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 013902 (2005)
- Schadt, D., Jaskorzynska, B.: Suppression of the Raman self-frequency shift by cross-phase modulation. *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 2374–2378 (1988)
- Serebryannikov, E.E., Hu, M.L., Li, Y.F., Wang, C.Y., Wang, Z., Chai, L., Zheltikov, A.M.: Enhanced soliton self-frequency shift of ultrashort light pulses. *JETP Lett.* **81**, 487–490 (2005)
- Skryabin, D.V., Luan, F., Knight, C., Russell, J.: Soliton self-frequency shift cancellation in photonic crystal fibers. *Science* **301**, 1705–1708 (2003)
- Snee, D.D., Ma, Y.-P.: Edge solitons in a nonlinear mechanical topological insulator. *Nonlinear Sci.* **30**, 100487 (2018)
- Song, G., Zhang, C., Cheng, Q., Jing, Y., Qiu, C., Cui, T.: Transparent coupled membrane metamaterials with simultaneous microwave absorption and sound reduction. *Opt. Express* **26**, 22916–22925 (2018)
- Soto-Crespo, J.M., Grelu, P., Akhmediev, N.: Dissipative rogue waves: extreme pulses generated by passively mode-locked lasers. *Phys. Rev. E* **84**, 016604 (2011)
- Sulem, C., Sulem, P.L.: *The Nonlinear Schrödinger Equation: Self-focusing and Wave Collapse*. Springer, New York (1999)
- Tan, J., Deng, Z.H., Wu, T., Tang, B.: Propagation and interaction of magnetic solitons in a ferromagnetic thin film with the interfacial Dzyaloshinskii - Moriya interaction. *J. Magn. Magn. Mater.* **475**, 445–452 (2019)
- Toffoli, A., Fernandez, L., Monbaliu, J., Benoit, M., Gagnaire-Renou, E., Lefèvre, J.M., Cavaleri, L., Proment, D., Pakozdi, C., Stansberg, C.T., Waseda, T., Onorato, M.: Experimental evidence of the modulation of a plane wave to oblique perturbations and generation of rogue waves in finite water depth. *Phys. Fluids* **25**, 091701–091707 (2013)
- Tütüncü, B., Torpi, H., Urul, B.: A comparative study on different types of metamaterials for enhancement of microstrip patch antenna directivity at the Ku-band (12 GHz), *Turk. J. Electr. Eng. Comp. Sci.* **26**, 1171–1179 (2018)
- Uzunov, I.M.: Description of the suppression of the soliton self-frequency shift by bandwidth-limited amplification. *Phys. Rev. E* **82**, 066603 (2010)
- Van Gorder, R.A., Krause, A.L., Kwiecinski, J.A.: Amplitude death criteria for coupled complex Ginzburg–Landau systems. *Nonlinear Sci.* **97**(1), 151–159 (2019)
- Veselago, V.G.: The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of  $\epsilon$  and  $\mu$ . *Sov. Phys. Uspekhi* **10**, 509–514 (1968)
- Voronin, A.A., Zheltikov, A.M.: Soliton self-frequency shift decelerated by self-steepening. *Opt. Lett.* **33**, 1723–1725 (2008)
- Watts, C.M., Liu, X., Padilla, W.J.: Metamaterial electromagnetic wave absorbers. *Adv. Mater.* **24**, 98–120 (2012)
- Webb, K.J., Yang, M., Ward, D.W., Nelson, K.A.: Metrics for negative-refractive-index materials. *Phys. Rev. E* **70**, 035602R (2004)
- Xiang, Y., Dai, X., Wen, S., Guo, J., Fan, D.: Controllable Raman Soliton self frequency shift in nonlinear metamaterial. *Phys. Rev. A* **84**, 033815 (2011)

- Xiang, Y., Wu, J., Dai, X., Wen, S., Guo, J., Wang, Q.: Manipulating dispersive wave generation by anomalous self-steepening effect in metamaterials. *Opt. Exp.* **20**, 26828–26836 (2012)
- Xu, C., Liu, X.: Photonic analog-to-digital converter using soliton self-frequency shift and interleaving spectral filters. *Opt. Lett.* **28**, 986–988 (2003)
- Zakharov, V.: Stability of periodic waves of finite amplitude on the surface of a deep fluid. *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* **9**, 190–194 (1968)
- Zakharov, V., Ostrovsky, L.: Modulation instability: the beginning. *Phys. D. Nonlinear Phenom.* **238**, 540–548 (2009)
- Ziolkowski, R.W.: Superluminal transmission of information through an electromagnetic metamaterial. *Phys. Rev. E* **63**, 046604 (2001)
- Ziolkowski, R.W.: Pulsed and CW Gaussian beam interactions with double negative metamaterial slabs. *Opt. Exp.* **11**, 662–681 (2003)
- Ziolkowski, R.W., Kipple, A.D.: Causality and double-negative metamaterials. *Phys. Rev. E* **68**, 026615 (2003)

**Publisher's Note** Springer Nature remains neutral with regard to jurisdictional claims in published maps and institutional affiliations.

## Affiliations

**Bibiane Mireille Ndi Nnanga**<sup>1,6</sup> · **Paul Yannick Gouadjio Dontsop**<sup>2</sup> ·  
**Bedel Giscard Onana Essama**<sup>3,6</sup> · **Mohammed Shabat**<sup>4</sup> · **David Yemele**<sup>2</sup> ·  
**Jacques Atangana**<sup>5,6</sup> 

Bibiane Mireille Ndi Nnanga  
mireille042005@yahoo.fr

Paul Yannick Gouadjio Dontsop  
guaodjio@gmail.com

Bedel Giscard Onana Essama  
onanaessama@yahoo.fr

Mohammed Shabat  
shabatm@googlemail.com

David Yemele  
dyemele@yahoo.fr

<sup>1</sup> Laboratory of Mechanics, Department of Physics, Faculty of Science, University of Yaounde I, P.O. Box 812 Yaounde, Cameroon

<sup>2</sup> Laboratory of Electronics, Department of Physics, Faculty of Science, University of Dschang, P.O. Box 67 Dschang, Cameroon

<sup>3</sup> Applied Biotechnology and Engineering Laboratory, Department of Electrical Engineering, Higher Technical Teachers, Training College (HTTTC) of Ebolowa, University of Yaounde I, P.O. Box 886 Ebolowa, Cameroon

<sup>4</sup> Department of Physics, Islamic University of Gaza, P.O. Box 108 Gaza City, Palestine

<sup>5</sup> Higher Teacher Training College of Yaounde, University of Yaounde I, P.O. Box 47 Yaounde, Cameroon

<sup>6</sup> Centre d'Excellence Africain des Technologies de l'Information et de la Communication (CETIC), Université de Yaoundé I, Yaounde, Cameroon