



HAL
open science

AMPLIFICATION ET CONVERSION PARAMETRIQUES, DECALAGE ET SUPPRESSION DE FREQUENCES PAR PROCESSUS KERR ET RAMAN DANS LES FIBRES OPTIQUES

Thibaut Sylvestre

► **To cite this version:**

Thibaut Sylvestre. AMPLIFICATION ET CONVERSION PARAMETRIQUES, DECALAGE ET SUPPRESSION DE FREQUENCES PAR PROCESSUS KERR ET RAMAN DANS LES FIBRES OPTIQUES. Traitement du signal et de l'image [eess.SP]. Université de Franche-Comté, 1999. Français. NNT: . tel-00006109

HAL Id: tel-00006109

<https://theses.hal.science/tel-00006109>

Submitted on 17 May 2004

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

Présentée à

L'U.F.R. DES SCIENCES ET TECHNIQUES
DE L'UNIVERSITE DE FRANCHE-COMTE

Pour obtenir le

**GRADE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITE
DE FRANCHE-COMTE
En Sciences Pour L'Ingénieur**

AMPLIFICATION ET CONVERSION PARAMETRIQUES, DECALAGE ET SUPPRESSION DE FREQUENCES, PAR PROCESSUS KERR ET RAMAN DANS LES FIBRES OPTIQUES

Par

Thibaut SYLVESTRE

Soutenance le 20 Janvier 1999 devant la commission d'Examen:

Rapporteurs

E. DESURVIRE, Chef de groupe à Alcatel CIT, Marcoussis

G. MILLOT, Professeur à l'Université de Bourgogne

Examineurs

J.P. GOEDGEBUER, Professeur à l'Université de Franche-Comté.

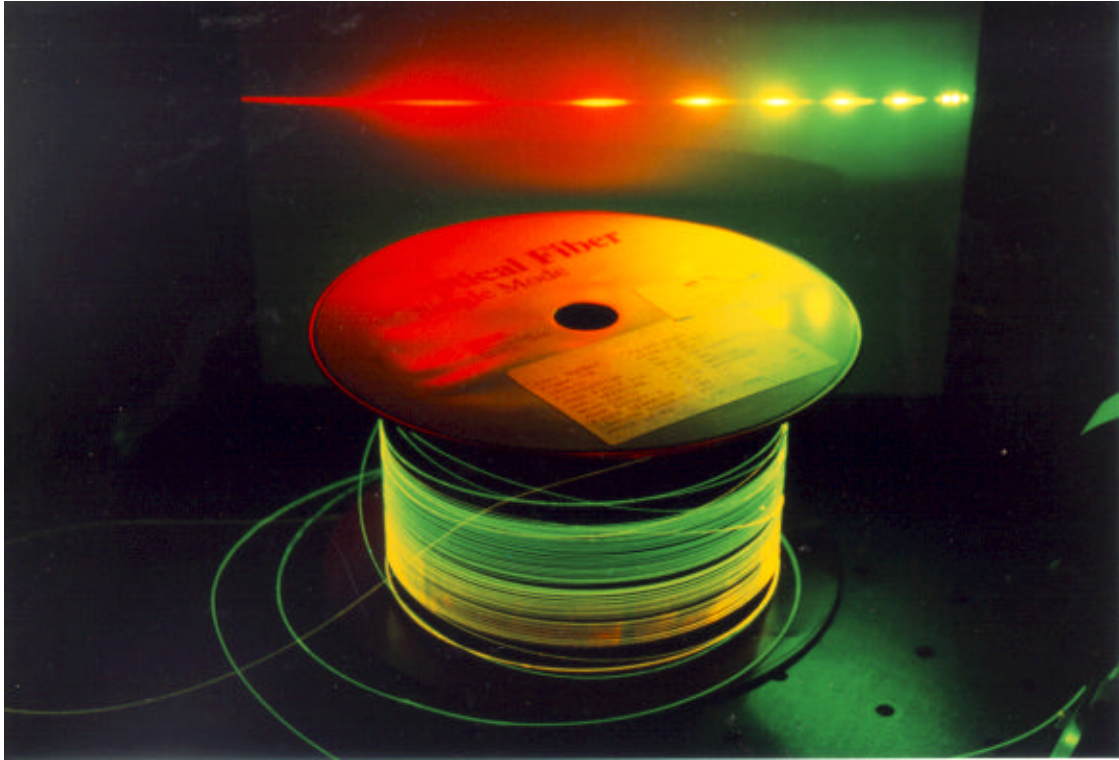
H. MAILLOTTE, Chargé de recherche CNRS, Université de Franche-Comté

Invités

M. HAELTERMAN, Chercheur qualifié au FNRS, Université de Bruxelles

E. LANTZ, Maître de Conférences à l'Université de Franche-Comté

P. TCHOFO-DINDA, Maître de conférences à l'Université de Bourgogne



Photographie d'une fibre optique et d'un spectrogramme Kerr et Raman obtenu à l'aide d'une microsource Laser Nd :Yag émettant à la longueur d'onde 532 nm

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE.....1

CHAPITRE I

**INTRODUCTION A L'OPTIQUE NON LINEAIRE DANS LES
FIBRES EN SILICE**

Résumé.....5
Introduction.....6

1.1. Caractéristiques de la fibre optique7

- 1.1.1. Principe et structure.....7**
- 1.1.2. Atténuation dans la fibre.....8**
- 1.1.3. Dispersion chromatique.....8**
- 1.1.4. Biréfringence modale.....11**

1.2. Principaux effets non linéaires dans les fibres optiques.....12

- 1.2.1. Réponse électronique : effet Kerr optique.....13**
- 1.2.2 Réponse moléculaire : diffusion Raman stimulée.....15**

1.3. Equation de Schrödinger non linéaire.....16

Références.....22

PARTIE A**Effet Kerr Optique****CHAPITRE II****AMPLIFICATION PARAMETRIQUE ET INSTABILITE DE
MODULATION INDUITE DANS LES FIBRES BIREFRINGENTES**

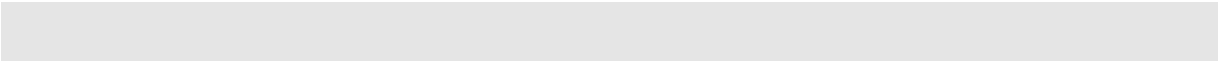
Résumé.....	23
Introduction.....	24
2.1. Théorie de l'amplification paramétrique.....	27
2.1.1. Approche par diffraction temporelle.....	27
2.1.2. Théorie du mélange à quatre ondes dans les fibres biréfringentes.....	29
2.1.3. Accord de phase par forte biréfringence.....	31
2.1.4. Gain de mélange à quatre ondes.....	37
2.1.5. Influence des ondes non accordées en phase.....	40
2.1.6. Formalisme d'instabilité de modulation.....	43
2.1.7. Comparaison des différents modèles théoriques.....	44
2.1.8. Comparaison des gains d'amplification et de fluorescence paramétriques..	46
2.1.9. Analyse numérique des équations de Schrödinger non linéaires couplées..	50
2.1.10. Effet de l'atténuation de la pompe.....	52
2.1.11. Effet de la diffusion Raman stimulée.....	53
2.2. Expérience d'amplification paramétrique de signaux impulsionnels visibles.....	55
2.2.1. Sources Pompe et Signal.....	57
2.2.2. Les fibres amplificatrices.....	59
2.2.3. Les spectroscopes à réseau.....	60
2.2.4. Procédure de mesure.....	63
2.2.5. Mesure de gain d'amplification et de fluorescence paramétriques.....	66
2.2.6. Expérience utilisant des micro-sources pompées par diode.....	70

2.3. Génération de trains de solitons sombres vectoriels.....	72
2.3.1. Introduction.....	72
2.3.2. Simulations numériques.....	74
2.4. Conclusion.....	80
Références.....	81

CHAPITRE III

INTERMODULATION DE PHASE DEGENEREE DANS UNE FIBRE BIREFRINGENTE

Résumé.....	87
Introduction	88
3.1. Rappel sur l'automodulation de phase.....	89
3.2. Description théorique de l'intermodulation de phase dégénérée.....	90
3.2.1. L'intermodulation de phase par biréfringence.....	90
3.2.2. Calcul de l'élargissement spectral.....	93
3.2.3. Asymétrie spectrale.....	94
3.2.4. Interférences modales.....	96
3.2.5. Décalage en longueur d'onde.....	99
3.3. Expérience d'intermodulation de phase dégénérée.....	104
3.3.1. Montage expérimental.....	104
3.3.2. Lois de modulation de fréquence.....	105
3.3.3. Mesure de l'élargissement spectral.....	107
3.3.4. Interférences modales.....	109
3.4. Expérience de décalage en longueur d'onde.....	110
3.5. Conclusion.....	112
Références.....	113



PARTIE B

Diffusion Raman Stimulée

CHAPITRE IV

**CONVERSION PARAMETRIQUE DE FREQUENCES ASSISTEE
PAR LA DIFFUSION RAMAN STIMULEE**

Résumé.....	115
4.1. Mélange à quatre ondes et diffusion Raman stimulée.....	116
4.1.1. L'effet Raman.....	116
4.1.2. Couplage Stokes- anti-Stokes.....	117
4.1.3. Etude proposée.....	117
4.1.4. Description théorique.....	118
4.1.5. Equations non linéaires couplées.....	119
4.1.6. Calcul du gain total.....	122
4.1.7. Suppression paramétrique	124
4.1.8. Conversion de fréquence anti-Stokes-Stokes.....	125
4.2. Expérience de conversion en longueur d'onde.....	129
4.2.1. Montage expérimental.....	129
4.2.2. Résultats et Mesures.....	130
4.3. Application à la conversion 1,3 mm[®] 1,5 mm.....	133
4.4. Conclusion.....	135
Références.....	136

CHAPITRE V

SUPPRESSION DE LA DIFFUSION RAMAN STIMULEE PAR POMPAGE MULTI-FREQUENTIEL

Résumé.....	139
Introduction	140
5.1. Principe de suppression.....	141
5.2. Théorie de la suppression de la diffusion Raman stimulée.....	142
5.2.1. Modèle théorique.....	142
5.2.2. Simulations numériques.....	145
5.2.2.1. Diffusion Raman stimulée ordinaire.....	145
5.2.2.2. Cascade Raman.....	146
5.2.2.3. Suppressions partielle et totale de la diffusion Raman stimulée.....	148
5.3. Expérience de suppression de la diffusion Raman stimulée.....	153
5.3.1. Montage expérimental.....	153
5.3.2. Diffusion Raman stimulée ordinaire.....	155
5.3.3. Suppression partielle.....	155
5.3.4. Suppression totale.....	155
5.4 Conclusion.....	157
Références.....	159

CONCLUSION GENERALE.....161

Annexe A.....165

Annexe B.....171

INTRODUCTION GENERALE

La communication représente désormais une valeur indispensable pour le progrès de l'humanité, et je l'espère, pour son bonheur. Le nombre d'utilisateurs des systèmes de communication et la quantité d'information véhiculée ne cesse d'augmenter.

Le système le plus prometteur à l'heure actuelle est indiscutablement le transport de l'information par la lumière se propageant très vite dans un guide d'onde : la fibre optique en silice^[1]. Jusqu'au début des années 1980, les différentes fonctions de traitement des signaux optiques étaient essentiellement assurées par l'électronique. L'invention et le développement des amplificateurs/régénérateurs à fibre dopée erbium^[2] sont alors venus révolutionner les télécommunications par fibre. Cette nouvelle technologie tout optique, qui combine le principe d'émission stimulée dans l'erbium avec les propriétés guidantes de la fibre, permet, en s'affranchissant des étapes de conversions optique-électronique et électronique-optique d'augmenter les débits de transmission, comme Alcatel l'a récemment démontré en laboratoire, à 320 Gbits/s, soit 5 milliards de conversations téléphoniques simultanées. Un grand projet concerne le système transocéanique baptisé TAT-14 qui devrait être installé en l'an 2000 pour faire suite au TAT-12/13^[3].

Internet, les images, le son, la vidéo poussent à développer des systèmes de transmissions de plus en plus performants pour relier un million d'abonnés, dix millions, un milliard... La poussée des débits oblige maintenant à atteindre, voire dépasser le terabit/s et donc à développer des architectures tout-optiques^[4]. Ces architectures sont en grande partie basées sur l'effet Kerr optique qui permet de moduler l'indice de réfraction de la fibre ou d'un composant optique proportionnellement au profil d'intensité de la lumière qui s'y propage. La fibre peut être ainsi un amplificateur optique, un commutateur optique, un convertisseur de longueur d'onde, une source à solitons, un compresseur de bruit, un filtre, une mémoire optique ...

L'utilisation de trains de solitons ultra-rapides, impulsions optiques brèves et stables obtenues lorsque l'effet Kerr compense exactement la dispersion des vitesses de groupe dans la fibre, a fait l'objet de développements intensifs ces dernières années pour les transmissions transocéaniques. Combinée au multiplexage en longueur d'onde, cette technologie permettrait

d'atteindre des débits de plusieurs dizaines de terabits/s. Confrontée cependant à d' autres effets non linéaires indésirables, essentiellement le mélange à quatre ondes, la recherche se concentre actuellement sur le développement de transmissions solitons avec gestion de dispersion. Cette nouvelle technique a fait encore progresser les performances des systèmes de transmission : 40 Gbits/s sur un seul canal ont été transmis sur 8600 km sans contrôle en ligne^[5] et 16 canaux à 20 Gbits/s ont pu être transmis sur 1300 km^[6].

L' étude théorique et expérimentale des deux principaux effets non linéaires, Kerr et Raman (transfert d' énergie optique vers les basses fréquences par diffusion stimulée), qui surviennent dans les fibres optiques lors de l' utilisation d' impulsions picosecondes fait l' objet de ce mémoire de thèse. L' objectif est à la fois fondamental, cherchant à améliorer la description physique des processus étudiés, et vise également à prospecter des nouvelles fonctions de traitement tout-optique des signaux ou pallier certaines manifestations indésirables des non linéarités dans les fibres .

Le manuscrit est organisé de la manière suivante. Dans le premier chapitre introductif, nous rappelons les propriétés optiques linéaires et non linéaires des fibres en silice.

Ensuite, une première partie portant sur l' effet Kerr optique est composée de deux chapitres. Nous présentons tout d' abord une étude sur l' amplification paramétrique de signaux dans les fibres optiques unimodales biréfringentes, par processus en pompe croisée dans le régime de dispersion normale. L' amplification paramétrique, ou instabilité de modulation induite, suscite actuellement un intérêt croissant, pour la suppression du bruit d' amplification^[7], pour la flexibilité de ses plages spectrales d' amplification et pour son aptitude à procurer des bandes de gain très larges^[8]. L' analogie avec l' instabilité de modulation induite révélera enfin la génération de trains d' impulsions de type solitons noirs atteignant des taux de répétitions supérieurs au THz.

Le troisième chapitre porte sur l' intermodulation de phase dégénérée par effet Kerr optique. Cet effet lié au caractère impulsionnel de la propagation est présent durant le processus d' amplification paramétrique. Nous étudierons les asymétries et élargissements spectraux induits entre impulsions se propageant dans une fibre biréfringente. Pour l' application à la commutation optique ultra rapide, le décalage de phase ou de fréquence d' un signal par intermodulation de phase avec une pompe croisée est démontré.

La deuxième partie de ce manuscrit est consacrée à l'étude de la diffusion Raman stimulée. Dans le quatrième chapitre, nous analysons l'influence du mélange à quatre ondes sur la diffusion Raman stimulée dans une fibre optique unimodale normalement dispersive. Ce mécanisme permettra d'envisager une nouvelle technique simple de conversion en longueur d'onde large bande, offrant des potentialités pour transposer des signaux de la deuxième vers la troisième fenêtre des télécommunications optiques.

Enfin, nous présentons dans le cinquième et dernier chapitre une méthode de pompage multi-fréquentiel afin de contrôler ou de supprimer la diffusion Raman stimulée, représentant un effet néfaste pour les transmissions multiplexées en longueur d'onde, les transmissions solitons, et les compresseurs d'impulsions.

Ces différentes études reposent en grande partie sur des expériences à deux fréquences optiques. Elles sont traitées de façon similaire en présentant successivement la physique du phénomène, le contexte et l'état de l'art, la caractérisation théorique et expérimentale et les applications potentielles.

Références

1. K. Kao, G. Hockhorn, "*Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies*", Proc. IEE 113, 1151 (1979).
2. E. Desurvire, "*Erbium doped fiber amplifiers: principles and applications*", John Wiley & Sons, Inc. , New York (1994).
3. Optique et Photonique 3, 34 (1998).
4. M.J. Holmes, D.L. Williams and R.J. Manning, "*Highly nonlinear optical fiber for all-optical processing applications*", IEEE Photonics Technol. Lett. 7, 1045 (1995).
5. I. Morita, K. Tanaka, N. Edagaw, S. Yamamoto, M. Suzuki, "*40 Gbits/s single-channel soliton transmission over 8600 km using periodic dispersion compensation*", PD1-1, OECC'98 (12-16 Juillet 1998, Makahuri Messe).
6. F. Favre, D. Le Guen, and T. Georges, "*16*20 Gbits/s soliton transmission over 1300 km of non zero dispersion shifted fibre with 102 km dispersion compensated span*", Electron. Lett. 33, 2135 (1997).
7. W. Imajuku and A. Takada, "*Optical phase sensitive amplification using two phase locked light sources*", Electron. Lett. 33, 1403 (1997).
8. M.E. Marhic, N. Y. Park, F.S. Yang, and L.G. Kazovsky, "*Broadband fiber-optical parametric amplifiers and wavelength converters with low-ripple Chebyshev gain spectra*", Opt. Lett. 21, 1354 (1996).

CHAPITRE I

INTRODUCTION A L'OPTIQUE NON LINEAIRE DANS LES FIBRES EN SILICE

Résumé

Outre la propriété de guider la lumière que possède la fibre optique, les effets non linéaires Kerr et Raman peuvent y être facilement mis à profit pour remplir des fonctions de traitement tout optique des signaux. Nous rappelons dans ce premier chapitre les principes de base de la propagation d'onde et les caractéristiques linéaires et non linéaires des fibres optiques.

Introduction

Dans ce chapitre, on se propose d'introduire les notions physiques essentielles à l'étude de la propagation non linéaire d'ondes dans les fibres optiques.

Nous caractériserons dans un premier temps la fibre en silice : structure, atténuation, dispersion chromatique et biréfringence ou dispersion de polarisation. Nous décrirons ensuite les deux principaux phénomènes non linéaires : effet Kerr optique et diffusion Raman stimulée, qui interviennent dans cette étude. Nous développerons pour finir le calcul de l'équation de Schrödinger non linéaire, qui régit la propagation non linéaire d'ondes dans les fibres optiques unimodales.

Tous les phénomènes physiques découlant des effets Kerr, Raman et de leurs interactions avec les effets linéaires dispersifs sont traités plus en détail dans les autres chapitres. Le mélange à quatre ondes, l'instabilité de modulation, l'amplification paramétrique et les solitons sont présentés dans le chapitre II. Le chapitre III explique l'automodulation de phase et l'intermodulation de phase d'impulsions. La diffusion Raman stimulée et la conversion paramétrique sont décrites aux chapitres IV et V.

1.1. Caractéristiques de la fibre optique

Les fibres optiques sont apparues et se sont réellement développées à partir des années 1960^[1]. Elles furent une véritable révolution dans le domaine des télécommunications en raison de leur aptitude à guider la lumière et ainsi transmettre des signaux optiques.

Par la suite, de nombreuses recherches se sont développées sur la réduction des pertes en énergie dans les fibres. Ainsi sont nées, en 1970^[2], les fibres en silice dont les pertes sont à l'heure actuelle de moins de 0,2 dB/km à la longueur d'onde de 1,55 μ m. L'apparition des fibres en silice n'a pas été seulement un grand pas dans le domaine des télécommunications par voie optique, mais a permis, grâce aux propriétés non linéaires de la silice, un nouvel élan dans la compréhension, l'observation et l'application des phénomènes décrits par la polarisation non linéaire d'ordre 3.

1.1.1. Principe et structure

Le principe de guidage de la lumière dans une fibre optique à saut d'indice est basé sur une suite de réflexions totales entre deux milieux d'indices de réfraction différents : une partie centrale appelée le cœur et une gaine périphérique, d'indice de réfraction sensiblement inférieur. Après injection dans le cœur de la fibre, la lumière est alors confinée et peut ainsi se propager sur de longues distances.

Un des paramètres important d'une fibre optique est sa fréquence normalisée V qui détermine le nombre de modes de propagation de la lumière supportés par la fibre. Elle s'exprime par

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (1)$$

où a est le diamètre du cœur, n_c et n_g les indices respectifs du cœur et de la gaine et λ la longueur d'onde de la lumière dans le vide.

Les fibres optiques ne supportant qu'un seul mode, appelées fibres unimodales, ont une fréquence normalisée inférieure à 2,405^[3], ce qui implique un diamètre de cœur très petit (quelques micromètres) et une différence d'indice cœur-gaine de l'ordre de quelques centièmes. En optique non linéaire, l'utilisation de fibres unimodales dont le diamètre du cœur n'atteint que la dimension de quelques longueurs d'onde permet d'éviter les problèmes d'autofocalisation des faisceaux spatialement gaussiens et d'interactions entre modes. La compréhension et la séparation des différents phénomènes non linéaires s'en trouvent grandement facilitées, permettant des approches quantitatives. Malgré les faibles coefficients non linéaires de la silice, le confinement important des champs sur de grandes longueurs, rendu possible par l'excellente transparence du matériau, fait de la fibre optique le meilleur dispositif non linéaire actuellement.

1.1.2. Atténuation dans la fibre

La puissance lumineuse est tout de même sensiblement diminuée au cours de la propagation dans une fibre. Cette perte de puissance est essentiellement due à l'absorption et aux diffusions, Rayleigh, par les impuretés et par les micro-défauts de structure du matériau.

Toutes ces pertes sont dépendantes de la longueur d'onde de la lumière se propageant dans la fibre. Elles sont caractérisées par le coefficient d'atténuation α , déterminé à partir des puissances d'entrée P_E et de sortie P_S de la lumière se propageant dans une fibre de longueur L . Ce coefficient s'exprime généralement en dB/km

$$\alpha_{(\text{dB/km})} = -\frac{10}{L} \log \left[\frac{P_S}{P_E} \right] \quad (2)$$

Notre longueur d'onde de travail autour de 532 nm est très éloignée des 3 fenêtres spectrales pour lesquelles la silice présente une absorption minimale. Les fibres utilisées présentent un coefficient d'atténuation à 514 nm bien inférieur à 100 dB/km. Les longueurs mises en oeuvre dans toutes les expériences décrites dans ce manuscrit sont inférieures ou égales à 20 m, ce qui porte l'atténuation effective à des valeurs inférieures au dB. Pour des raisons de simplicité, nous négligerons l'absorption dans les modèles théoriques utilisés, d'autant plus qu'elle n'introduit qu'un facteur exponentiel décroissant sur la puissance qui ne modifie pas les problèmes soulevés dans cette thèse.

1.1.3. Dispersion chromatique

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

La dispersion de vitesse de groupe provoque une différence de phase entre différentes composantes spectrales. Ainsi, lors de la propagation d'impulsions brèves dans un milieu dispersif comme les fibres en silice, la dispersion de vitesse de groupe induit un élargissement temporel de l'impulsion.

Loin des résonances du matériau, l'indice de réfraction peut s'exprimer à partir de l'équation de Sellmeier^[4]

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \quad (3)$$

Pour la propagation de la lumière visible et proche infrarouge dans la silice, la solution de l'équation (3) par les mesures expérimentales de l'indice de réfraction avec $m=3$ donne^[5]

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

$$\text{et } \lambda_1=0,0684043\mu\text{m}, \lambda_2=0,1162414\mu\text{m}, \lambda_3=9,896161\mu\text{m} \quad (4)$$

Mathématiquement, la dispersion apparaît dans le développement en série de Taylor de la constante de propagation β autour de la pulsation ω_0 centrale de l'impulsion

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \frac{1}{24} \beta_4(\omega - \omega_0)^4 \dots \quad (5)$$

avec $\beta_0 = \frac{n(\omega_0)\omega_0}{c}$ la constante de propagation et $n(\omega_0)$ l'indice de réfraction à la pulsation ω_0 .

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

$$\beta_1 = \left[\frac{\partial \beta}{\partial \omega} \right]_{\omega=\omega_0} = \frac{1}{V_g} \quad (\text{s.m}^{-1}) \quad (6)$$

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

$$\beta_2 = \left[\frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} \right]_{\omega=\omega_0} \approx \frac{\omega}{c} \frac{d^2 n}{d\omega^2} \quad (\text{s}^2.\text{m}^{-1}) \quad (7)$$

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

Pour la propagation d'impulsions dans les fibres, on utilise plus fréquemment le paramètre de dispersion $D(\lambda)$ exprimé en picosecondes par kilomètres de fibre et par nanomètres de largeur spectrale de l'impulsion:

$$D(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} 10^6 \beta_2 \quad (\text{ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}) \quad (8)$$

Autour de la longueur d'onde $\lambda = 532$ nm, la dispersion de vitesse de groupe de la silice est positive : $\beta_2 = 66 \text{ ps}^2.\text{km}^{-1}$, soit $D(\lambda) = -440 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$. Dans ce régime de dispersion dite normale, les composantes de hautes fréquences (bleues) se propagent moins vite que les composantes de basses fréquences (rouges). Le régime pour lequel le coefficient β_2 est négatif est appelé régime de dispersion anormale. Il se situe au delà de $\lambda \approx 1,3 \text{ }\mu\text{m}$ pour une fibre standard (ou $1,5 \text{ }\mu\text{m}$ pour une fibre à dispersion décalée). Ce régime est particulièrement important pour les télécommunications car il recouvre la fenêtre d'atténuation minimale de la silice (autour de $1,55 \text{ }\mu\text{m}$) et intervient directement dans les transmissions solitons.

La figure 1 illustre la décroissance à la fois de l'indice de réfraction et du coefficient β_2 en fonction de la longueur d'onde

Figure 1: Variation de l'indice de réfraction $n(\omega)$ (trait plein) et de la dispersion de vitesse de groupe β_2 (pointillé) dans le domaine des longueurs d'onde visibles et proche infrarouges pour la fibre en silice, obtenus à partir des équations de Sellmeier. D'après la référence^[6].

1.1.4. Biréfringence modale

Le mode fondamental d'une fibre unimodale correspond en fait, pour une fibre idéale, à deux modes dégénérés, polarisés orthogonalement. La structure géométrique et l'isotropie des fibres unimodales ne sont en pratique jamais parfaites. Les défauts de géométrie et les impuretés dans la silice provoquent la levée de dégénérescence des deux modes et induisent une biréfringence. Cette biréfringence se traduit par une différence d'indice effectif ou dispersion de polarisation entre les deux polarisations orthogonales. Le degré de biréfringence d'une fibre unimodale est donné par la relation suivante

$$B = \Delta n = |n_x - n_y| \quad (9)$$

où n_x et n_y sont les indices effectifs des deux états de polarisation correspondant aux directions orthogonales x et y .

Une onde polarisée rectilignement suivant l'axe pour lequel l'indice effectif est le plus faible (axe rapide) aura une vitesse de groupe supérieure à une onde polarisée suivant l'axe pour lequel l'indice effectif est le plus grand (axe lent). Ces deux axes particuliers de la fibre sont appelés axes principaux ou lignes neutres. Dans les fibres unimodales usuelles, le degré de biréfringence varie constamment et en général aléatoirement le long de la fibre et disperse l'état de polarisation de l'onde qui s'y propage, ce qui le rend indéterminé en sortie pour de grandes longueurs.

Pour pouvoir préserver, au cours de la propagation, l'état de polarisation d'une onde suivant une des lignes neutres, des contraintes directionnelles sont provoquées par des dopants et par des contraintes mécaniques dans le cœur de la fibre lors de sa fabrication. Ces fibres à maintien de polarisation, qui possèdent de fortes biréfringences ($B > 10^{-4}$), sont souvent appelées "Panda" ou "bow-tie" à cause de leur répartition d'indice en forme de nœud papillon^[7].

On définit également une longueur de fibre, appelée longueur de battement L_B , pour laquelle l'énergie est échangée périodiquement entre les deux modes au cours de la propagation

$$L_B = \frac{\lambda}{\Delta n} \quad (\text{m}) \quad (10)$$

Les fibres utilisées pour nos expériences possèdent des biréfringences assez fortes supérieures à 10^{-4} , donc des longueurs de battement dans le visible de l'ordre du millimètre.

Le diamètre de coeur des fibres unimodales à maintien de polarisation dans le visible est de l'ordre de 3-4 μ m. Leur longueur d'onde de coupure est d'environ 400nm. L'ouverture numérique est de 0,11.

Nous avons choisi ce type de fibre pour toutes les expériences décrites dans ce manuscrit parce que la biréfringence peut être mise à profit pour obtenir des interactions non linéaires spécifiques (vectorielles) entre ondes suivant différents types de polarisations. La biréfringence permet en effet de réaliser des conditions d'accord de phase particulières pour l'amplification paramétrique, présentée au chapitre II, et d'obtenir des effets d'intermodulation de phase dégénérée, étudiés au chapitre III.

1.2. Principaux effets non linéaires dans les fibres optiques

La puissance optique couplée dans les fibres unimodales se trouve confinée sur de très faibles surfaces du fait de la petite dimension de leur zone guidante (de 3 à 10 μ m de diamètre suivant la longueur d'onde de coupure). Une intensité de l'ordre du MW/cm² est facilement obtenue en injectant 100 mW dans la fibre. Les champs électromagnétiques intenses qui en résultent sont susceptibles de modifier les propriétés de la silice, support de propagation, par exemple en déformant les nuages électroniques. La susceptibilité du matériau devient alors dépendante du ou des champs en présence^[8]

Cette modification du milieu de propagation intervient dans l'expression du vecteur polarisation diélectrique \mathbf{P} qui contribue au vecteur déplacement électrique \mathbf{D}

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (11)$$

où $\epsilon_0=8,854.10^{-12}$ F/m est la permittivité du vide, \mathbf{E} est le champ électrique de l'onde, exprimé en V/m. Le vecteur polarisation peut être développé en fonction du champ électrique \mathbf{E} , lorsque celui-ci est suffisamment intense, en faisant apparaître des termes non linéaires perturbant la polarisation linéaire habituelle

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \left[\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots \right] \quad (12)$$

où $\chi^{(n)}$ est un tenseur de susceptibilité de rang $n+1$. La susceptibilité linéaire $\chi^{(1)}$ est la contribution dominante de cette expression et correspond à l'indice de réfraction $n(\omega) = \sqrt{1 + \text{Re}[\chi^{(1)}(\omega)]}$, et au coefficient d'absorption $\alpha(\omega) = (\omega/c.n) \text{Im}[\chi^{(1)}(\omega)]$. La susceptibilité de deuxième ordre $\chi^{(2)}$ est responsable d'effets non linéaires tels que la génération de second harmonique ou les conversions paramétriques de fréquences dans les milieux non-centrosymétriques. Dans les matériaux centrosymétriques, les tenseurs de susceptibilité non linéaire d'ordres pairs sont nuls comme c'est le cas pour les fibres optiques en silice pure.

La polarisabilité induite d'une molécule de silice est alors essentiellement affectée par les effets non linéaires du troisième ordre, traitant de l'interaction de quatre champs qui peuvent avoir des fréquences ou des vecteurs d'onde différents (génération de troisième harmonique, réfraction non linéaire, mélange à quatre ondes ou instabilité de modulation, diffusions stimulées, ...).

1.2.1. Réponse électronique : Effet Kerr Optique

Sous l'action d'un champ lumineux intense, l'indice de réfraction d'un milieu transparent accuse une variation considérée en première approximation comme locale et instantanée. Cette modification provient de la création de dipôles induits dans le matériau par déplacement du centre de gravité des charges électroniques négatives par rapport à celui des charges nucléaires positives. Ce phénomène non linéaire est connu sous le nom d'effet Kerr optique. La loi de Kerr idéale suppose une variation de l'indice de réfraction proportionnelle à l'intensité lumineuse

$$n_{\text{NL}}(\omega, I(t)) = n(\omega) + n_2 I(t) \quad (13)$$

où $n(\omega)$ est l'indice de réfraction linéaire du matériau donné par l'équation (3), $I(t) = \frac{1}{2} n \epsilon_0 c |\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)|^2$ est l'intensité du champ optique appliqué en W/m^2 et n_2 le coefficient non linéaire de l'indice en $\text{m}^2 \text{W}^{-1}$. En considérant que le champ électrique est polarisé linéairement

au cours de la propagation dans la fibre, n_2 s'obtient en fonction de la susceptibilité d'ordre 3, $\chi_{xxxx}^{(3)}$, exprimée en m^2/V^2

$$n_2 = \frac{3}{4\epsilon_0 n^2 c} \text{Re}[\chi_{xxxx}^{(3)}] \quad (14)$$

La valeur de l'indice de réfraction non linéaire la plus souvent utilisée est typiquement de $3,2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2\text{W}^{-1}$ pour les fibres standard en silice^[9]. Le milieu est considéré suffisamment transparent pour négliger la dispersion de la susceptibilité d'ordre trois.

Une des conséquences directes de la variation non linéaire de l'indice de réfraction est le déphasage auto-induit par un champ optique intense se propageant sur une distance L . Ce déphasage non linéaire, proportionnel à l'intensité de l'onde, se calcule directement à partir de l'équation (13). Il est donné par

$$\phi_{NL} = (2\pi/\lambda)n_2IL \quad (15)$$

Les effets de ce déphasage non linéaire sur la propagation des impulsions brèves sont étudiés au chapitre III. Il s'agit de l'automodulation de phase, des modulations de phase croisées et de leurs conséquences spectrales.

Lorsque le champ électrique comporte plusieurs fréquences ou vecteurs d'onde différents, pouvant donner lieu à des interférences au cours de la propagation dans un milieu de Kerr, l'indice de réfraction peut se trouver plus ou moins modulé par l'intensité résultante, via la non linéarité et en fonction des effets de dispersion. Les processus physiques de transfert d'énergie entre les fréquences relevant de cette modulation périodique de l'indice se traduisent généralement par l'accroissement de faibles modulations de l'enveloppe du champ au cours de la propagation. Ils sont appelés mélange à quatre ondes, instabilité de modulation ou amplification paramétrique.

Le processus de mélange à quatre ondes est aussi décrit par l'annihilation de deux photons, dits de pompe (de fréquences identiques pour un processus dégénéré), et la création de deux autres photons à des fréquences caractéristiques, symétriques par rapport à la pompe, permettant de respecter la conservation de l'énergie et des moments. Un photon de pulsation

ω_s est créé à une fréquence inférieure à celle de la pompe (génération Stokes), un autre de pulsation ω_{as} de fréquence supérieure à celle de la pompe (génération anti-Stokes).
 $2\omega_p \rightarrow \omega_s + \omega_{as}$.

L'écart spectral entre les bandes Stokes et pompe, anti-Stokes et pompe, est donné par

$$d\Omega = \omega_p - \omega_s = \omega_{as} - \omega_p \quad (16)$$

Cette conversion paramétrique de fréquences est d' autant plus efficace dans les fibres optiques unimodales qu' une condition d' accord de phase peut être satisfaite entre les différents vecteurs d' onde mis en jeu, chaque onde étant soumise à des effets de phase dus à la dispersion de vitesse de groupe, à la dispersion de polarisation et au déphasage non linéaire.

$$\Delta\beta = \beta_s + \beta_{as} - 2\beta_p = \vec{0} \quad (17)$$

si $|\Delta\beta|$ est différent de zéro, la longueur au delà de laquelle le processus de génération paramétrique prend fin, appelée longueur de cohérence, est définie par : $L_c = 2\pi / |\Delta\beta|$.

Le chapitre II est consacré à la description de ce mécanisme physique et à son application à l'amplification paramétrique de signaux optiques dans le cas de fibres unimodales fortement biréfringentes.

1.2.2. Réponse moléculaire : Diffusion Raman stimulée

Les effets non linéaires électroniques gouvernés par la susceptibilité d'ordre 3 sont élastiques dans le sens où il n'y a pas d'énergie échangée entre le rayonnement et le milieu diélectrique, celui-ci jouant alors un rôle passif. Une autre classe d'effets non linéaires inélastiques résulte d'un transfert d'une partie de l'énergie du rayonnement au milieu diélectrique, celui jouant ainsi un rôle actif.

Les diffusions Raman et Brillouin stimulées sont deux de ces phénomènes intervenant dans les fibres. Elles correspondent à l'excitation résonnante, par l'application d'un champ lumineux intense, de niveaux de vibrations moléculaires pour la diffusion Raman (phonons optiques) et hypersonores pour la diffusion Brillouin (phonons acoustiques). Ces effets non

linéaires impliquent la génération et le transfert d'énergie vers d'autres fréquences optiques, décalées de la fréquence du phonon par rapport à la fréquence d'excitation (GHz pour le Brillouin et THz pour le Raman). Ils présentent un accord de phase automatique car ils proviennent de l'amplification résonante du bruit de diffusion spontanée Raman ou Brillouin.

La diffusion Brillouin stimulée résulte de vibrations collectives acoustiques et transfère une partie de l'énergie de pompe au matériau, en créant alors une onde rétrodiffusée. Ce phénomène est négligeable en régime picoseconde car son temps de réponse est de l'ordre de la nanoseconde. Elle sera par conséquent absente de toutes les études présentées dans ce manuscrit où les largeurs spectrales utilisées sont plus grandes que l'inverse du temps de réponse Brillouin.

La diffusion Raman stimulée associée aux modes vibrationnels de la molécule possède un temps de réponse dans les fibres de l'ordre de 50-100 fs^[10] suivant la géométrie et les dopants apportés. Elle intervient dans les fibres optiques à partir d'un seuil de puissance pour lequel l'effet Kerr est déjà important (de l'ordre de 30 à 40 π radians de déphasage non linéaire en pratique). Elle est présentée en détail et étudiée dans les chapitres IV et V.

1.3. Equation de Schrödinger non linéaire

La propagation d'un rayonnement électromagnétique dans une fibre optique est régie par l'équation d'onde, obtenue à partir des équations de Maxwell. Dans un milieu diélectrique non magnétique, cette équation s'exprime dans le système international MKSA de la manière suivante^[11]

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (18)$$

où $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$ est la vitesse de la lumière dans le vide, ϵ_0 et μ_0 sont respectivement la permittivité et la perméabilité du vide. \mathbf{E} et \mathbf{P} sont les vecteurs champ électrique et polarisation diélectrique. Loin des résonances atomiques, la polarisation induite peut s'écrire sous la forme

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) \quad (19)$$

où $\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t)$ et $\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t)$ sont respectivement les polarisations linéaire et non linéaire induite données dans un milieu centrosymétrique par

$$\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \chi^{(1)}(t-t') \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') dt' \quad (20)$$

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \chi^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) : \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_1) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_2) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_3) dt_1 dt_2 dt_3 \quad (21)$$

Il est maintenant nécessaire de traiter la polarisation non linéaire comme étant une petite perturbation à la solution linéaire de l'équation de propagation (18). Cette approximation est valable pour les fibres en silice qui sont faiblement non linéaires $|\mathbf{P}_{NL}| \ll |\mathbf{P}_L|$, même à très haute puissance. En l'absence de polarisation non linéaire, l'équation (18) peut être écrite dans l'espace réciproque (ou espace de Fourier) sous la forme

$$\nabla \times \nabla \times \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) + \epsilon(\omega) k_0^2 \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) = 0 \quad (22)$$

où $k_0 = \omega/c$, $\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega)$ est la transformée de Fourier de $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ telle que

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \cdot \exp(i(\omega - \omega_0)t) dt \quad (23)$$

et la constante diélectrique $\epsilon(\omega)$ est donnée par,

$$\epsilon(\omega) = 1 + \tilde{\chi}^{(1)}(\omega) \quad (24)$$

Les partie réelle et imaginaire de la constante diélectrique ϵ représentent respectivement l'indice de réfraction $n(\omega)$ et le coefficient d'absorption $\alpha(\omega)$, tels que

$$\varepsilon(\omega) = \left(n(\omega) + i \frac{\alpha(\omega)c}{2\omega} \right)^2 \approx n^2(\omega) + i \frac{\alpha(\omega)n(\omega)c}{\omega} \quad (25)$$

Dans l'approximation de l'enveloppe lentement variable, qui consiste à dire que l'évolution du module du champ \mathbf{E} en z est très lente par rapport à l'oscillation de l'onde, il est alors utile de séparer la partie variant rapidement du champ électrique en l'écrivant sous la forme

$$\mathbf{E}(r, t) = \frac{1}{2} \hat{\mathbf{x}} [\mathbf{E}(r, t) \exp(-i\omega_0 t) + \text{c.c.}] \quad (26)$$

où c.c. dénote le complexe conjugué, $\hat{\mathbf{x}}$ est le vecteur unitaire de direction de polarisation du champ, ω_0 est la fréquence centrale d'oscillation de l'onde. Lorsque le vecteur polarisation non linéaire est à la même fréquence que le champ d'excitation, on peut écrire

$$\mathbf{P}_L(r, t) = \frac{1}{2} \hat{\mathbf{x}} [\mathbf{P}_L(r, t) \exp(-i\omega_0 t) + \text{c.c.}] \quad (27)$$

$$\mathbf{P}_{NL}(r, t) = \frac{1}{2} \hat{\mathbf{x}} [\mathbf{P}_{NL}(r, t) \exp(-i\omega_0 t) + \text{c.c.}] \quad (28)$$

Lorsque le champ électrique initial possède plusieurs fréquences, comme c'est le cas pour l'amplification paramétrique de signaux (cf. chap. II), le vecteur polarisation non linéaire possède lui aussi ces mêmes fréquences, faisant apparaître dans l'équation (28), ce que l'on appelle les termes de mélange à quatre ondes.

En substituant l'équation (27) dans l'équation (23), on obtient

$$\mathbf{P}_L(r, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \chi_{xx}^{(1)}(\omega) \cdot \tilde{\mathbf{E}}(r, \omega - \omega_0) \exp[-i(\omega - \omega_0)t] d\omega \quad (29)$$

Lorsque la durée des impulsions lumineuses est supérieure à 100 fs, il est généralement admis que la réponse électronique non linéaire du matériau, responsable de l'effet Kerr optique, est locale et instantanée. Dans ce cas, en négligeant la réponse non linéaire Raman retardée^[10], l'équation de la polarisation non linéaire (21) peut se réduire sous la forme

$$\mathbf{P}_{\text{NL}}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} : \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \quad (30)$$

soit $\mathbf{P}_{\text{NL}}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \varepsilon_{\text{NL}} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$

où ε_{NL} est la contribution non linéaire à la constante diélectrique, donnée par

$$\varepsilon_{\text{NL}} = \frac{3}{4} \chi_{\text{xxxx}}^{(3)} |\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)|^2 \quad (31)$$

En tenant compte de la contribution non linéaire et en négligeant l'absorption de la fibre, la permittivité totale peut être alors écrite à partir des Eqs. (24) et (25) sous la forme

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \tilde{\chi}^{(1)}(\omega) + \varepsilon_{\text{NL}} = n_{\text{NL}}(\omega)^2 \quad (32)$$

avec $n_{\text{NL}}(\omega) = n(\omega) + \tilde{n}_2 |\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)|^2$

où \tilde{n}_2 est l'indice de réfraction non linéaire en m^2/V^2 et $\tilde{n}_2 = n_2 \cdot \frac{\varepsilon_0 c n}{2}$.

Le champ électrique pour le mode fondamental HE_{11} de la fibre est donné en première approximation par

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \approx \mathbf{F}(x, y) A(z, t) \exp(i\beta_0 z) \quad (33)$$

et dans l'espace réciproque

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0) = \mathbf{F}(x, y) \tilde{\mathbf{A}}(z, \omega - \omega_0) \exp(i\beta_0 z) \quad (34)$$

où $A(z, t)$ est l'amplitude lentement variable. La distribution transverse du champ électrique (perpendiculaire à la direction de propagation z), $\mathbf{F}(x, y)$, peut être séparée de l'enveloppe du champ électrique \mathbf{E} en supposant que les effets non linéaires ne modifient pas la distribution du mode fondamental de la fibre. $\mathbf{F}(x, y)$ est généralement considérée gaussienne :

$\mathbf{F}(x, y) = \exp[-(x^2 + y^2)/w^2]$ où w est la demi-largeur à $1/e$ du sommet de la gaussienne.

En substituant l'équation (34) dans l'équation (22), on obtient les deux équations suivantes

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + [\varepsilon(\omega)k_0^2 - \beta_{NL}^2]F = 0 \quad (35)$$

$$2i\beta_0 \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + [\beta_{NL}^2 - \beta_0^2]\tilde{A} = 0 \quad (36)$$

pour lesquelles nous avons fait l'approximation suivante

$$\varepsilon(\omega) = n_{NL}(\omega)^2 = [n(\omega) + \tilde{n}_2 |E(r, t)|^2]^2 \approx n(\omega)^2 + 2n(\omega)\tilde{n}_2 |E(r, t)|^2 \quad (37)$$

En l'absence de la petite perturbation non linéaire, l'équation (35) peut être résolue en donnant la fonction du mode transverse $F(x, y)$ et la valeur propre $\beta_L(\omega)$. En tenant compte de cette perturbation, les solutions deviennent

$$\begin{aligned} F_L &\rightarrow F_{NL} + \Delta F \\ \beta_L &\rightarrow \beta_{NL} + \Delta\beta \end{aligned} \quad (38)$$

On peut trouver ΔF et $\Delta\beta$ par une méthode perturbative^[11]. Au premier ordre, on obtient $\Delta F=0$, la non linéarité n'affecte pas la distribution du mode. La correction pour la constante de propagation est donnée par

$$\Delta\beta = \frac{k_0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{n}_2 |E(r, t)|^2 |F(x, y)|^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy} \quad (39)$$

En utilisant l'équation (38) et en faisant l'approximation suivante $\beta_{NL}^2 - \beta_0^2 \cong 2\beta_0(\beta_{NL} - \beta_0)$, on peut écrire l'équation (36) sous la forme

$$i \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + [\beta_L(\omega) + \Delta\beta - \beta_0]\tilde{A} = 0 \quad (40)$$

La constante de propagation $\beta_L(\omega)$, développée en série de Taylor dans l'équation (5), s'écrit en négligeant les coefficients de dispersion de vitesse de groupe supérieurs à 2 sous la forme

$$\beta_L(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 \quad (41)$$

En utilisant la transformée de Fourier inverse dans l'équation (40) qui s'écrit

$$A(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) \cdot \exp(-i(\omega - \omega_0)t) d\omega \quad (42)$$

on aboutit à l'équation de Schrödinger non linéaire pour l'amplitude lentement variable $A(z, t)$ donnée par

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = i\gamma |A|^2 A \quad (43)$$

où $\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{\text{eff}}} = \frac{2\pi n_2}{\lambda_0 A_{\text{eff}}}$ est appelé le coefficient de Kerr de la fibre et s'exprime en $\text{m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$.

A_{eff} est l'aire effective du mode de propagation donnée par

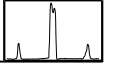
$$A_{\text{eff}} = \frac{\left(\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(x, y)^2 dx dy \right)^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(x, y)^4 dx dy} \quad (44)$$

Une bonne approximation de l'aire effective dans les fibres unimodales est donnée en prenant soit la largeur w , soit le rayon a du coeur de la fibre tel que

$$A_{\text{eff}} \approx \pi \times w^2 \approx 2\pi \times a^2 \quad (45)$$

Références

1. N. S. Kapany, "*Fibers optics. VI. Image quality and optical insulation*", J. Opt. Soc. Am. 49, 779 (1959).
2. F.P. Kapron, D.B. Keck, and R.D. Maurer, "*Radiation losses in glass optical waveguides*", Appl. Phys. Lett. 17, 423 (1970).
3. L.B. Jeunhomme, "*Single-mode fibers optics, Principles and applications*", Ed. Marcel Decker, Optical Engineering 4 (1983).
4. D. Marcuse, "*Light Transmission Optics*", Ed. Van Nostrand Reinhold, New York, chap. 8 et 12 (1982).
5. I. Malitson, "*Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica*", J. Opt. Soc. Am. 55, 1205 (1965).
6. S.G. Murdoch, "*Polarisation modulation instability in birefringent optical fibers*", thèse de doctorat en Physique, Université d'Auckland (1997).
7. J. Noda, K. Okamoto, and Y. Sasaki, J. Lightwave Technol. LT-4, 1071 (1986).
8. N. Bloembergen, "*Nonlinear Optics*", Frontiers in Physics, David Pines Editor, W.A. Benjamin INC., New-York (1965).
9. R.H. Stolen and C. Lin, "*Self-phase modulation in silica optical fibers*", Phys. Rev. A 17, 1448 (1978).
10. R.H. Stolen, J. P. Gordon, W.J. Tomlinson and H.A. Haus, "*Raman response function of silica-core fibers*", J. Opt. Soc. Am. B 6, 1159-1166 (1989).
11. G.P. Agrawal, "*Nonlinear Fiber Optics*", 2nd Edition (Academic Press Inc., San Diego, 1995).

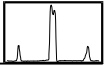


CHAPITRE II

AMPLIFICATION PARAMETRIQUE ET INSTABILITE DE MODULATION INDUITE DANS LES FIBRES OPTIQUES BIREFRINGENTES

Résumé

Nous présentons une étude sur l'amplification paramétrique de signaux dans les fibres optiques unimodales. L'approche phénoménologique de diffraction temporelle par un réseau d'indice de Kerr montrera l'équivalence physique entre l'amplification paramétrique et l'instabilité de modulation induite. La description et l'interprétation de la théorie, dans le cas particulier d'un accord de phase par forte biréfringence, seront confirmées par des mesures expérimentales de gain et de fluorescence paramétriques. Il est démontré que le gain paramétrique d'un signal n'est pas exponentiel en fonction de la puissance de pompe comparé à l'évolution de la fluorescence paramétrique. Ce mécanisme d'amplification paramétrique révélera enfin la génération de trains ultra rapides d'impulsions de type solitons noirs atteignant des taux de répétitions supérieurs au THz.



Introduction

Les systèmes de télécommunications par fibres actuels sont équipés d'amplificateurs optiques pour régénérer les signaux dégradés par l'absorption, les dispersions de vitesse de groupe et de polarisation de la fibre (figure 1). Différents types d'amplificateurs optiques se sont développés durant les années 1980. En optique intégrée, les amplificateurs à semi-conducteur posèrent des problèmes de pertes de couplage, de sensibilité à la polarisation et d'interférences entre canaux. Par ailleurs, les amplificateurs Raman à fibre ont été beaucoup étudiés mais requièrent de hauts niveaux de puissance de pompage. Cependant, ils recommencent de nouveau à intéresser de nombreux chercheurs car ils offrent des possibilités d'accroissement des bandes spectrales actuellement utilisées dans les transmissions par fibre optique.

Les amplificateurs à fibre dopée Erbium^[1] furent une véritable révolution pour les systèmes de télécommunications. Ils se sont bien intégrés par leur qualité de bande de gain, centrée sur la longueur d'onde d'atténuation minimale de la fibre ($1.55 \mu\text{m}$), et leur quasi-insensibilité à la polarisation. Ils se trouvent cependant limités par le bruit d'émission spontanée et par leur bande de gain qui, bien que considérablement élargie par la matrice amorphe de silice, est de l'ordre de 40nm ^[1].

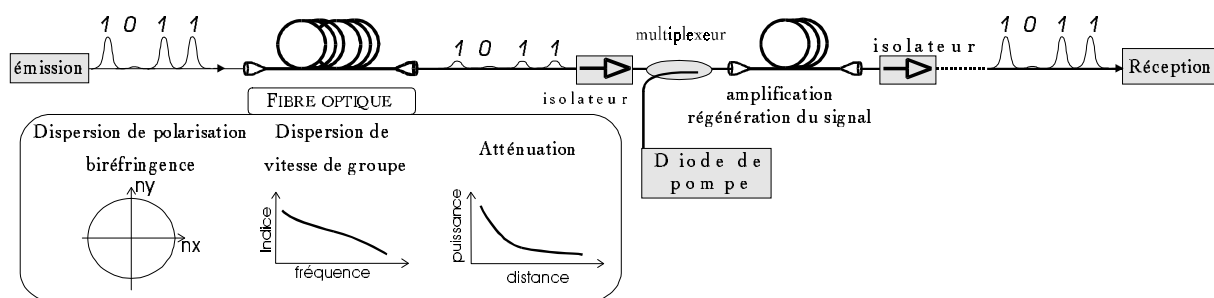
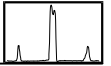


Figure 1 : Représentation d'une ligne de transmission optique munie d'amplificateurs/régénérateurs à fibre.

Avec le développement de nouvelles sources laser intégrées et de fortes puissances crêtes, les amplificateurs paramétriques sont en phase de devenir intéressants pour la régénération ultra rapide de signaux dans les systèmes de télécommunications. Basés sur le processus non linéaire de mélange à quatre ondes, ils transfèrent quasi-instantanément

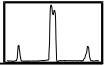


l'énergie optique d' une onde pompe intense sur le signal à amplifier. Ils peuvent ainsi opérer sur des bandes spectrales larges^[2,3] en offrant des qualités d'amplification comparables^[4] aux amplificateurs à fibre dopée Erbium et montrent en amplification sensible à la phase des facteurs de bruit inférieurs à la limite quantique^[5]. Ils peuvent être aussi utilisés, via le mélange à quatre ondes, comme convertisseurs paramétriques de fréquences.

Dans ce contexte, quelques expériences d'amplification paramétrique dans les fibres optiques unimodales ont été réalisées en utilisant différentes techniques d'accord de phase dans les régimes de dispersion normale et anormale de la fibre. Dans une première expérience présentant un gain de 46 dB^[6], l'accord de phase est réalisé au voisinage de la longueur d'onde de dispersion nulle d' une fibre standard (1.3μm). Il a été noté la forte dépendance du gain en fonction de la puissance du signal. Un gain paramétrique de 38 dB a été atteint dans une fibre en appliquant une contrainte externe induisant une biréfringence^[7]. Plus tard, Pocholle *et al*^[4] ont réalisé l'amplification paramétrique d'un signal à 1,57 μm avec 37 dB de gain. Une expérience d'amplification cohérente en régime de gain parabolique dans le domaine visible a été réalisée au Laboratoire par Denis Gindre^[8]. Au voisinage de 1,55 μm, Marhic *et al* ont démontré la possibilité d'une amplification paramétrique sur une grande largeur de bande^[2,3]. L' amplification et la conversion paramétrique ont été mesurées dans une fibre à dispersion décalée^[9] autour de 1,55 μm.

Le principe physique de l'amplification paramétrique dans le milieu de Kerr constitué par la fibre en silice est le suivant :

lorsque deux ondes pompe (intense) et signal (faible) de fréquences et de puissances optiques différentes se propagent dans une fibre optique dont l'indice de réfraction n'est plus constant mais dépend de l' intensité du champ électrique total, la modulation temporelle d'intensité résultant du battement entre les fréquences pompe et signal crée alors un réseau temporel d'indice de réfraction via l'effet Kerr optique^[8,10]. Ce réseau d'indice mobile va diffracter et transférer, au cours de la propagation dans la fibre, l'énergie de la pompe sur les fréquences harmoniques créées par la non linéarité périodique de l' indice de réfraction. Ce renforcement d' énergie va en particulier amplifier le signal, qui constitue un des ordres de diffraction, et créer une nouvelle fréquence appelée idler, ordre de diffraction symétrique du signal par rapport à la pompe. Il en résulte dans le domaine temporel une instabilité de modulation induite^[11], c' est à dire la brisure (ou renforcement de la modulation) de



l'enveloppe du champ total. Dans le domaine spectral, il en résulte l'accroissement de bandes latérales autour de la fréquence de pompe, appelé le spectre de mélange à quatre ondes^[12].

De nombreux travaux ont été menés sur la théorie de l'amplification paramétrique dans les fibres^[13,14]. Certains d'entre eux ont établi l'équivalence formelle entre l'instabilité de modulation (modulational instability, **MI**) et le mélange à quatre ondes (four wave mixing, **FWM**), dans un premier temps en régime de dispersion anormale^[15] et ensuite en régime de dispersion normale^[16-18].

La génération par instabilité de modulation induite (c'est à dire avec un signal injecté) de trains d'impulsions à hautes cadences de type solitons, prédite en 1984^[11], a été observée pour la première fois en 1986 dans le régime de dispersion anormale de la fibre^[19]. Récemment, des trains de solitons noirs, atteignant des taux de répétition supérieurs au THz, ont été observés en régime de dispersion normale via l'instabilité de polarisation induite dans une fibre faiblement biréfringente^[20], et via l'instabilité de modulation croisée dans une fibre fortement biréfringente^[21-23].

Dans une première partie de ce deuxième chapitre, nous étudierons théoriquement l'amplification paramétrique dans le cas particulier d'une fibre unimodale à forte biréfringence. L'intérêt des amplificateurs paramétriques en accord de phase par biréfringence porte sur la flexibilité de leur bande de gain, du visible à l'infrarouge, suivant la dispersion de la fibre optique. De plus, les conditions d'accord de phase dans une fibre unimodale, permettant d'obtenir un gain exponentiel, ne peuvent être atteintes pour le domaine visible que par la biréfringence^[14,18].

Le modèle utilisé nous permettra d'interpréter le comportement du gain paramétrique d'un signal par rapport au bruit de fluorescence paramétrique, en fonction de la puissance de pompe, de la biréfringence et de la dispersion chromatique de la fibre. Le modèle sera également comparé à une analyse numérique des équations de Schrödinger non linéaires couplées.

La partie expérimentale comportera toute la mise en œuvre permettant de réaliser l'amplification de signaux : sources, fibres, système de détection et de mesures. La

caractérisation complète de l'amplification et l'accord avec la théorie sont faits avec des impulsions picosecondes. Ensuite, une expérience d' amplification paramétrique optique à l' aide de micro sources lasers pompées par diode sera démontrée.

Enfin, l' étude temporelle en onde continue de ce type d' amplification paramétrique montrera son aptitude à générer des trains d' impulsions ultra rapides, de type solitons noirs vectoriels, dont les taux de répétition sont supérieurs au THz.

2.1. Théorie de l'amplification paramétrique

2.1.1. Approche par diffraction temporelle

L'amplification paramétrique est un phénomène d' optique non linéaire qui ne fait intervenir aucun processus d'échange d'énergie avec le matériau comme par exemple l' amplification par émission ou diffusions stimulées, mais un processus d' échange d' énergie entre ondes optiques, loin des bandes de résonance du matériau. Il est basé sur un effet de diffraction temporelle à partir d'un réseau d'indice auto-induit à l' intérieur même du milieu non linéaire. Ce réseau d'indice résulte de la combinaison d'un battement temporel d'intensité et de l'effet Kerr optique (dépendance proportionnelle à l' intensité lumineuse I de l'indice de réfraction)^[8,24]. Le schéma de principe de l'approche réseau de l'amplification paramétrique est représenté sur la figure 2.

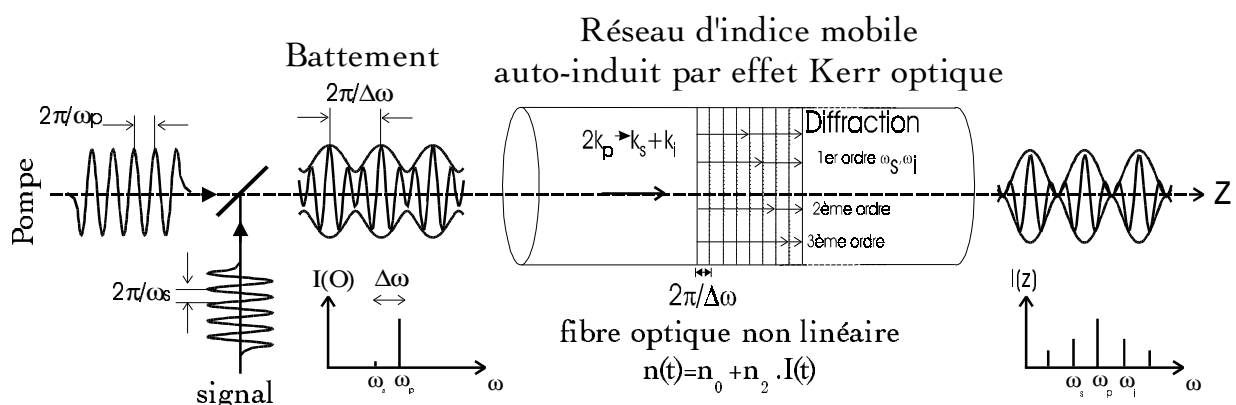
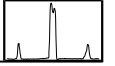


Figure 2 : Approche réseau de l'amplification paramétrique sur fibre optique.



Lorsque une onde pompe intense de fréquence ω_p et d'amplitude réelle \sqrt{P} est couplée à l'intérieur d'un matériau de Kerr avec une onde signal de fréquence plus basse ω_s et d'amplitude \sqrt{s} , l'interférence entre les deux ondes pompe et signal provoque un battement temporel d'intensité $I(t) = P + s + 2\sqrt{Ps} \cos(\Delta\omega t)$ de période $dT = 2\pi/\Delta\omega$ ($\Delta\omega = \omega_p - \omega_s$). Cette modulation d'intensité induit, via l'effet Kerr optique, un réseau d'indice mobile $n(t) = n_0 + n_2 I(t)$ qui va diffracter l'onde de pompe^[25] suivant différents ordres $\omega_p \pm n(\omega_p - \omega_s)$; $n = (1, 2, 3, \dots)$. L'ordre -1 correspond à l'amplification cohérente du signal $\omega_p - (\omega_p - \omega_s) = \omega_s$, le premier ordre à la fréquence idler $\omega_p + (\omega_p - \omega_s) = \omega_i$ et les ordres supérieurs correspondent aux harmoniques (figure 3) qui, on le verra au cours du paragraphe sur les solitons noirs (II.3), jouent un rôle fondamental dans la formation et la stabilité de propagation d'un train de solitons. Le gain d'amplification, lié au pouvoir de diffraction, est donné par la profondeur du réseau d'indice $n_2 I(t)$, laquelle augmente au cours de la propagation par modulation de phase croisée (cf. chap. III).

Dans les limites de longueurs de fibres ou d'écart spectraux pompe-signal tels que la dispersion de vitesse de groupe puisse être négligée, le régime de diffraction est de type Raman-Nath, conduisant à un gain parabolique en fonction de la puissance de pompe^[24].

En présence de dispersion des ondes, l'amplification du signal peut devenir exponentielle si la modulation périodique constituant le réseau d'indice est conservée au cours de la propagation. Cette stabilité du pas du réseau correspond à une condition d'accord de phase entre les différentes ondes pompe, signal et idler soumises chacune à des effets de phase liés au matériau ou à l'intensité lumineuse (dispersion de vitesse de groupe, biréfringence, modulation non linéaire de phase), permettant un transfert d'énergie maximal de la pompe sur les ordres de diffraction. L'amplification des bandes spectrales signal et idler, appelées spectre de mélange à quatre ondes, se traduit alors par une instabilité, c'est à dire une croissance exponentielle, de la modulation temporelle d'intensité.

Il serait intéressant de développer un modèle théorique de diffraction temporelle de type Bragg^[26] basé sur l'effet Kerr, avec dans ce cas un réseau mobile et de profondeur variable se déplaçant dans la direction de propagation des ondes. Un gain exponentiel doit être alors obtenu lorsque les ondes traversent, en synchronisme de phase, un grand nombre de périodes du réseau de manière à satisfaire une condition de résonance de type Bragg.

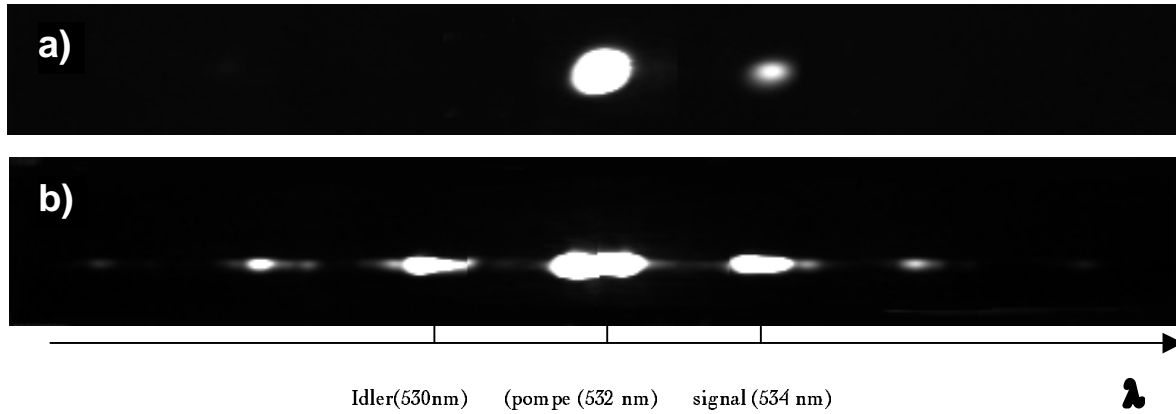
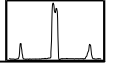


Figure 3 : Spectre de sortie de fibre résultant de la propagation non linéaire d'une impulsion pompe à 532 nm et d'un signal à 534 nm dans une fibre de biréfringence $\Delta n=3.10^{-4}$ et de longueur 3 m. Notons l'amplification du signal et l'apparition des harmoniques du troisième ordre.(a): entrée de fibre, (b): sortie de fibre.

Cependant, nous développerons dans la suite une approche théorique plus usuelle, décrite à partir de la théorie du mélange à quatre ondes dégénéré en fréquence de pompe, dans laquelle sont négligés les ordres de diffraction supérieurs à 1. Nous montrerons ensuite comment cette approche spectrale peut être complétée, tout au moins à l'accord de phase, afin d'établir l'accord avec la théorie de l'instabilité de modulation (approche temporelle).

2.1.2. Théorie du mélange à quatre ondes dans les fibres biréfringentes

Les processus paramétriques dans les fibres optiques sont décrits à partir de la polarisation non linéaire d'ordre trois, donnée par^[14,27]

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \chi^{(3)} : (\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)^* \quad (1)$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide, $\chi^{(3)}$ est la susceptibilité de Kerr, \mathbf{E} est le champ électrique de l'onde appliquée, et \mathbf{P}_{NL} la polarisation diélectrique induite d'ordre trois.

La théorie du mélange à quatre ondes *dégénéré* dans une fibre biréfringente fait intervenir six champs couplés, définis par trois ondes de fréquence pompe ω_p , signal ω_s et idler ω_i , et deux directions de polarisation orthogonales définies par les axes lent x et rapide y de la fibre biréfringente. Le champ électrique total associé à ces trois ondes peut s'écrire sous la forme



$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = 1/2(\hat{x}E_x + \hat{y}E_y) + c.c. \quad (2)$$

$$= 1/2(\hat{x}[E_{sx} + E_{px} + E_{ix}] + \hat{y}[E_{sy} + E_{py} + E_{iy}]) + c.c$$

avec

$$E_{\alpha j}(\mathbf{r}, t) = F_{\alpha}(x, y)A_{\alpha j}(z, t)\exp(i\beta_{\alpha j}z - i\omega_{\alpha}t) \quad (3)$$

où $E_{\alpha j}$, $A_{\alpha j}$, $\beta_{\alpha j}$ sont respectivement, les champs électriques, les amplitudes modales lentement variables et les constantes de propagation linéaires (cf. chap. I) des ondes α de fréquence ω_{α} et de direction de polarisation j ($[\alpha=p,s,i]$; $[j=x,y]$). c.c. dénote le complexe conjugué. \hat{x} et \hat{y} sont respectivement les vecteurs unitaires des axes lent et rapide de la fibre.

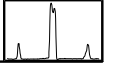
La distribution transverse du champ électrique perpendiculaire à la direction de propagation, $F_{\alpha}(x,y)$, est séparée de l'enveloppe du champ électrique E_{α} ($\alpha=p, s$ ou i) en supposant que les effets non linéaires ne modifient pas la distribution du mode fondamental de la fibre. La distribution transverse du champ dans une fibre unimodale est généralement considérée gaussienne^[14]. $\Delta\omega=\omega_p-\omega_s=\omega_r-\omega_p>0$ est l'écart en fréquence entre la pompe et les ondes signal et idler. L'écart spectral $\Delta\omega$ est assez faible pour considérer la même distribution $F(x,y)$ pour toutes les ondes α . Lorsqu'il n'est plus négligeable, il faut tenir compte dans la théorie du mélange à quatre ondes des recouvrements transverses des ondes. Pour simplifier le modèle, ces six ondes couplées sont considérées monochromatiques et continues.

L'interaction paramétrique entre ces six composantes peut être modélisée en considérant la polarisation non linéaire d'ordre trois \mathbf{P}^{NL} dans un milieu *isotrope biréfringent*. \mathbf{P}^{NL} est donnée par^[28]

$$\mathbf{P}_i^{NL} = \frac{3\epsilon_0}{4} \sum_j [\chi_{xxyy}^{(3)} E_i E_j E_j^* + \chi_{xyxy}^{(3)} E_j E_i E_j^* + \chi_{xyyx}^{(3)} E_j E_j E_i^*] \quad (4)$$

où l'on a soit $[i=x ; j=y]$, soit $[i=y ; j=x]$ et $\chi_{xxxx}^{(3)} = \chi_{xxyy}^{(3)} + \chi_{xyxy}^{(3)} + \chi_{xyyx}^{(3)}$ est la susceptibilité non linéaire d'ordre 3.

Dans l'équation (4), le terme correspondant à la génération du troisième harmonique



n'est pas présent car aucun accord de phase ne permet de réaliser ce processus dans les fibres. Le développement total de la polarisation non linéaire est obtenu en substituant l'équation (2) dans (4). La puissance de la pompe est toujours considérée très supérieure aux puissances du signal et de l'idler amplifiés. La pompe reste donc non atténuée par le transfert d'énergie sur les ondes signal et idler, lesquelles sont considérées comme restant faibles en valeur relative. On peut ainsi prendre en compte uniquement les termes de mélange à quatre ondes possédant deux composantes du champ pompe et négliger tous les autres. La polarisation induite suivant l'axe lent x s'écrit alors

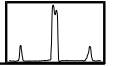
$$\begin{aligned}
 P_x^{NL} = & \frac{3\epsilon_0}{4} \chi_{xxxx}^{(3)} \left\{ \left[E_{px} E_{px}^* (E_{px} + 2E_{sx} + 2E_{ix}) + E_{px} E_{px} (E_{sx}^* + E_{ix}^*) \right] \right. \\
 & + \frac{2}{3} \left[E_{py} E_{py}^* (E_{sx} + E_{ix} + E_{px}) + E_{px} E_{py}^* (E_{sy} + E_{iy}) + E_{px} E_{py} (E_{sy}^* + E_{iy}^*) \right] \\
 & \left. + \frac{1}{3} \left[E_{py} E_{px}^* (2E_{sy} + 2E_{iy} + E_{py}) + E_{py} E_{py} (E_{sx}^* + E_{iy}^*) \right] \right\} \quad (5)
 \end{aligned}$$

On obtient P_y^{NL} à partir de l'eq.(5) en intervertissant x et y .

2.1.3. Accord de phase par forte biréfringence

Pour une onde pompe unique (dégénérée), différents états initiaux de l'état de polarisation de la pompe conduisent à un régime d'amplification exponentielle d'une des composantes du signal et de l'idler dans les fibres biréfringentes^[16-18,29]. Notre étude porte particulièrement sur un processus dit à pompe croisée^[30,31] dans une fibre unimodale fortement biréfringente ($\Delta n \geq 10^{-4}$). Afin de donner un ordre de grandeur, l'accord de phase linéaire (à puissance de pompe nulle cf. Eq. 22) est satisfait pour une onde signal espacée de la pompe de 4 THz (3,8 nm) pour une biréfringence de $5 \cdot 10^{-4}$.

La figure 4 décrit cet accord de phase lorsque la pompe est croisée, c'est à dire polarisée à 45° des axes biréfringents. Dans ce cas, seules deux composantes du signal et de l'idler sont en accord de phase, la composante lente du signal rapide (rapide en terme de dispersion de vitesse de groupe) et la composante rapide de l'onde idler lente: composantes E_{sx} et E_{iy} pour le régime de dispersion normale et E_{sy} et E_{ix} pour le régime anormal (voir figure 4). La biréfringence permet ainsi de compenser le désaccord de phase dû à la dispersion de vitesse de groupe et aux modulations de phase non linéaires. Cependant nous montrerons



que les deux autres états de polarisation du signal et de l'idler, générés par le couplage non linéaire et que nous appellerons par la suite les ondes non accordées en phase, ne peuvent pas être négligées.

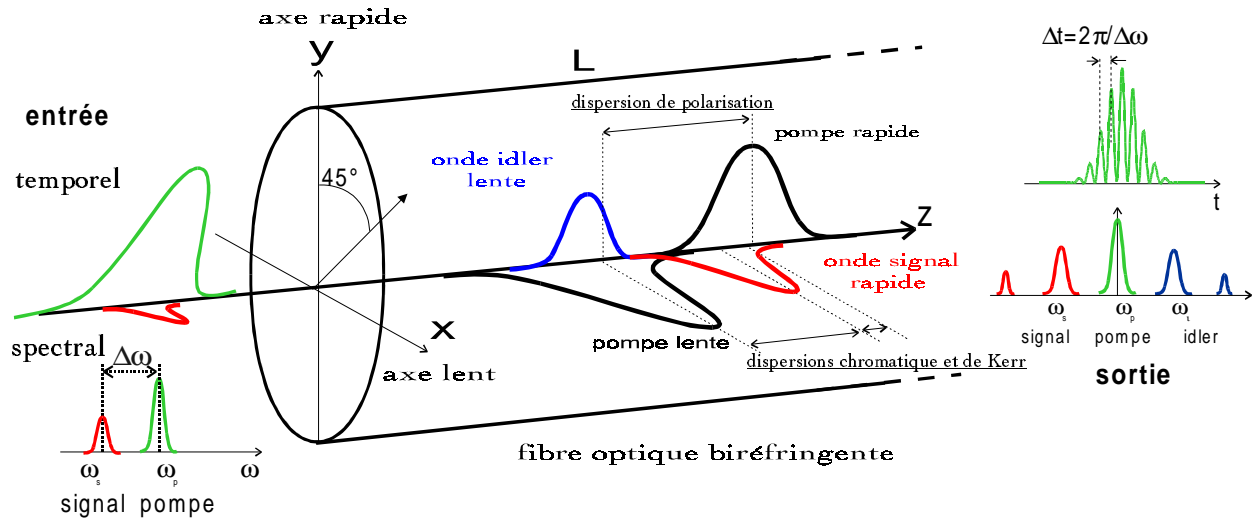


Figure 4: Schéma de principe de l'amplification paramétrique en accord de phase par biréfringence pour une pompe polarisée à 45° des axes principaux. (représentation impulsionnelle).

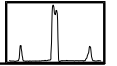
En faisant l'examen de l'équation (5), on peut maintenant classer ces différents termes en 2 catégories:

i) les termes de la forme $E_{px}E_{px}^*(..)$ et $E_{py}E_{py}^*(..)$ sont des termes de déphasage non linéaire dus respectivement à l'auto- et l'intermodulation de phase (cf. Chap. III). L'intermodulation de phase dégénérée apparaît dans le second terme avec un coefficient de couplage 2/3 dû aux états de polarisation croisés des ondes^[28] (cas vectoriel) comparé au facteur 2 pour une polarisation parallèle (cas scalaire). Une étude sur l'intermodulation de phase dégénérée^[32] et ses applications est présentée au chapitre III.

ii) Les autres termes sont des termes de mélange à quatre ondes qui impliquent des échanges d'énergie entre les différentes ondes:

- Les termes $E_{px}E_{px}E_{sx}^*$, $2/3 E_{px}E_{py}E_{iy}^*$ et $2/3 E_{px}E_{py}E_{sy}^*$ génèrent l'onde non accordée en phase E_{ix} . L'autre onde non accordée en phase E_{iy} est générée par des termes similaires dans la polarisation P_y^{NL} .

- Les termes $E_{px}E_{px}E_{ix}^*$, $2/3 E_{px}E_{py}E_{sy}^*$ sont responsables d'une perturbation de l'onde accordée en phase E_{ix} par les ondes non accordées en phase E_{ix} et E_{sy} . E_{iy} est modifiée de la même manière dans P_y^{NL} .



- Les termes $2/3 E_{px}E_{py}E_{iy}^*$ et $2/3 E_{px}E_{py}E_{sy}^*$ dans P_y^{NL} génèrent le gain exponentiel des ondes accordées en phase E_{sx} et E_{iy} .
- Les derniers termes (en 1/3) de mélange à quatre ondes de l'équation (5) sont responsables de l'échange d'énergie entre les deux états de polarisation. Dans le cas d'une fibre fortement biréfringente, nous pouvons négliger ces termes qui font référence à l'instabilité de polarisation^[33,34] parce que la longueur de cohérence $L_c=2\pi/\Delta k$ (où Δk est l'écart à l'accord de phase) associée à ces processus est de l'ordre de la longueur de battement ($L_B \sim 1\text{mm}$), très petite devant la longueur de fibre.

Dans l'approche de diffraction temporelle, l'interprétation physique est facile. La composante rapide de la pompe va diffracter sur le réseau d'indice induit par l'interférence des composantes signal et pompe polarisées sur l'axe lent pour générer une onde signal et une onde idler avec une efficacité de 2/3 à cause de la polarisation croisée. L'interprétation est la même pour la pompe polarisée sur l'axe lent.

La figure 5 représente la répartition des ondes pompe, signal et idler suivant chaque axe de la fibre. Les ondes accordées en phase sont générées à partir du couplage paramétrique entre les deux composantes de pompes (flèches grasses) alors que les ondes non accordées en phase sont également générées par des couplages sur un axe unique (flèches pointillées).

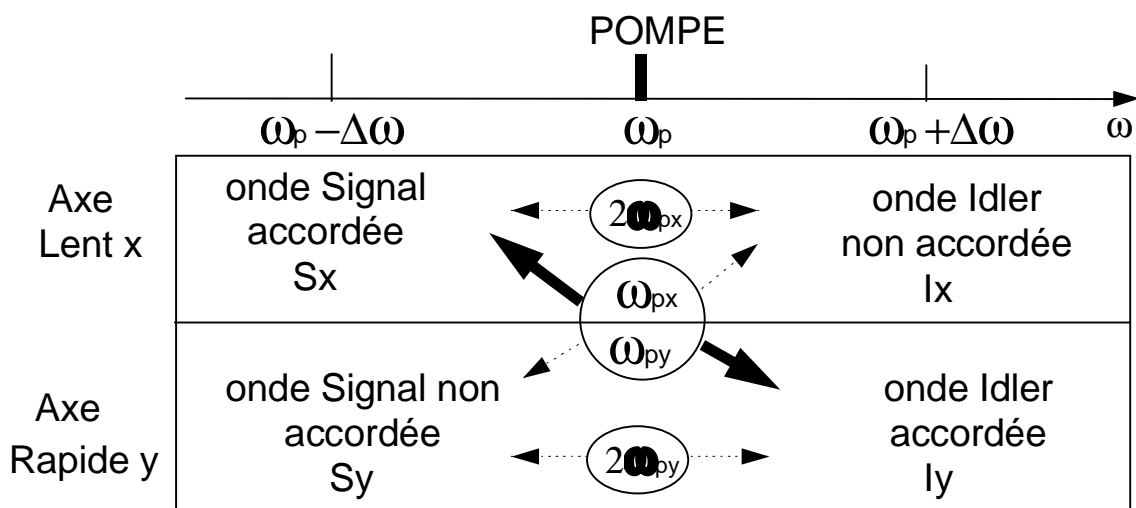
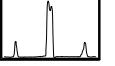


Figure 5 : Schématisation de la répartition des ondes par mélange à quatre ondes dégénéré dans une fibre fortement biréfringente en processus de pompe croisée.



Afin de décrire explicitement l'évolution spatiale des champs dans la fibre et obtenir une expression analytique du gain et de la condition d'accord de phase, il faut introduire les équations (2) et (4) dans l'équation de propagation d'onde déterminée à partir des équations de Maxwell^[27]

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P}_{NL} \quad (6)$$

où ϵ est la permittivité du milieu.

Dans l'approximation de non atténuation de la pompe, les équations de propagation gouvernant l'évolution des composantes lente et rapide du champ pompe ne possèdent que des termes non linéaires d'auto- et d'intermodulation de phase. Les deux équations de Schrödinger non linéaires couplées régissant l'évolution des pompes sont alors déterminées à partir des Eqs. (5) et (6)

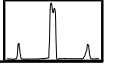
$$\frac{\partial E_{pj}}{\partial z} + \beta_{1j} \frac{\partial E_{pj}}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2p} \frac{\partial^2 E_{pj}}{\partial t^2} = i \frac{\omega_p n_2}{c} \left(|E_{pj}|^2 + \frac{2}{3} |E_{pm}|^2 \right) E_{pj} \quad (7)$$

où l'on a soit $[j=x ; m=y]$ soit $[j=y ; m=x]$

Les quatre équations de Schrödinger non linéaires couplées gouvernant l'évolution des composantes du signal et de l'idler sont données par

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_{\alpha j}}{\partial z} + \beta_{1j} \frac{\partial E_{\alpha j}}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2\alpha} \frac{\partial^2 E_{\alpha j}}{\partial t^2} = i \frac{\omega_j n_2}{c} \left[\left(2|E_{pj}|^2 + \frac{2}{3} |E_{pm}|^2 \right) E_{\alpha j} \right. \\ \left. + E_{pj} E_{pj} E_{\sigma j}^* + \frac{2}{3} (E_{pj} E_{pm} E_{\sigma m}^* + E_{pm} E_{pm}^* E_{sm}) \right] \quad (8) \end{aligned}$$

où l'on a soit $[\alpha=i; \sigma=s]$ et $[j=x ; m=y]$, soit $[\alpha=i; \sigma=s]$ et $[j=y ; m=x]$, soit $[\alpha=s; \sigma=i]$ et $[j=x ; m=y]$, soit $[\alpha=s; \sigma=i]$ et $[j=y ; m=x]$.



où $\beta_{1\alpha}$ sont les constantes de propagation linéaires suivant la direction de polarisation j , $\beta_{2\alpha}$ sont les coefficients de dispersion de vitesse de groupe à la fréquence ω_α . Pour le cas du domaine visible, on considère le même coefficient $\beta_{2\alpha}=\beta_2$ pour toutes les fréquences α car elles sont très voisines dans notre cas. Les coefficients de dispersion d'ordre supérieurs peuvent être négligés car β_2 est fort. n_2 est l'indice non linéaire^[27] ($n_2=3,2.10^{-20}\text{m}^2\text{W}^{-1}$ @ 532 nm).

Par la suite, nous exprimerons tous les champs dans un référentiel $\tau=t-z/\bar{v}$ se propageant à la vitesse de groupe moyenne entre les axes principaux $\bar{v}=2(\beta_{1x}+\beta_{1y})^{-1}$. Les équations d'onde des pompes (7) possèdent une solution analytique. L'amplitude lentement variable, exprimée dans l'espace réciproque, peut se mettre sous la forme

$$\tilde{A}_{pj}(z, \omega) = \sqrt{P_j} \exp\left[\frac{\text{sign}(j)\Delta\beta}{2}\omega + \frac{\beta_2}{2}\omega^2 + \gamma\left(P_j + \frac{2}{3}P_m\right)\right]z \quad (9)$$

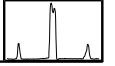
où l'on a soit $[j=x ; m=y, \text{sign}(j)=1]$ ou soit $[j=y ; m=x, \text{sign}(j)=-1]$.

où $\tilde{A}(z, \omega)$ est la transformée de Fourier des amplitudes modales $A(z, t)$ définie par

$$\tilde{A}(z, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(z, t) \cdot \exp(j(\omega - \omega_0)t) dt \quad (10)$$

et $\Delta\beta = |\beta_{1x} - \beta_{1y}| = \Delta n/c$ est la différence de constante de propagation linéaire entre les axes principaux de la fibre, $\Delta n = |n_x - n_y|$ est la biréfringence linéaire. P_x et P_y sont les puissances initiales injectées sur chaque axe.

$\gamma \cong \gamma_j = \frac{n_2 \omega_j}{c A_{\text{eff}}}$ est le coefficient de Kerr, $j = p, s$ ou i , A_{eff} est l'aire effective du mode de propagation, fonction de la distribution spatiale du mode fondamental.



$$A_{\text{eff}} = \frac{\left(\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(x, y)^2 dx dy \right)^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(x, y)^4 dx dy} \approx \pi \times (\text{rayon du mode})^2 \quad (11)$$

Afin de résoudre le système de quatre équations couplées cohérentes (8), nous allons appliquer deux changements de variable consécutifs.

Nous donnons ici le premier changement de variable appliqué différemment aux deux composantes des champs

$$\tilde{A}'_{\alpha j}(z, \omega) = \tilde{A}_{\alpha j}(z, \omega) \exp \left[-i \left(\frac{\text{sign}(j)\Delta\beta}{2} \omega + \beta_2 \omega^2 + \frac{5}{6} \gamma (P_j + P_m) \right) \right] z \quad (12)$$

où $\alpha = p, s$ ou i et soit $[j=x ; m=y, \text{sign}(j)=1]$, soit $[j=y ; m=x, \text{sign}(j)=-1]$.

et le second changement de variable appliqué séparément à chaque composante des ondes signal et idler

$$\tilde{A}''_{\alpha j}(z, \omega) = \tilde{A}'_{\alpha j}(z, \omega) \exp(i \text{sign}(j) \Delta P z) \quad (13)$$

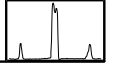
$$\text{avec } \Delta P = \frac{P_x - P_y}{6} \quad (14)$$

où l'on a soit $[\alpha=s ; j=x, \text{sign}(j)=1 ; j=y, \text{sign}(j)=-1]$, soit $[\alpha=i ; j=x, \text{sign}(j)=-1 ; j=y, \text{sign}(j)=1]$

pour obtenir les quatre équations non linéaires couplées suivantes

$$-i \frac{\partial A''_{\alpha j}}{\partial z} = \left(-\frac{\text{sign}(j)\text{sign}(\alpha)\Delta\beta}{2} \Delta\omega + \frac{\beta_2}{2} \Delta\omega^2 + \gamma P_j \right) A''_{\alpha j} + \gamma \left[P_j A''_{\sigma j} + \frac{2}{3} \sqrt{P_j P_m} (A''_{\alpha m} + A''_{\sigma m}) \right] \quad (15)$$

où l'on a soit $[\alpha=i, \sigma=s, \text{sign}(\alpha)=-1]$ ou $[\alpha=s, \sigma=i, \text{sign}(\alpha)=1]$ et soit $[j=x, m=y, \text{sign}(\alpha)=1]$ ou $[j=y, m=x, \text{sign}(\alpha)=-1]$.



Nous allons dans ce qui suit discuter et comparer les solutions de gain de ce système selon que l'on tient compte des ondes non accordées en phase ou pas. Premièrement, on utilise la théorie classique du mélange à quatre ondes^[13], permettant d'obtenir une solution analytique de gain paramétrique à partir des équations (15) et des conditions initiales à l'entrée de la fibre, mais qui néglige l'influence des ondes non accordées en phase. Ce modèle sera corrigé pour prendre en compte les ondes non accordées en phase et obtenir des expressions analytiques de l'accord de phase et du gain^[18]. On explicitera enfin la résolution du système à quatre équations couplées (15) à l'aide du formalisme d'instabilité de modulation^[35,36] en pompe croisée, qui requiert un traitement matriciel.

2.1.4. Gain de mélange à quatre ondes.

Le traitement usuel^[13] du mélange à quatre ondes ne tient pas compte des ondes non accordées en phase, soit $\|A_{sy}\| = \|A_{ix}\| = 0$. Les équations (15) pour les amplitudes A_{sx} et A_{iy} s'écrivent donc sous la forme

$$-i \frac{\partial A_{sx}''}{\partial z} = \left(-\frac{\Delta\beta}{2} \Delta\omega + \frac{\beta_2}{2} \Delta\omega^2 + \gamma P_x \right) A_{sx}'' + \frac{2}{3} \gamma \sqrt{P_x P_y} (A_{iy}^{*''}) \quad (16.a)$$

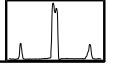
$$-i \frac{\partial A_{iy}''}{\partial z} = \left(-\frac{\Delta\beta}{2} \Delta\omega + \frac{\beta_2}{2} \Delta\omega^2 + \gamma P_y \right) A_{iy}'' + \frac{2}{3} \gamma \sqrt{P_x P_y} (A_{sx}^{*''}) \quad (16.b)$$

On introduit les nouvelles variables d'amplitudes B_{sx} et B_{iy} telles que

$$B_{sx} = A_{sx}'' \exp\left(-i\left(-\frac{\Delta\beta}{2} \Delta\omega + \frac{\beta_2}{2} \Delta\omega^2 + \gamma P_x\right)z\right) \quad (17.a)$$

$$B_{iy} = A_{iy}'' \exp\left(-i\left(-\frac{\Delta\beta}{2} \Delta\omega + \frac{\beta_2}{2} \Delta\omega^2 + \gamma P_y\right)z\right) \quad (17.b)$$

En substituant les équations (17) dans les équations (16) et en considérant la même puissance injectée sur chaque axe de la fibre, soit $P_x = P_y = P/2$ avec P la puissance totale répartie sur les deux axes de la fibre, on obtient



$$\frac{\partial B_{sx}}{\partial z} = \frac{1}{3} \gamma P \exp(-i\kappa z / 2) B_{iy}^* \quad (18.a)$$

$$\frac{\partial B_{iy}}{\partial z} = \frac{1}{3} \gamma P \exp(-i\kappa z / 2) B_{sx}^* \quad (18.b)$$

$$\text{avec } \kappa = -\Delta\beta\Delta\omega + \beta_2\Delta\omega^2 + \gamma P \quad (19)$$

κ est l'écart à l'accord de phase total comprenant les désaccords linéaires dus respectivement à la biréfringence et à la dispersion de vitesse de groupe, et le désaccord dû aux modulations de phase non linéaires.

Une solution générale des deux équations couplées (18) est^[13]

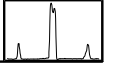
$$B_{s_x}(z) = (a_s e^{gz} + b_s e^{-gz}) \exp\left(-i \frac{\kappa}{2} z\right) \quad (20.a)$$

$$B_{i_x}^*(z) = (a_a e^{gz} + b_a e^{-gz}) \exp\left(-i \frac{\kappa}{2} z\right) \quad (20.b)$$

où les coefficients a_s , b_s , a_a et b_a sont déterminés en introduisant les conditions aux limites (entrée de fibre), g est le facteur de gain paramétrique (par unité de longueur) des ondes signal et idler accordées en phase:

$$g = \left[\left(\frac{1}{3} \gamma P \right)^2 - \left(\frac{\kappa}{2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (21)$$

Le facteur de gain dépend directement du déphasage non linéaire résultant de l'intermodulation de phase dégénérée entre les composantes de pompe et de l'écart à l'accord de phase κ . Pour un accord de phase parfait ($\kappa=0$), le terme négatif de biréfringence compense exactement les termes positifs de dispersion de vitesse de groupe et de modulations non linéaires de phase. Le gain est alors maximal et constant pour une puissance de pompe donnée ($g_{\max} = 1/3 \gamma P$).



L'équation d'accord de phase (19) est une équation du second ordre en $\Delta\omega = \omega_s - \omega_p = \omega_i - \omega_p$. Les fréquences accordées en phase sont calculées à partir de l'accord de phase parfait $\kappa=0$

$$\Delta\omega = + \frac{\Delta\beta}{2\beta_2} \left(1 \pm \sqrt{1 - 4\beta_2 \gamma P \Delta\beta^{-2}} \right) \quad (22)$$

Contrairement au modèle négligeant le terme de désaccord de phase non linéaire^[37], où il n'existe qu'une solution d'écart en fréquence, il existe deux solutions réelles positives de l'équation (22) si et seulement si le terme de biréfringence compense le terme non linéaire.

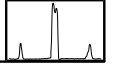
Cependant, les bandes spectrales correspondant au plus petit écart spectral $\Delta\omega$ n'ont jamais été observées expérimentalement. Nous verrons par la suite que le couplage entre les quatre composantes accordées et non accordées en phase empêche l'accroissement de ces bandes spectrales.^[18]

Une expression générale des puissances des ondes signal et idler amplifiées peut être obtenue dans une fibre de longueur L à partir des équations (20) et des coefficients a_s , b_s , a_a et b_a . Les puissances de sortie du signal et de l'idler sont respectivement $P_s(L) = A_{sx}(L) \cdot A_{sx}(L)^* = B_{sx}(L) \cdot B_{sx}(L)^*$ et $P_i(L) = A_{iy}(L) \cdot A_{iy}(L)^* = B_{iy}(L) \cdot B_{iy}(L)^*$. On considère une puissance d'entrée du signal $P_s(0)$ et une puissance nulle pour l'idler ($P_i(0)=0$). Si les deux signaux sont présents à l'entrée de la fibre, des interférences apparaissent et l'amplification devient alors sensible à la phase relative entre le signal et l'idler^[13]. Le gain sur l'onde signal est défini par le rapport de sa puissance en sortie de fibre sur celle en entrée. Il s'exprime sous la forme

$$G_s(L) = \frac{P_s(L)}{P_s(0)} = \left[1 + \left(\frac{\kappa^2}{4g^2} \right) \sinh^2(gL) \right] \quad (23)$$

Dans l'approximation de la pompe non atténuée, le gain se réduit à une fonction exponentielle de la puissance et de la longueur de fibre lorsque l'accord de phase est parfait $\kappa=0$ et $gL \gg 1$

$$G_s(L) \cong \frac{1}{4} \exp\left(\frac{2}{3} \gamma PL \right) \quad (24)$$



On ne peut pas définir un gain effectif pour l'onde idler car sa puissance est nulle à l'entrée de la fibre. Mais on peut définir un rendement de conversion de fréquence $R_i(L)$ par rapport à la puissance du signal d'entrée tel que

$$R_i(L) = \frac{P_i(L)}{P_s(0)} = \left(\frac{\kappa^2}{4g^2} \right) \sinh^2(gL) \quad (25)$$

Il est également important de noter, d'après les équations (18), que les deux ondes signal et idler sont conjuguées en phase. Leurs profils spectraux sont symétriques par rapport à la fréquence de pompe. Cette inversion spectrale a été étudiée dans les fibres pour des applications aux télécommunications^[38]. La conjugaison de phase interviendra ici dans la partie concernant la génération de trains de solitons noirs.

2.1.5. Influence des ondes non accordées en phase

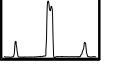
Nous allons maintenant, d'après la référence [18], développer un modèle du premier ordre pour mettre en évidence l'interaction entre les ondes accordées en phase E_{sx} , E_{iy} et non accordées E_{sy} et E_{ix} . Dans un premier temps, les amplitudes des ondes accordées en phase sont déterminées à l'accord de phase de parfait $\kappa=0$. La pompe est considérée toujours constante et l'amplitude des ondes non accordées en phase est considérée faible devant celles des ondes accordées en phase. L'équation (15) pour l'onde non accordée en phase E_{ix} s'écrit sous la forme

$$-i \frac{\partial A_{ix}''}{\partial z} = \left(\frac{\Delta\beta}{2} \Delta\omega + \frac{\beta_2}{2} \Delta\omega^2 + \gamma \frac{P}{2} \right) A_{ix}'' + \gamma \left[P_x A_{sx}'' + \frac{2}{3} P A_{iy}'' \right] \quad (26)$$

En utilisant la condition d'accord de phase donnée par l'Eq. (19), on obtient

$$\Delta\beta\Delta\omega + \beta_2\Delta\omega^2 + \gamma P = 2\Delta\beta\Delta\omega \quad (27)$$

L'équation (27) signifie que les termes linéaires s'ajoutent pour une onde non accordée en phase alors qu'ils se retranchent pour une onde accordée en phase. Le signe du terme de



biréfringence s'inverse (cf. fig.5) Comme E_{sx} et E_{iy} sont parfaitement accordées en phase, la somme de leur phase par rapport aux ondes pompes est égale à $\pi/2$ ^[39]. Par conséquent, en prenant $\|A_{sx}\| = \|A_{iy}\|$, l'équation (26) peut s'écrire sous la forme^[18]

$$\begin{aligned} dA_{ix}'' &= \frac{\partial A_{ix}''}{\partial z} dz = A_{ix}'' dz \left[-i\Delta\beta\Delta\omega + i\gamma \frac{P}{2} \frac{\|A_{sx}''\|}{A_{ix}''} \times \left(\exp(-i\varphi_{sx}) + \frac{2}{3} \exp\left(i\left(\frac{\pi}{2} - \varphi_{sx}\right)\right) \right) \right] \\ &= dA_{ix}^D + dA_{ix}^\perp + dA_{ix}^\parallel \end{aligned} \quad (28)$$

où dA_{ix}^D est le terme de dispersion qui est dû au premier terme de biréfringence dans l'équation (28), dA_{ix}^\perp est la partie imaginaire du second terme, et dA_{ix}^\parallel la partie réelle responsable du gain paramétrique. φ_{sx} est la phase de l'onde signal suivant l'axe lent.

Tant que l'amplification est supposée purement exponentielle, les phases relatives ne changent pas au cours de la propagation, tandis que les gains relatifs à chaque onde doivent être identiques. Par conséquent, nous pouvons déduire à partir de l'équation de gain (21) à l'accord de phase parfait, et de l'équation (28)

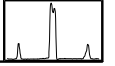
$$dA_{ix}^D + dA_{ix}^\perp = 0$$

$$\text{et} \quad \frac{\|dA_{ix}''\|}{\|A_{ix}''\|} = \frac{\|dA_{sx}''\|}{\|A_{sx}''\|} = g dz = \frac{1}{3} \gamma P dz \quad (29)$$

En substituant l'équation (29) dans l'équation (28), on peut montrer facilement que

$$\frac{\|A_{ix}''\|}{\|A_{sx}''\|} \exp[i(\varphi_{sx} + \varphi_{ix})] = \frac{i\gamma P [1 + (2/3)i]}{i\Delta\beta\Delta\omega + (1/3)\gamma P} \quad (30)$$

Par conséquent, si l'on fait l'hypothèse que l'amplitude des ondes non accordées en phase est faible devant l'amplitude des ondes accordées en phase, équivalant analytiquement à $\Delta\beta/2\Delta\omega \gg (1/3)\gamma P$, on peut ainsi faire l'approximation suivante



$$\frac{\|A''_{ix}\|}{\|A''_{sx}\|} = \frac{\gamma P \sqrt{13}/3}{\Delta\beta\Delta\omega} \quad \text{et} \quad \varphi_{sx} + \varphi_{ix} \cong -2,56 \quad (31)$$

La relation (31) signifie que les amplitudes des ondes non accordées en phase sont proportionnelles au rapport entre le déphasage non linéaire et le terme de biréfringence, dans la limite où ce rapport reste inférieur à 1. On obtient les relations φ_{sy} et $|A''_{sy}|$ pour l'autre onde non accordée en phase E_{sy} en remplaçant A''_{ix} et A''_{sy} respectivement par A''_{sx} et A''_{iy} dans l'équation (28).

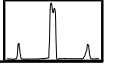
La modification de la condition d'accord de phase par les ondes non accordées en phase se traduit alors, au premier ordre, par une correction $\Delta\beta_{\text{corr}}$ sur le terme non linéaire γP dans l'équation (19)

$$\begin{aligned} \Delta\beta_{\text{NL}} &= \gamma P + \Delta\beta_{\text{corr}} \\ &= \gamma P \left(1 + \frac{\|A''_{ix}\|}{\|A''_{sx}\|} \sin \left[\frac{\pi}{2} - (\varphi_{sx} + \varphi_{ix}) \right] + (2/3) \sin(\varphi_{sx} + \varphi_{ix}) \right) \\ &\cong \gamma P \left(1 - \frac{13\gamma P}{18\Delta\beta\Delta\omega} \right) \end{aligned} \quad (32)$$

De même, on peut calculer la correction Δg sur le gain g par unité de longueur à l'accord de phase parfait à partir de l'équation (21)

$$\begin{aligned} g &= (1/3)\gamma P + \Delta g \\ &= \gamma P \left(\frac{1}{3} + \frac{\|A''_{ix}\|}{\|A''_{sx}\|} \cos \left[\frac{\pi}{2} - (\varphi_{sx} + \varphi_{ix}) \right] + (2/3) \cos(\varphi_{sx} + \varphi_{ix}) \right) \\ &\cong \frac{1}{3} \gamma P \left(1 - \frac{\gamma P}{\Delta\beta\Delta\omega} \right) \end{aligned} \quad (33)$$

Le gain paramétrique de l'équation (33) est plus petit que le gain donné lorsque l'on ne prend pas en compte les ondes non accordées en phase. Comme le gain corrigé est inversement proportionnel à la biréfringence de la fibre, il atteint la valeur du mélange à quatre ondes pour de fortes biréfringences. En conséquence, plus la biréfringence de la fibre est faible, plus les ondes non accordées en phase sont générées et empêchent la croissance



maximale des ondes accordées en phase. Ceci est intuitivement évident pour ce processus en pompe croisée car les écarts spectraux $\Delta\omega$ sont petits, et d'autant plus faibles que la biréfringence de la fibre est faible ou que la puissance de pompe est forte (cf. II.1.8.).

Dans l'approche de diffraction temporelle, les ondes non accordées en phase générées par mélange à quatre ondes se retrouvent presque en opposition de phase (cf. Eq.31) par rapport au système d'interférences, détruisent le contraste du réseau, et perturbent ainsi l'amplification exponentielle en réduisant le gain des ondes signal et idler.

Par cette approche analytique, basée sur la théorie spectrale du mélange à quatre ondes, on retrouve le résultat du formalisme de l'instabilité de modulation^[35,36] : le gain paramétrique diminue avec la biréfringence de la fibre.

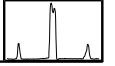
2.1.6. Formalisme d'instabilité de modulation

La théorie de l'instabilité modulationnelle est un formalisme temporel analogue au formalisme de l'amplification paramétrique, dans lequel une faible modulation d'amplitude (i.e. un faible signal décalé en fréquence par rapport à la pompe) est sujette à du gain. Dans le cas d'un processus à pompe croisée dans une fibre fortement biréfringente^[35,36], ce formalisme revient à trouver les solutions stationnaires du système de quatre équations à quatre inconnues (15) données par les amplitudes complexes des quatre ondes E_{sx} , E_{iy} , E_{sy} et E_{ix} . Ce système peut être mis sous la forme matricielle suivante^[40]

$$-j \frac{\partial X(z, \omega)}{\partial z} = \mathbf{A}(\omega) X(z, \omega) \quad (34)$$

avec $X(z, \omega) = [E_{sx}, E_{iy}^*, E_{sy}, E_{ix}^*]$ et la matrice de stabilité du système à coefficients constants.

$$\mathbf{A}(\omega) = \begin{bmatrix} K_{sx} & \gamma P_x & r & r \\ -\gamma P_x & -K_{iy} & -r & -r \\ r & r & K_{sy} & \gamma P_y \\ -r & -r & -\gamma P_y & -K_{ix} \end{bmatrix} \quad (35)$$



$$\text{avec } K_{a\alpha} = \text{sign}(\alpha) \frac{\Delta\beta}{2} \Delta\omega + \frac{\beta_2}{2} \Delta\omega^2 + \gamma P_\alpha \quad \text{et} \quad r = \frac{2}{3} \gamma \sqrt{P_x P_y}$$

où soit $[a=s, \alpha=x, \text{sign}(\alpha)=-1]$, soit $[a=i, \alpha=y, \text{sign}(\alpha)=1]$, soit $[a=s, \alpha=y, \text{sign}(\alpha)=1]$, soit $[a=i, \alpha=x, \text{sign}(\alpha)=-1]$.

D'après l'équation matricielle (34), le phénomène d'instabilité de modulation apparaît s'il existe une valeur propre imaginaire négative k de la matrice de stabilité $A(\omega)$ telle que

$$\text{Det}(A(\omega) - kI) = 0 \tag{36}$$

Le gain en amplitude par unité de longueur d'instabilité de modulation est donné par

$$g = |\text{Im}(k)| \tag{37}$$

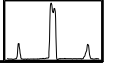
2.1.7. Comparaison des différents modèles théoriques

Les figures 6.(a)-(b) présentent respectivement une comparaison des valeurs du gain paramétrique et de la longueur d'onde d'accord de phase parfait prévues par les différents modèles théoriques. Sont tracées les courbes correspondant :

- à la situation où le terme de désaccord de phase non linéaire de l'équation (19) n'est pas pris en compte ($\gamma P=0$) dans la théorie du mélange à quatre ondes^[37,41]. Dans ce cas, la longueur d'onde accordée en phase correspond à une solution unique de l'équation (22), $\Delta\omega=\Delta\beta/\beta_2$, et évolue linéairement avec la biréfringence.

- au modèle classique de mélange à quatre ondes^[13] prenant en compte le terme non linéaire. Le gain à l'accord de phase parfait, donné par l'équation (21), est alors indépendant de la biréfringence, $g=1/3 \gamma P$. L'équation (22) donne quant à elle deux solutions possibles de longueurs d'onde accordées en phase.

- au modèle non linéaire corrigé au 1^{er} ordre^[18], tenant compte des deux ondes non accordées en phase E_{sy} et E_{ix} . D'après les équations (32) et (33), le gain à l'accord de phase et le désaccord de phase non linéaire augmentent avec la biréfringence.

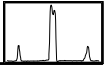


- au formalisme d'instabilité de modulation^[35,36,40]. Le gain maximal (pour une longueur d'onde ou une biréfringence données) est comparable à celui du modèle non linéaire corrigé. En revanche, une seule longueur d'onde accordée en phase apparaît. On ne retrouve en fait que la solution correspondant au plus grand décalage spectral parce que les ondes non accordées en phase pour les faibles écarts spectraux sont fortement générées et détruisent le gain paramétrique.

(a)

(b)

Figure 6: Valeur du gain à l'accord de phase (a) et de la longueur d'onde accordée en phase (b) en fonction de la biréfringence pour 4 modèles théoriques différents. Courbe pleine noire: modèle d'accord de phase linéaire où le désaccord de phase non linéaire n'est pas pris en compte. Courbe pleine bleue: théorie du mélange à quatre ondes (Eqs. 21 et 22). Courbe pleine rouge: modèle non linéaire corrigé (Eqs.33 et 32). Courbe pleine verte: gain d'instabilité de modulation maximal pour une longueur d'onde donnée et biréfringence correspondante. Courbe en pointillés verte: gain d'instabilité de modulation maximal pour une biréfringence donnée. L'intensité de pompe est $I=(10^{-8} \text{ V/m})^2$. D'après référence [18].



Cette différence est illustrée sur la figure 7 montrant les bandes spectrales de gain paramétrique prévues par le mélange à quatre ondes et la bande unique prévue par l'instabilité de modulation, pour une puissance de pompe de 100 W. Pour un écart en longueur d'onde de 3,5 nm, les ondes non accordées en phase ne sont pas négligeables et réduisent sensiblement le gain paramétrique.

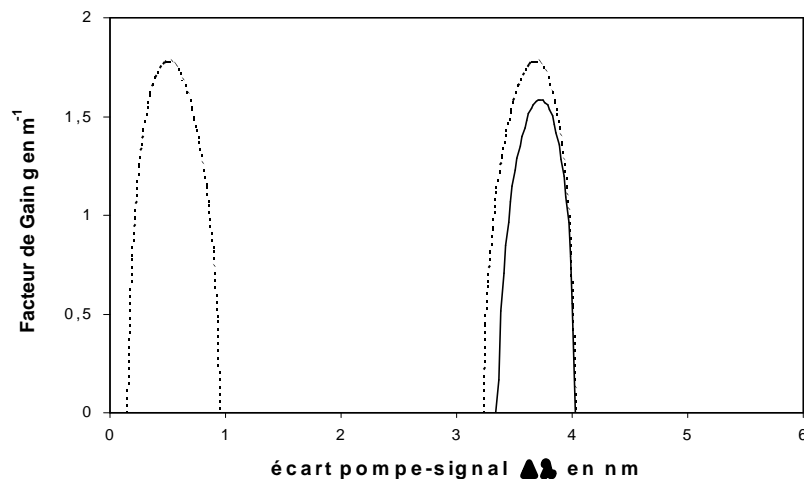


Figure 7 : Bande de gain paramétrique (gain g en fonction l'écart en fréquence pompe-signal $\Delta\lambda$ en nm). En pointillés : mélange à quatre ondes (Eq.21); En trait plein : instabilité de modulation (Eq.37). Les paramètres sont puissance de pompe $P=100$ W, $\beta_2=6.6.10^{-26}$ s²m⁻¹, $\Delta n=5.5.10^{-4}$, $\lambda_p=532$ nm et $\gamma=53.5$ W⁻¹.km⁻¹.

2.1.8. Comparaison des gains d'amplification paramétrique et de fluorescence paramétrique.

La différence fondamentale entre les expériences *d'instabilité de modulation (MI)* (ou de *mélange à quatre ondes, FWM*) et *d'amplification paramétrique* (ou *d'instabilité de modulation induite*) est la présence initiale d'un signal à l'entrée de la fibre.

En l'absence de signal à l'entrée de l'amplificateur, le mélange à quatre ondes génère une émission paramétrique spontanée, appelée encore fluorescence paramétrique, qui naît à partir du bruit quantique^[42,43]. Dans ce cas, les ondes signal et idler de fluorescence sont respectivement appelées Stokes (fréquences basses) et anti-Stokes (fréquences hautes). L'émission paramétrique spontanée est une source de bruit difficilement contournable pour l'amplification de signaux.



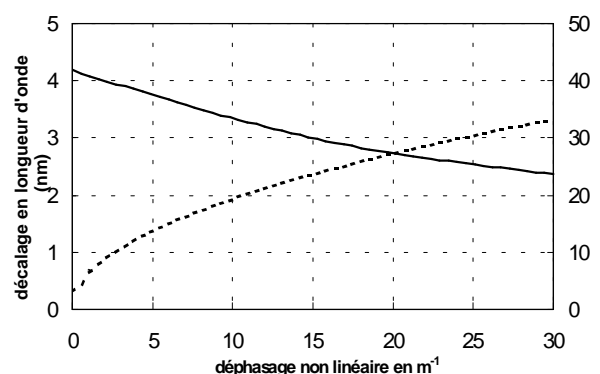
En utilisant les différents formalismes décrits précédemment (équations d'accord de phase (19) et de gain (21) et (37)), nous allons voir comment se comportent différemment l'amplification d'un signal et l'émission paramétrique spontanée.

L'émission paramétrique spontanée existe à toutes les fréquences Stokes et anti-Stokes et satisfait toujours l'accord de phase pour un couple de ces fréquences. Elle représente donc en fait la bande de gain de l'amplificateur paramétrique ($g=1/3\gamma P$). Tracée à partir de l'équation de gain (21) avec $\kappa=0$, la droite en tirets fins de la figure 10 montre que la croissance de la fluorescence paramétrique est exponentielle en fonction de la puissance de pompe.

A partir du formalisme d'instabilité de modulation, l'amplification de la fluorescence paramétrique (trait plein fin de la figure 10) montre que l'évolution s'écarte du comportement purement exponentiel et que le gain est moindre, en accord avec l'équation (33).

Cependant, l'équation d'accord de phase (19) implique également la diminution de la fréquence accordée en phase, espacée de $\Delta\omega$, lorsque le terme non linéaire proportionnel à la puissance de pompe augmente. Par conséquent, les bandes spectrales Stokes et anti-Stokes de fluorescence paramétrique se rapprochent de la fréquence de pompe^[44,45] pour un régime de dispersion positif ($\beta_2 > 0$) et s'éloignent de la fréquence de pompe pour un régime de dispersion négatif ($\beta_2 < 0$) (cf. Eq. 22).

Figure 8 : Ecart spectral $\Delta\omega$ de la longueur d'onde accordée en phase en fonction de la puissance de pompe pour un régime de dispersion normale (trait plein: $\beta_2=6.6.10^{-26} \text{ s}^2\text{m}^{-1}$, $\Delta n=5.5.10^{-4}$, $\lambda_p=532 \text{ nm}$ et $\gamma=53.5 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$) et pour un régime de dispersion anormale (pointillé: $\beta_2=-2.5.10^{-26} \text{ s}^2\text{m}^{-1}$, $\Delta n=5.5.10^{-4}$, $\lambda_p=1550 \text{ nm}$ et $\gamma=53.5 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$).



Ces deux cas, représentés sur la figure 8, montrent le glissement de la longueur d'onde accordée en phase en fonction de la puissance de pompe, calculé à partir du formalisme d'instabilité de modulation.

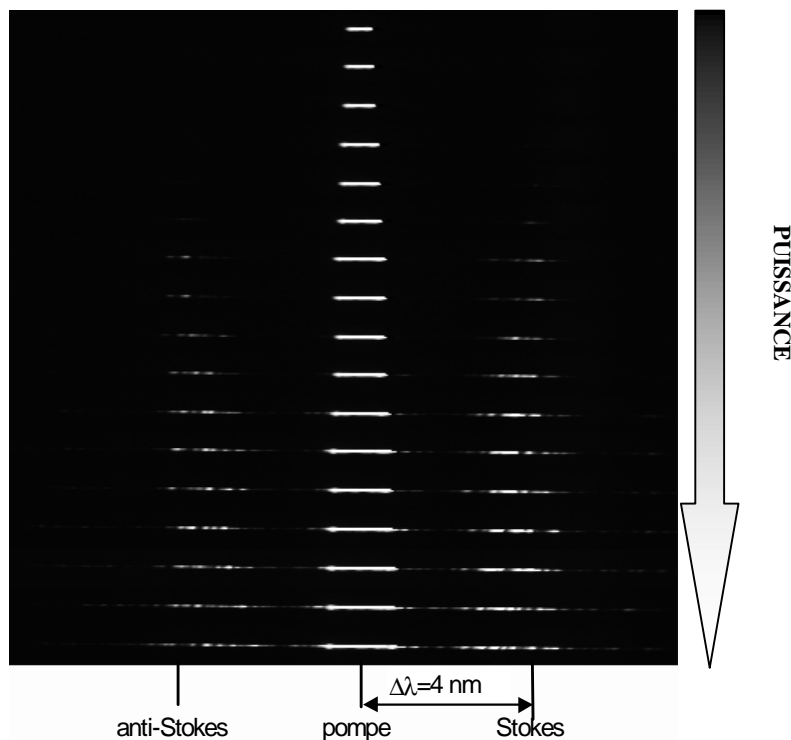
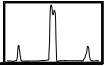


Figure 9 : (ci-contre)
 Observation expérimentale du glissement spectral des bandes Stokes et anti-Stokes pour des intensités de pompe croissantes.
 L'accord de phase linéaire correspond à un écart spectral pompe-signal de 4 nm.

L'élargissement du spectre de la pompe en fonction de sa puissance est dû à l'auto et l'intermodulation de phase des d'impulsions (voir chap. III).

L'observation expérimentale du glissement spectral des bandes Stokes et anti-Stokes est présentée dans le domaine visible sur la figure 9 pour une pompe de longueur d'onde 532 nm et d'intensité croissante.

Pour l'amplification d'un signal, l'accord de phase n'est rigoureusement satisfait que pour une puissance de pompe unique parce que le signal possède une longueur d'onde fixe. Par conséquent, lorsque la puissance de pompe augmente, la bande de gain de l'amplificateur glisse sur la longueur d'onde du signal. **Le gain paramétrique n'est plus exponentiel mais présente alors une courbe en cloche**^[46] (voir courbes en pointillé de la figure 10).

Le gain du signal croît plus rapidement que l'émission paramétrique spontanée avant le point d'accord de phase parfait $P=P_0$ et continue à augmenter pour des puissances supérieures $P>P_0$, bien que les conditions d'accord de phase ne soient plus respectées. Le gain maximum ne correspond pas à l'accord de phase parfait mais à une puissance de pompe $P=9/5 P_0$, obtenue en dérivant l'équation du gain de mélange à quatre ondes (21) par rapport à P . Dans l'approximation de non atténuation de la pompe le gain décroît ensuite de manière symétrique.

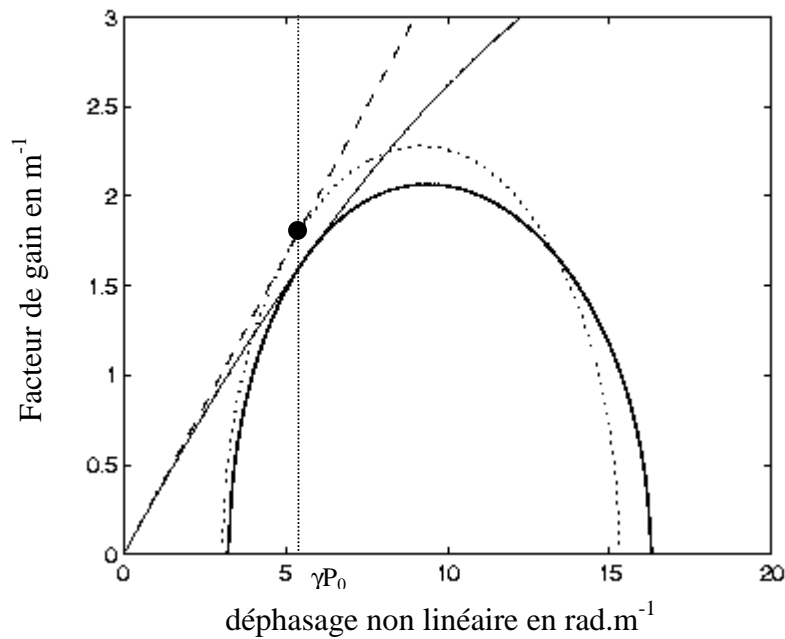
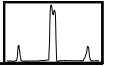


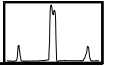
Figure 10: Courbes de gain paramétrique en fonction du déphasage non linéaire par unité de longueur, proportionnel à la puissance de pompe. Théorie FWM non corrigé (tirets fins) et formalisme MI (trait plein fin) pour l'amplification de l'émission paramétrique spontanée (accord de phase parfait). Théorie FWM non corrigé (pointillé) et formalisme MI (trait plein gras) pour l'amplification d'un signal de longueur d'onde fixe. Les paramètres sont $\beta_2=6.6.10^{-26} \text{ s}^2\text{m}^{-1}$, $\Delta n=5.5.10^{-4}$, $\lambda_p=532 \text{ nm}$, $\lambda_s=535.7 \text{ nm}$ et $\gamma=53.5 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$. La ligne verticale représente le point d'accord de phase parfait γP_0 .

Nous avons enfin représenté en trait plein sur la figure 10 le gain donné par le formalisme d'instabilité de modulation (Eq. 37). Pour l'amplification d'un signal, la courbe est bien en cloche mais le gain maximal est plus petit que le gain de mélange quatre ondes et légèrement décalé en abscisse.

Il est important de noter que le signal et l'émission paramétrique spontanée présentent le même gain uniquement à l'accord de phase parfait γP_0 . Pour ce point, les valeurs sont données par les équations (19), (32) et (33).

Sur la figure 11, nous avons tracé les mêmes courbes de gain que dans la figure 10 mais pour une biréfringence de fibre et par conséquent un écart spectral pompe-signal plus petit. Pour de fortes puissances, on remarque que le gain de fluorescence paramétrique décroît et s'annule. Les ondes non accordées en phase, fortement générées, détruisent le processus d'instabilité de modulation^[35].

Par ailleurs, le gain signal maximal est réduit d'environ 1 m par rapport à la figure 10 ce qui confirme l'influence de la biréfringence de la fibre sur le gain paramétrique. De plus, la



différence entre les gains signal d'instabilité de modulation et de mélange à quatre ondes est accentuée (environ $0,4 \text{ m}^{-1}$).

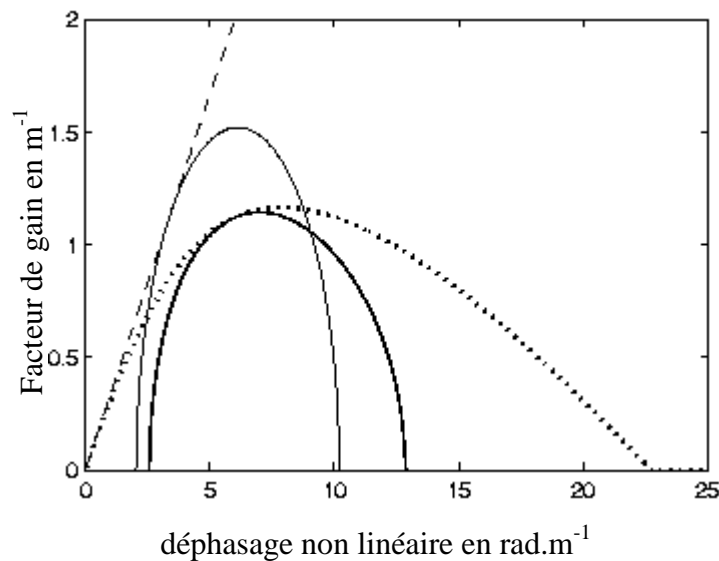
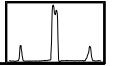


Figure 11: Courbes de gain paramétrique en fonction du déphasage non linéaire, proportionnel à la puissance de pompe. Théorie FWM (tirets) et formalisme MI (pointillés) pour l'amplification de l'émission paramétrique spontanée (accord de phase parfait). théorie FWM (trait plein fin) et formalisme MI (trait plein gras) pour l'amplification d'un signal de longueur d'onde fixe. Les paramètres sont les mêmes que pour la figure 10 sauf : $\Delta n = 3 \cdot 10^{-4}$, $\lambda_s = 533.5 \text{ nm}$

2.1.9. Analyse numérique des équations de Schrödinger non linéaires couplées

Pour compléter l'approche théorique précédente, basée sur un modèle continu, nous avons procédé à une étude numérique, correspondant à l'expérience, de l'amplification paramétrique dans les fibres fortement biréfringentes en régime impulsif picoseconde. Le programme consiste à simuler la propagation non linéaire d'une impulsion pompe et d'un signal accordé en phase à partir des équations non linéaires couplées (8) et la méthode de Fourier itérative^[14,47].

La figure 12 représente les spectres correspondant à chaque axe en sortie de fibre. Les paramètres sont choisis de manière à correspondre à l'expérience. Pour une biréfringence de fibre de $3,8 \cdot 10^{-4}$ et un écart pompe-signal de 2,1 nm, on observe sur l'axe lent (figure 12.a) l'amplification du signal et la génération de l'idler non accordée en phase avec moins d'efficacité. De même, sur l'axe rapide (figure 12.b), on remarque la génération de l'idler et du signal non accordé en phase. On peut noter également l'émergence des harmoniques d'ordres supérieurs +2 et -2. Un atout important de cette simulation est la prise en compte du caractère impulsif. Les spectres de chaque pompe sont élargis par automodulation de phase. De



plus, une asymétrie spectrale, présente sur toutes les ondes, est principalement due aux effets combinés de l'intermodulation de phase dégénérée entre les deux impulsions pompes polarisées orthogonalement^[32] (cf. Chap. III).

Les figure 12(a)-(b) sont pratiquement des images "miroirs" l'une de l'autre, ce qui montre bien les propriétés d'inversion spectrale du mélange à quatre ondes.

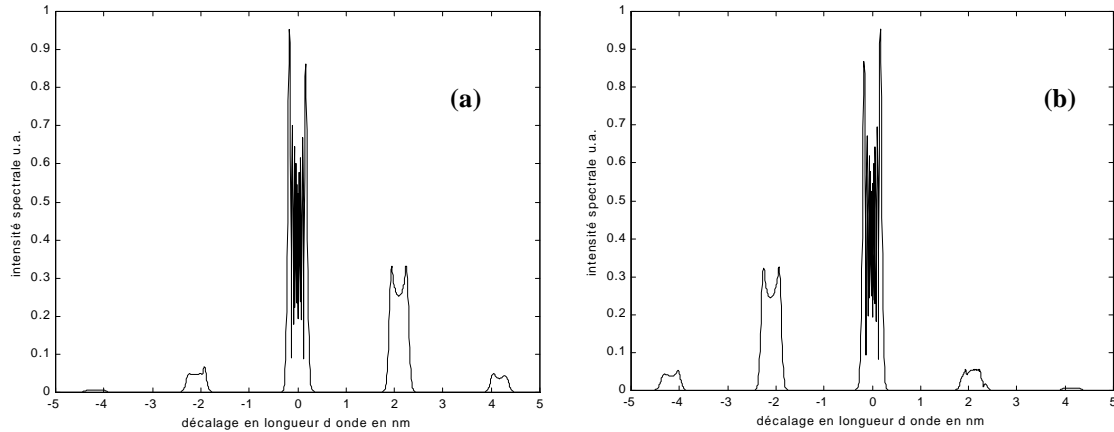


Figure 12 : Spectres théoriques de l'amplification paramétrique par simulation numérique des équations de Schrödinger non linéaires couplées. (a). axe lent, (b). axe rapide. Les paramètres sont $\beta_2=6.6.10^{-26} \text{ s}^2\text{m}^{-1}$, $\Delta n=3,8.10^{-4}$, $\lambda_p=532 \text{ nm}$, $\lambda_s=534.1 \text{ nm}$ et $\gamma=53.5 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$. $L= 3\text{m}$, $P_p=225 \text{ W}$, $P_s=250 \text{ mW}$. $T_0=20 \text{ ps}$ (demi largeur à $1/e$ des impulsions pompe et signal).

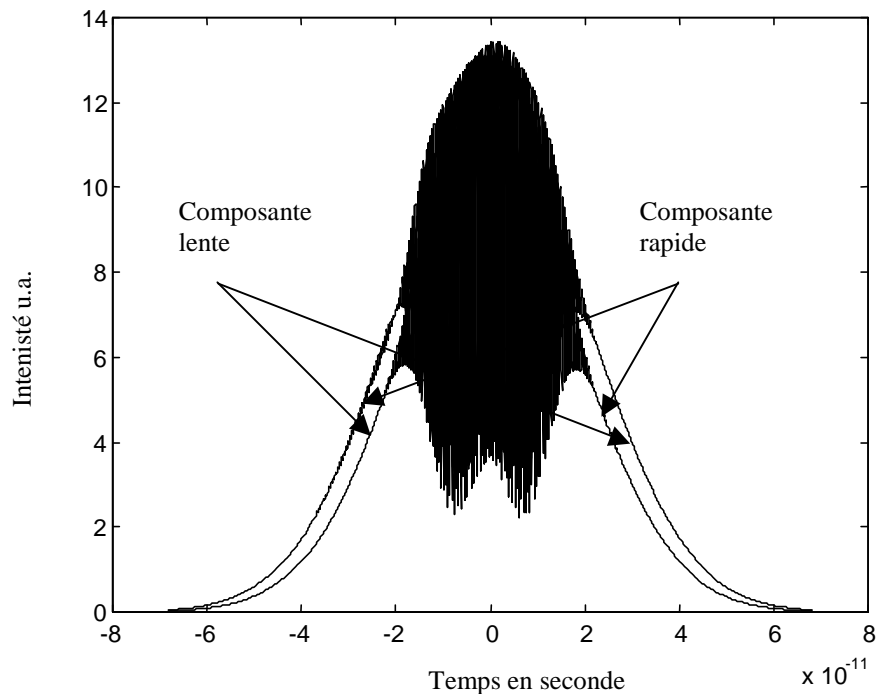
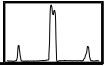


Figure 13: Profils temporels en intensité des deux composantes polarisées orthogonalement en sortie de fibre. Les paramètres sont identiques à ceux de la figure 12.



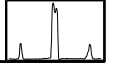
La figure 13 montre les profils temporels correspondants en sortie de fibre des deux composantes polarisées sur chaque axe la fibre. L'accroissement des bandes spectrales signal et idler au cours de la propagation s'observe dans le domaine temporel par une modulation ultra rapide d'intensité de contraste important dont la période de modulation vaut l'inverse du décalage en fréquence, $dT=1/\Delta\omega\sim 450$ fs, très petite devant la durée de l'impulsion (20 ps).

On remarque aussi que les deux composantes sont décalées en sortie par la biréfringence de la fibre. L'amplification paramétrique n'a lieu que dans l'espace de recouvrement des deux impulsions. Les impulsions signal et idler sont par conséquent légèrement compressées en sortie de fibre.

2.1.10. Effet de l'atténuation de la pompe

Jusqu'à présent, nous avons considéré dans la théorie de l'amplification paramétrique que la puissance de pompe reste constante au cours de la propagation, afin de simplifier le modèle. Cette approximation reste entièrement valable tant que l'on considère une puissance d'entrée du signal et un gain paramétrique suffisamment faibles. Cependant, au cours du processus d'amplification, les puissances des ondes signal et idler soumises à un gain exponentiel en fonction de la distance peuvent saturer rapidement et conduire à une forte atténuation de la pompe. Trillo *et al* ont montré récemment que l'atténuation de la pompe modifie considérablement les conditions d'accord de phase dans le cas d'une fibre faiblement biréfringente^[48]. Dans les milieux fortement biréfringents, De Angelis *et al*^[49] ont montré que le régime de pompe atténuée pouvait être décrit par une interaction à quatre ondes en tenant compte dans les équations (7) et (8) de tous les termes de mélange à quatre ondes y compris ceux comportant un seul champ de pompe. Ils observèrent alors un régime périodique de forte conversion d'énergie entre la pompe et les bandes paramétriques^[50]. Cette oscillation du gain paramétrique dépend fortement des conditions initiales à l'entrée de la fibre. Dans certaines conditions, l'énergie de la pompe peut être totalement transférée sur les bandes paramétriques. Cette situation est assez intéressante puisqu'elle pourrait s'appliquer à la commutation ultra-rapide.

La figure 14 montre une simulation numérique de l'évolution des puissances de la pompe et des bandes paramétriques en régime d'atténuation. On voit alors l'énergie du signal croître exponentiellement jusqu'à un niveau de saturation. Ensuite le gain paramétrique



oscille, correspondant à un échange périodique d'énergie entre la pompe et les bandes paramétriques. La simulation est basée sur des impulsions picosecondes qui sont soumises à des effets de non recouvrement temporel dû à l'effet de "walk-off" induit par la biréfringence de la fibre. C'est pourquoi l'atténuation de la pompe n'est pas complète.

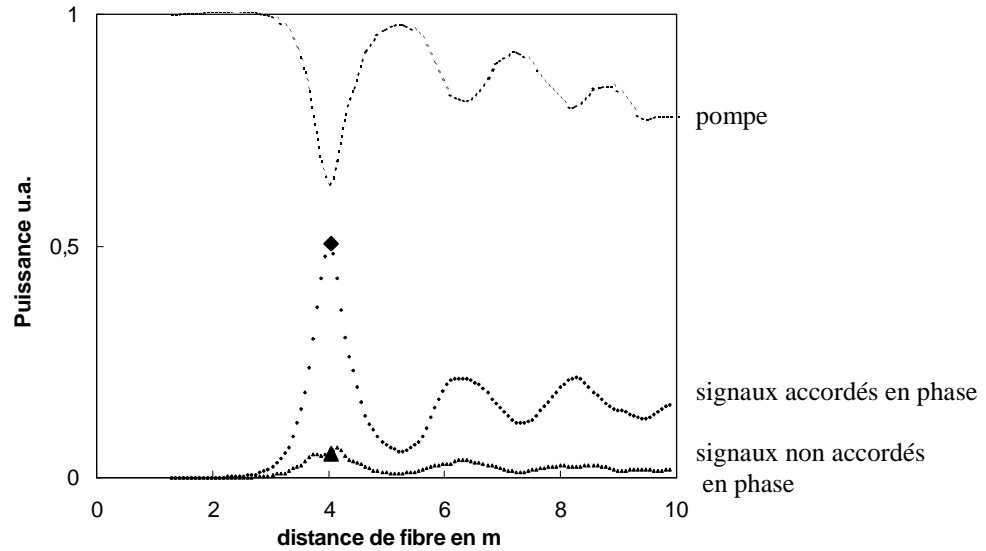


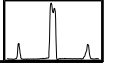
Figure 14 : Evolution de la puissance de la pompe (pointillés), des bandes signal et idler accordées en phase (losanges) et des bandes désaccordées en phase (triangles) en fonction de la distance de propagation z en régime d'atténuation de la pompe. Les paramètres sont: longueur de fibre $L=10$ m, $\beta_2=6.6.10^{-26}$ s²m⁻¹, $\Delta n=3,8.10^{-4}$, $\lambda_p=532$ nm, $\lambda_s=534.0$ nm, $\gamma=53.5$ W⁻¹.km⁻¹, $P_p=256$ W, $P_s=600$ mW et $T_0=20$ ps.

En conclusion, le comportement du gain paramétrique est fortement modifié lorsque la pompe est atténuée.

2.1.11. Effet de la diffusion Raman stimulée

La diffusion Raman stimulée dans les fibres optiques est un processus de couplage résonant photon-phonon qui amplifie les basses fréquences Stokes et absorbe les hautes fréquences anti-Stokes (voir chapitres IV et V). La courbe de gain de la diffusion Raman stimulée est représentée sur la figure 3 du chapitre IV. En tenant compte de la diffusion Raman stimulée parallèle et perpendiculaire dans une fibre biréfringente, l'équation du gain paramétrique (21) s'écrit alors

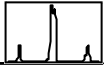
$$g = g + \frac{g_{R//}}{A_{\text{eff}}} (\Delta\omega) + \frac{g_{R\perp}}{A_{\text{eff}}} (\Delta\omega) \tag{38}$$



où $g_{R//}$ et $g_{R\perp}$ sont les gains Raman parallèle et perpendiculaire, A_{eff} est l'aire du mode de propagation^[51].

La diffusion Raman stimulée introduit donc une asymétrie dans le processus d'amplification paramétrique. Le signal situé du côté Stokes, placé au voisinage de la bande de gain Raman de la pompe, se trouve amplifié alors que l'idler du côté anti-Stokes est absorbé^[14]. De plus, l'apparition de l'effet Raman provoque généralement de fortes distorsions spectrales des impulsions et agit comme une source de bruit supplémentaire.

La partie suivante est consacrée à la caractérisation expérimentale du gain d'amplification paramétrique d'un signal impulsionnel, utilisant un processus de pompe croisée dans une fibre biréfringente. Nous verrons notamment comment intervient le gain Raman à forte puissance de pompe.



2.2. Expérience d'amplification paramétrique de signaux impulsionnels visibles.

L'expérience d'amplification paramétrique est effectuée dans le domaine visible, principalement à partir d'une source laser impulsionnelle picoseconde délivrant des impulsions de largeur spectrale réciproque de leur durée. Ces impulsions sont de remarquables outils pour une caractérisation cohérente des effets non linéaires dans les fibres optiques. Le dispositif expérimental s'est beaucoup inspiré des expériences qu'avait menées Denis Gindre au Laboratoire^[24]. L'acquisition en Avril 1997 d'un générateur paramétrique picoseconde a permis de faciliter toutes les expériences à deux fréquences décrites dans cette thèse. Les schémas global et détaillé de l'expérience d'amplification sont représentés sur les figures 15 et 16.

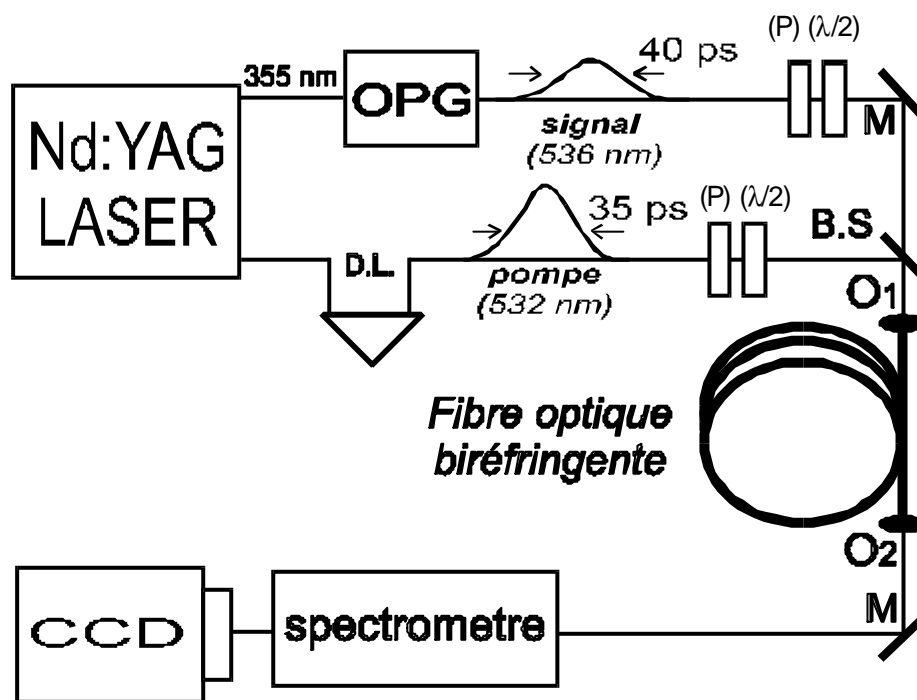
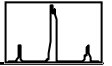


Figure 15 : Schéma expérimental simplifié de l'amplification paramétrique de signaux optiques. *M*: Miroirs, *B.S.*: lame semi-transparente (50/50), (*O1*,*O2*): Objectifs de microscope $\times 10$, *D.L.*: ligne à retard pour la synchronisation des impulsions. *P*: polariseurs de Glan, $\lambda/2$: lames demi-onde.



Figure 16 : Schéma détaillé de l'expérience d'amplification paramétrique de signaux optiques picosecondes.,
B.S: lame semi-transparente (50/50), (O1,O2): Objectifs de microscope $\times 10$, D.L.: ligne à retard pour la
synchronisation des impulsions. P: polariseurs de Glan, $\lambda/2$: lames demi-onde.



2.2.1. Sources pompe et signal

La pompe de longueur d'onde 532 nm est fournie par un laser Nd:YAG à modes bloqués en phase (QUANTEL, modèle YG 501). Il délivre des impulsions d'une durée mesurée à 38 ps à un taux de répétition de 10 Hz. Le laser émet à la longueur d'onde de 1064 nm. Il est doublé et triplé en fréquence par des cristaux de KDP.

L'impulsion optique délivrée ne possède qu'un seul échantillon spectro-temporel ($\Delta\nu\Delta T=1$), c'est à dire que la durée de l'impulsion est réciproque de sa largeur spectrale $\Delta\nu\approx 30$ GHz (0.028 nm). Le profil spatial de l'impulsion pompe est monomode TEM₀₀ (profil Gaussien d'un demi-centimètre de largeur à mi-hauteur) et sa puissance crête à l'entrée du montage peut atteindre 100 MW après amplification et doublage de fréquence. Cette puissance est très largement suffisante puisque les puissances crêtes nécessaires à l'expérience d'amplification paramétrique ne dépassent pas le KW.

L'impulsion signal est créée à partir d'un générateur/amplificateur paramétrique optique (OPG) pompé par une impulsion triplée en fréquence (355 nm) issue du laser Nd:YAG, d'énergie environ 10 mJ. La longueur d'onde est accordable dans le domaine visible sur une plage de 420 à 680 nm et dans le domaine infrarouge de 740 à 2200 nm.

La courbe d'émission et le schéma de principe du générateur paramétrique sont représentés sur les figures 17.(a)-(b). Un cristal de LBO pompé par une partie de l'impulsion à 355 nm génère une émission paramétrique dont la bande de fréquence, définie par l'accord de phase, varie suivant l'angle de rotation du cristal. Un réseau de diffraction permet alors de sélectionner la longueur d'onde désirée. Celle-ci est ensuite amplifiée par un second passage dans le cristal de LBO pour procurer un faisceau assez cohérent spatialement et temporellement. On peut noter que la différence avec les oscillateurs paramétriques est l'absence d'une cavité résonnante.

Le faisceau délivré par l'OPG diverge légèrement. Il est alors filtré spatialement à l'aide d'un système afocal (175 mm ; 80 mm) et d'un trou source (10 μ m). Une lame demi-onde suivie d'un polariseur de Glan permet de choisir la puissance du faisceau.

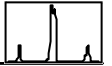


Figure 17 : (a). Schéma de principe du générateur/amplificateur paramétrique optique picoseconde. Modèle PG.401 VIR. (EKSPLA co. Lasers). (b). Courbe d'émission en longueur d'onde.

La figure 18 montre les profils temporels gaussiens de la pompe et de l'impulsion en sortie d'OPG, obtenus à l'aide d'une caméra à balayage de fente de résolution 5 ps. La caméra à balayage de fente est spécialement conçue pour permettre l'analyse temporelle des phénomènes lumineux de durée brève comprise entre quelques nanosecondes et quelques picosecondes.

x

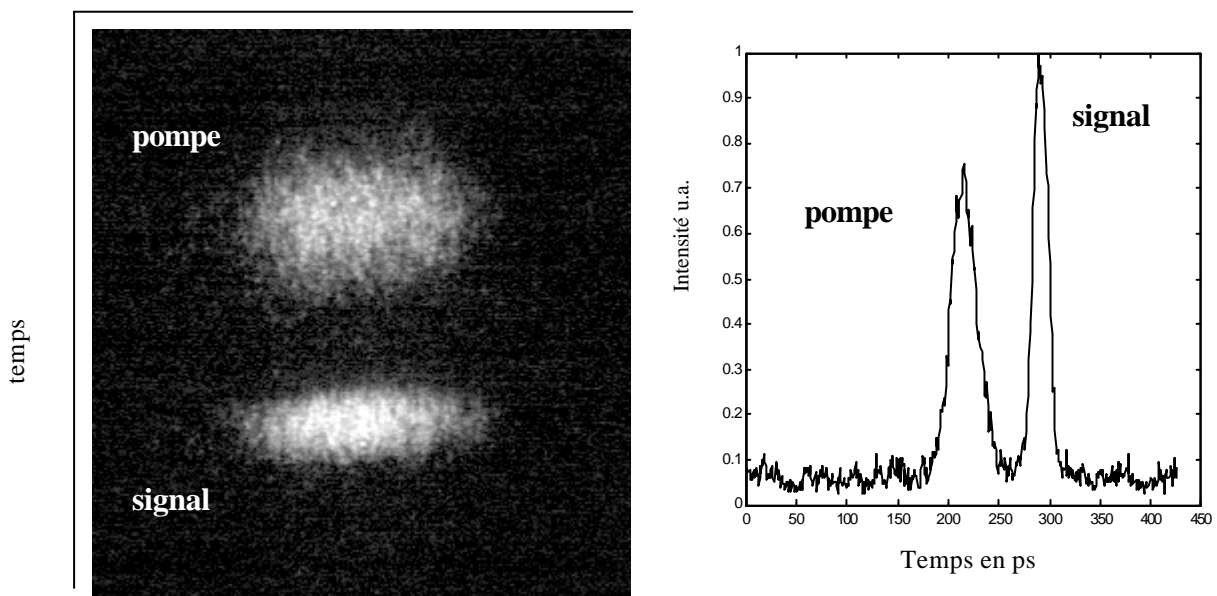
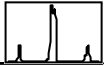


Figure 18 : Profils temporels des impulsions pompe et signal enregistrés sur la caméra à balayage de fente.



Elle fait partie du système OPTOSCOPE qui dans sa version standard est constitué des appareils suivants:

- une caméra à balayage de fente (marque ARP ; Modèle RGM-SC1) avec un tiroir de balayage TRD1.
- un intensificateur de lumière à galette de microcanaux RAGM2
- une caméra de détection à capteur CCD bidimensionnel KRCCD.
- un logiciel et un analyseur numérique d'images en temps réel ANIMATER-V2.

Les largeurs temporelles à mi-hauteur des impulsions pompe et de sortie d'OPG ont été respectivement mesurées à 38 ± 2 ps et 18 ± 2 ps à partir d'une vingtaine d'acquisitions.

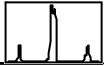
Ensuite, l'impulsion issue de l'OPG est analysée par un spectroscopie (figure 19) muni d'un système afocal (170 mm ; 0.5 m/objectif CERCO) et d'un réseau holographique de 2400 traits par millimètre. D'une part, il permet de filtrer un échantillon spectral unique, d'environ 25 GHz, dans le spectre (150 ± 20 GHz) afin de mettre en forme l'impulsion signal. D'autre part, il permet d'étirer temporellement cette dernière à 41 ± 2 ps pour atteindre une durée proche de celle de la pompe, afin d'optimiser les recouvrements temporels lors du processus d'amplification.

Les impulsions pompe et signal sont synchronisées à l'entrée de l'amplificateur après superposition des faisceaux par une lame semi-transparente. Le réglage du recouvrement des deux impulsions en entrée de fibre est effectué par déplacement d'un prisme de renvoi servant de ligne à retard et contrôlé par la caméra à balayage de fente.

2.2.2. Les fibres amplificatrices.

Les deux faisceaux pompe et signal sont injectés dans la fibre amplificatrice à l'aide d'un objectif de microscope x10. La fibre est montée sur connecteur spécifique et fixée sur une monture à 6 degrés de liberté.

Les fibres utilisées comme amplificateurs paramétriques sont des fibres unimodales en silice, à maintien de polarisation (cf. chapitre I.1). Leur diamètre de coeur est de l'ordre de 3-4 μm , la longueur d'onde de coupure est d'environ 400 nm et leur ouverture numérique de 0,11. Les fibres possèdent une biréfringence forte, comprise entre 3.10^{-4} et 6.10^{-4} , donc des



longueurs de battement à 532 nm de l'ordre du millimètre. Les axes principaux x et y sont préalablement déterminés par mélange à quatre ondes à l'aide d'une génération de fluorescence paramétrique. L'émission Stokes (anti-Stokes) polarisée sur l'axe lent (rapide) est repérée à l'aide d'un analyseur de Glan.

Pour l'expérience en régime picoseconde, les longueurs de fibre utilisées sont toujours de 3 m, de manière à effectuer facilement la comparaison des gains pour des biréfringences différentes.

Pour respecter la condition d'accord de phase du processus à pompe croisée (cf. figure 5), la direction de polarisation de la pompe est ajustée à 45° des axes principaux à l'aide d'une lame demi-onde ($\lambda/2$). Celle du signal est ajustée suivant l'axe lent.

En sortie de fibre, les impulsions pompe, signal et idler sont séparées à l'aide d'un spectroscopie à réseau (30mm ; 0,3m, 2400 tr/mm) possédant une résolution de 4 GHz. L'acquisition du spectre est effectuée à l'aide d'une caméra mono-coup munie d'un capteur CCD 512x512 pixels de surface 8,8x6,6 mm. (Marque I2S, modèle IMC 500).

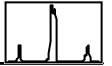
2.2.3. Les spectroscopes à réseau

Les spectroscopes à réseau sont tous composés d'un système afocal comprenant un objectif CERCO et d'un réseau de diffraction holographique en réflexion. Le principe de diffraction par un spectroscopie à réseau est représenté sur la figure 19 pour une configuration dite en Littrow. Une lame semi-transparente est placée à 45° entre les deux lentilles du système télescopique afin de minimiser les aberrations.

La dispersion dans le plan de sortie du spectroscopie en nm/mm vaut

$$\frac{d\lambda}{dx} = \frac{1}{2F} \sqrt{4a^2 - \lambda^2} \quad (39)$$

Les réseaux utilisés pour les toutes expériences décrites dans ce manuscrit ont été calibrés à l'aide d'une lampe spectrale Hg-Zn-Cd. Les différents calibrages, déterminés en nanomètres par pixels, et les dispersions des réseaux sont reportés dans le tableau ci-dessous.



Element	Hg	Hg	Cd/Zn	Zn	Cd/Zn	Cd	Hg	Hg	Zn	Cd
Teinte	2 violet	bleu	4 Cyan			Vert Em	Vert Po	2 jaune	rouge	rouge
longueur d'onde nm	404/408	436	468	472	480/481	509	546	577/579	636	644
Réseau 600 traits/mm	focale=300 mm									
dispersion en Pixels	388/421	388/107	248	292	170/159	56	436	294/272	242	319
dispersion en GHz/pix	220	167		123	108	105		81,6	106,89	
dispersion en nm/Pix						0,0974		0,0957		
calcul théorique	93,7		93,5			93,2		93		92,6
Réseau 2400tr/mm	focale=500 mm									
dispersion en Pixels			479/49		196/300			102/338		
dispersion en nm/Pix			0,0093		0,0096			0,0089		

Tableau d'étalonnage des différents réseaux holographiques utilisées dans les expériences.

Spectroscopie à Réseau (f , F , 1/λ)

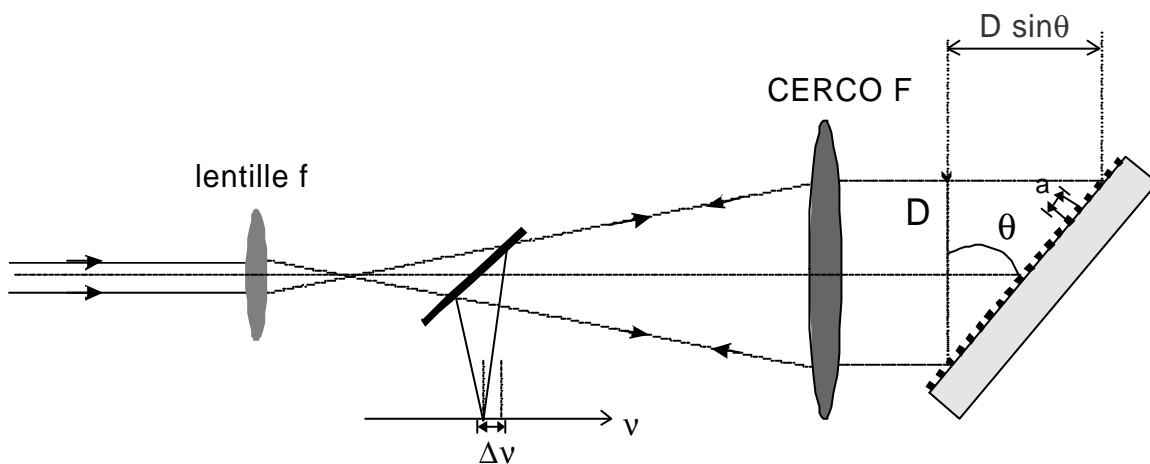
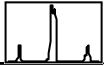


Figure 19 : Schéma de principe d'un spectroscopie à réseau en configuration Littrow.

La réponse impulsionnelle temporelle du réseau en réflexion est donnée par la différence de temps entre les trajets extrêmes parcourus par le faisceau (cf.figure 19), soit ^[52]

$$\delta t' = \frac{2D(\sin \theta)}{c} = \frac{2Na(\sin \theta)}{c} \quad (40)$$



où D est le diamètre du faisceau transmis par l'objectif CERCO, N le nombre de traits, a le pas du réseau et θ l'angle de diffraction tel que^[53]

$$2 \sin \theta = \frac{k\lambda}{a} \quad (41)$$

λ est la longueur d'onde d'éclairement et k l'ordre de diffraction considéré.

La résolution de l'instrument est donnée par

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{2D \sin \theta}{\lambda} = v \delta t' \quad (42)$$

et le plus petit élément résolu vaut $\Delta v = \frac{v}{R} = \frac{1}{\delta t'}$.

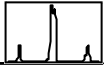
Deux conditions de fonctionnement différentes des spectroscopes seront utilisées dans les expériences, selon que l'on veuille une résolution spectrale maximale ou que l'on cherche à analyser des variations fréquentielles au cours du temps.

i) Réponse impulsionnelle du réseau >> durée de l'impulsion

Le spectre, observé sur un axe horizontal dans le plan image du CERCO, est complètement résolu lorsque la réponse impulsionnelle temporelle du réseau est très supérieure à la durée de l'impulsion ($\delta t' \gg \Delta T$). Dans ce cas, la résolution du spectroscope est en effet beaucoup plus fine que la largeur spectrale (de l'ordre de 30 GHz) de l'impulsion elle-même (supposée satisfaire la relation $\Delta v \cdot \Delta T \approx 1$). Le spectre de cette dernière est donc correctement échantillonné et ses plus fins détails spectraux sont observables.

ii) Réponse impulsionnelle du réseau < durée de l'impulsion

Des réseaux dont la réponse impulsionnelle temporelle est inférieure à la durée de l'impulsion seront en revanche utilisés dans le chapitre III pour réaliser une spectroscopie résolue dans le temps. Dans ce cas où $\delta t' < \Delta T$, il est en effet possible d'analyser la répartition des fréquences au cours du temps, mais avec une résolution spectrale insuffisante.



2.2.4. Procédure de mesure

Afin de rendre les mesures de gain paramétrique simples et efficaces, une chaîne de mesure numérique complète a été mise au point. Elle est constituée de la caméra à capteur CCD (512 par 512 pixels), d'une carte d'acquisition d'images (MATROX) associée à un logiciel de traitement numérique (PCSCOPE). Les images sont numérisées sur 8 bits (256 niveaux de gris) et traitées par un micro-ordinateur PC 486. La caméra possède un mode d'acquisition "mono-coup" qui lui permet de fonctionner comme un appareil photographique ultra-rapide à temps d'exposition programmable. La fréquence d'émission des tirs lasers de 10 Hz impose ce fonctionnement afin que chaque acquisition contienne de manière certaine l'information relative à une impulsion laser unique, pour que les mesures ne soient pas entachées par les fluctuations d'intensité importantes de la source laser. Pour limiter le bruit extérieur, une synchronisation externe délivrée par l'alimentation du laser a été installée et permet de diminuer le temps de pose électronique de la caméra à 5 μ s.

Un ensemble de programmes en langage C a été spécialement conçu pour effectuer des mesures spectrales et énergétiques dans des fenêtres d'acquisition définies numériquement sur le capteur CCD. Trois fenêtres permettent de réaliser respectivement et pour le même tir laser l'acquisition de (cf. figure 16) :

- un faisceau pompe de référence d'entrée,
- un faisceau signal de référence d'entrée,
- dans le spectre obtenu en sortie de fibre, une fenêtre sélectionne le signal Stokes amplifié.

Une partie importante de l'étude consiste à mesurer la dynamique du gain paramétrique, pour un signal faible, en fonction de la puissance de pompe. La procédure de mesure est schématisée sur la figure 20. Pour une biréfringence donnée (cf. Eq 22), la longueur d'onde du signal est choisie telle que l'excursion en puissance de pompe permette, dans la mesure du possible, un glissement spectral de la bande de gain (cf. figure 9) balayant complètement le signal. Lorsque cette situation peut être satisfaite, le signal est placé le plus loin possible de la pompe afin que l'amplification puisse se faire tout en restant en dessous du seuil de détection de la fluorescence paramétrique. On mesure alors précisément à partir de l'étalonnage précédent la longueur d'onde du signal.

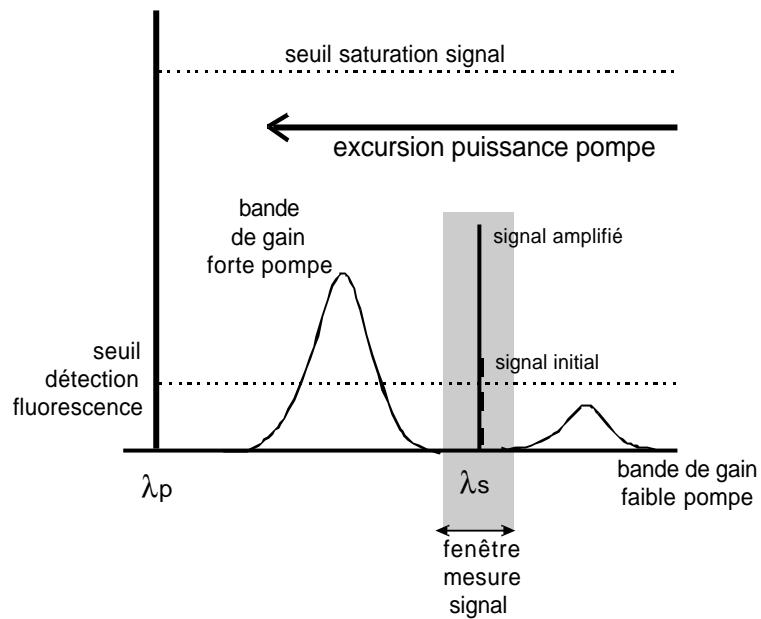
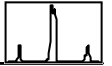


Figure 20 : Procédure de mesure du gain paramétrique

On règle ensuite l'énergie du signal d'entrée $E_s(0)$ (environ quelques picojoules) de façon à ce qu'il soit nettement supérieur au bruit quantique mais assez faible pour ne pas saturer l'amplificateur paramétrique.

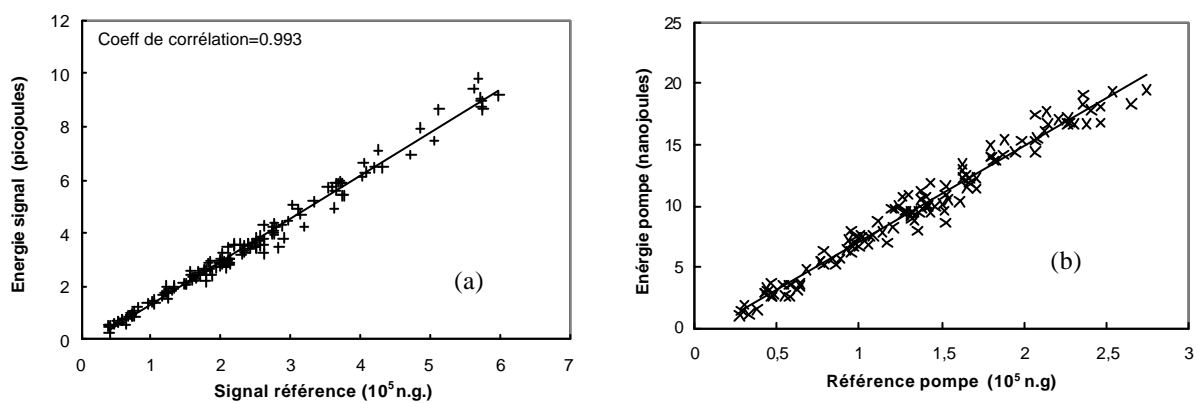
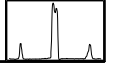


Figure 21 : Courbes d'étalonnage du signal (a) et de la pompe (b) à l'entrée de la fibre. Energie mesurée par le joulemètre en fonction de l'énergie de référence mesuré sur la caméra CCD en niveaux de gris.



Les énergies d'entrée du signal et de la pompe sont mesurées séparément en niveaux de gris sur la caméra CCD, à l'aide des références énergétiques, et calibrées par un joulemètre (figure 21). Le joulemètre est placé directement en sortie de fibre (cf. figure 16), ce qui permet de mesurer l' énergie effectivement injectée dans celle-ci, en supposant l' absorption négligeable sur 3 m. Ainsi, on connaît à chaque acquisition les puissances en Watt (en tenant compte de la durée de l'impulsion) de la pompe et du signal à la fois à l'entrée et à la sortie de la fibre.

En augmentant progressivement la puissance de pompe, on mesure alors tir à tir (impulsion par impulsion) l'énergie du signal amplifié $E_s(L)$ dans une fenêtre spectrale de largeur 0,5 nm (cf. figure 20). D'une part, cette fenêtre numérique est suffisamment large pour prendre en compte l'élargissement spectral du signal dû à son intermodulation de phase avec la pompe. D'autre part, cette fenêtre spectrale est suffisamment étroite pour rejeter le maximum d'énergie provenant de la fluorescence paramétrique lorsque celle-ci apparaît à forte puissance de pompe. En effet l'émission paramétrique spontanée démarre à partir du bruit quantique (un photon d'énergie $h\nu_s$ [$\sim 10^{-19}$ joules] par mode spatio-temporel). Elle est détectée à partir d' un seuil de puissance de pompe nettement supérieure à celle nécessaire à l'amplification du signal.

$$\text{Le gain du signal est défini par : } G(\text{dB}) = 10 \cdot \log \frac{E_s(L)}{E_s(0)} \quad (43)$$

L étant la longueur de fibre.

Les mesures de l' énergie de fluorescence paramétrique sont, quant à elles, réalisées en absence de signal en entrée de fibre, avec une fenêtre numérique englobant la totalité de la bande spectrale détectée. Cette énergie est également calculée théoriquement en considérant l' amplification de chaque composante de fréquence (d' énergie) accordée en phase, suivant l' équation de gain (21) ou (37), et en intégrant sur toute la bande de gain paramétrique Stokes.

L' énergie de sortie est donnée par l' intégrale suivante

$$E_s(L) = P_s(L) \cdot \Delta T = \left[\int_0^{+\infty} h\nu \cdot \exp(2g(\nu)L) d\nu \right] \cdot \Delta T \quad (44)$$



où g est le gain paramétrique et $P_s(L)$ est la puissance Stokes de sortie de fibre. La largeur d'un mode spectral est donnée par $\Delta\nu=1/\Delta T$ où ΔT est la largeur à $1/e$ de la durée de l'impulsion pompe. Comme la bande de gain varie avec la puissance de pompe, il est important de compter précisément le nombre de modes accordés en phase.

La bande de gain glissant vers la fréquence de pompe (cf. figure 9) lorsque l'on augmente sa puissance, l'émission paramétrique spontanée à forte puissance se retrouve plus proche de la pompe par rapport à la fréquence du signal avec la procédure de mesure adoptée (cf. figure 20). Ainsi, on peut également mettre en évidence la baisse du gain signal en régime d'atténuation de la pompe comme le prévoit la théorie.

2.2.5. Mesure des gains d'amplification et de fluorescence paramétriques

Les mesures réalisées ont pour but de comparer les dynamiques des gains d'amplification d'un signal et de fluorescence paramétrique en fonction de la puissance de pompe et de montrer l'influence de la biréfringence sur le gain^[46].

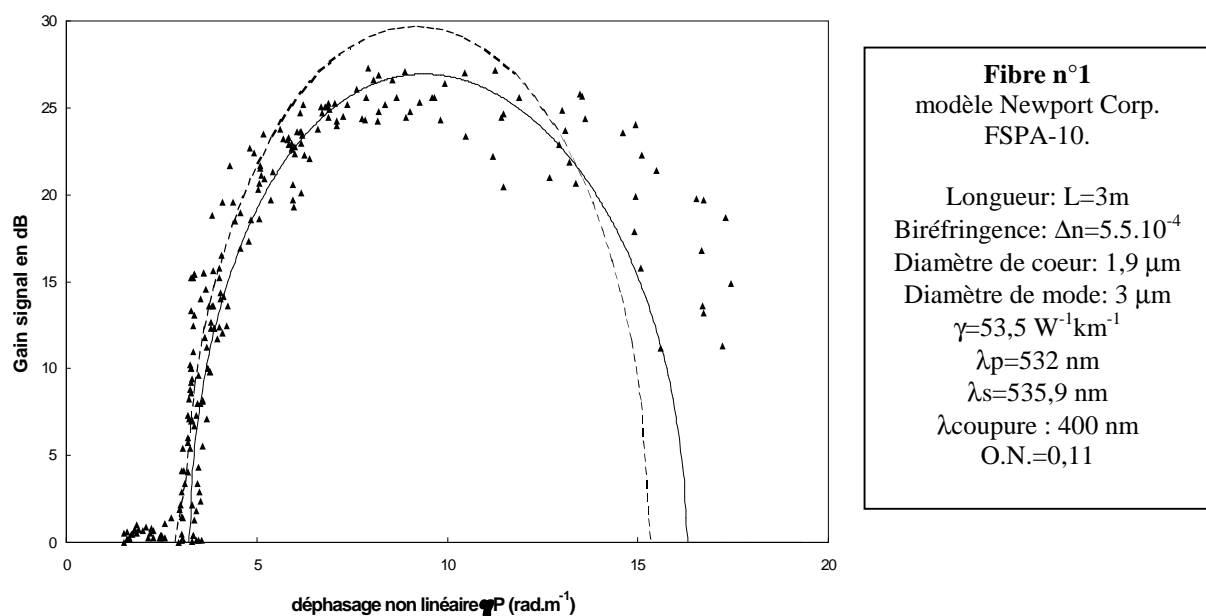


Figure 22 : Courbe de gain en énergie du signal en fonction du déphasage non linéaire par unité de longueur, proportionnel à la puissance de pompe. Les différents paramètres sont listés dans l'encadré. Les points représentent les relevés expérimentaux. En traits pointillés, le gain prévu par la théorie du mélange à quatre ondes (Eq. 24). En trait plein : formalisme d'instabilité de modulation.



La figure 22 montre le gain du signal mesuré en fonction du déphasage non linéaire par unité de longueur γP (en rad.m^{-1}), proportionnel à la puissance de pompe P , pour une fibre à maintien de polarisation de longueur $L=3\text{m}$ et de biréfringence $5,5.10^{-4}$. La longueur de fibre est choisie assez courte pour éviter le décalage temporel des impulsions par la biréfringence et la dispersion de vitesse de groupe. Comme le prévoit la théorie décrite auparavant (cf. figure 10), la figure 22 présente bien une courbe en cloche et confirme la dépendance en puissance de pompe du gain paramétrique en amplification de signal. La courbe de gain présente deux seuils de puissance, bas et haut, qui ne sont pas associés à l'atténuation de la pompe mais à la dépendance en puissance de la condition d'accord de phase (cf. Eqs. 19 et 21).

Nous avons mesuré un gain maximal de 26 ± 1.5 dB pour un écart pompe-signal de 3,9 nm. La dispersion croissante des points de mesure à forte puissance de pompe est due au bruitage par la fluorescence paramétrique (détectée pratiquement à partir d'un déphasage de 11 rad.m^{-1}) et à l'apparition ultérieure de la diffusion Raman stimulée qui participe alors à l'amplification du signal. La différence entre les relevés expérimentaux et la courbe théorique en pointillés (gain de mélange à quatre ondes, Eq. 21) confirme l'influence des ondes non accordées en phase alors que la courbe pleine (gain d'instabilité de modulation, Eq. 37) passe effectivement par les points de mesures au sommet de la cloche.

La figure 23 montre l'énergie de l'émission paramétrique spontanée Stokes en fonction de la puissance de pompe, mesurée pour la même fibre en l'absence de signal. La fluorescence paramétrique croît exponentiellement et présente une pente (4 dB par rad.m^{-1} de déphasage non linéaire) plus faible que le début de la courbe de gain en petit signal (10 dB par rad.m^{-1}). En accord avec la figure 10, on note la grande différence entre l'énergie de fluorescence paramétrique prévue par le mélange à quatre ondes comparée à celle prévue par l'instabilité de modulation. Pour un déphasage non linéaire inférieur à 17 rad.m^{-1} , les points expérimentaux sont en accord avec l'instabilité de modulation uniquement, en raison de l'influence des ondes non accordées en phase.

Pour un déphasage non linéaire supérieur à 17 rad.m^{-1} , il apparaît un régime de saturation pour la fluorescence paramétrique, dû à l'atténuation de la pompe.

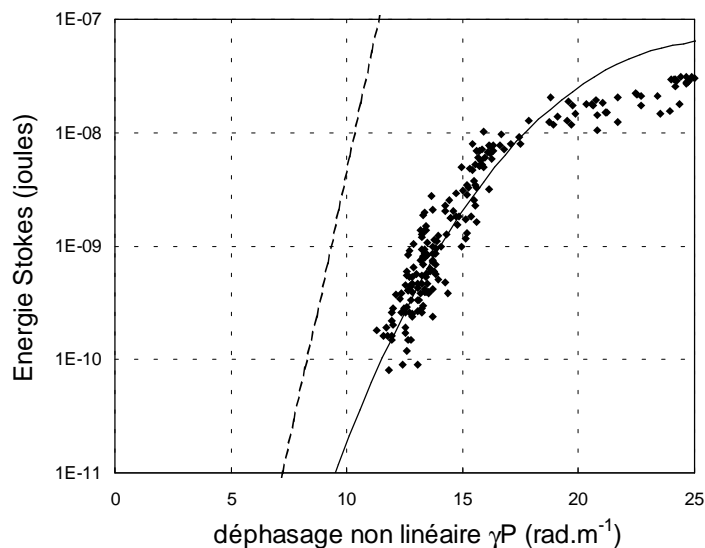
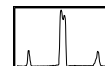


Figure 23 : Courbes théorique et expérimentale de l'énergie d'émission paramétrique spontanée Stokes en fonction du déphasage non linéaire. Les points représentent les relevés expérimentaux. En trait pointillés, l'énergie prévue par la théorie du mélange à quatre ondes. En trait plein : formalisme d'instabilité de modulation.

Nous n'avons pas évalué le rapport signal à bruit parce que la fluorescence paramétrique n'est pas détectée en dessous de 11m^{-1} de déphasage non linéaire avec la caméra actuelle.

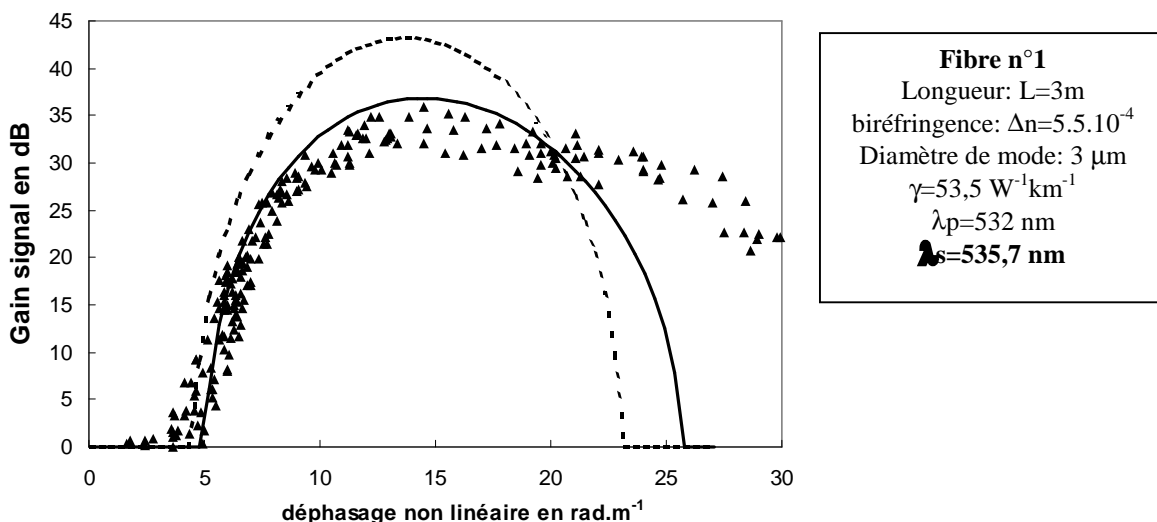
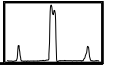


Figure 24 : Courbe de gain en énergie du signal en fonction de la puissance de pompe pour un écart de fréquence pompe-signal plus faible (3,7 nm). Les différents paramètres sont listés dans l'encadré. Les points représentent les relevés expérimentaux. En trait pointillé, le gain prévu par la théorie du mélange à quatre ondes. En trait plein : formalisme d'instabilité de modulation.



La figure 24 montre que le gain d'amplification du signal, mesuré dans la même fibre mais pour un écart de fréquence pompe-signal plus petit (3,7 nm), est plus fort ($33 \text{ dB} \pm 2 \text{ dB}$). En effet, si l' écart spectral est diminué, la puissance de pompe permettant de satisfaire l' accord de phase augmente (cf. Eq. 19). La bande d' accord de phase qui balaie la fréquence signal correspond à des puissances de pompe plus fortes, donc à des gains plus importants. De ce fait, le signal amplifié est davantage bruité en raison de l' apparition plus abondante d' émission paramétrique spontanée. Le gain étant plus important, les effets d' atténuation de la pompe se manifestent également sous forme d'une légère baisse du gain par rapport au gain prévu théoriquement (Eq. 37). Le gain existe encore pour des puissances de pompe fortes car le gain Raman participe davantage à forte puissance.

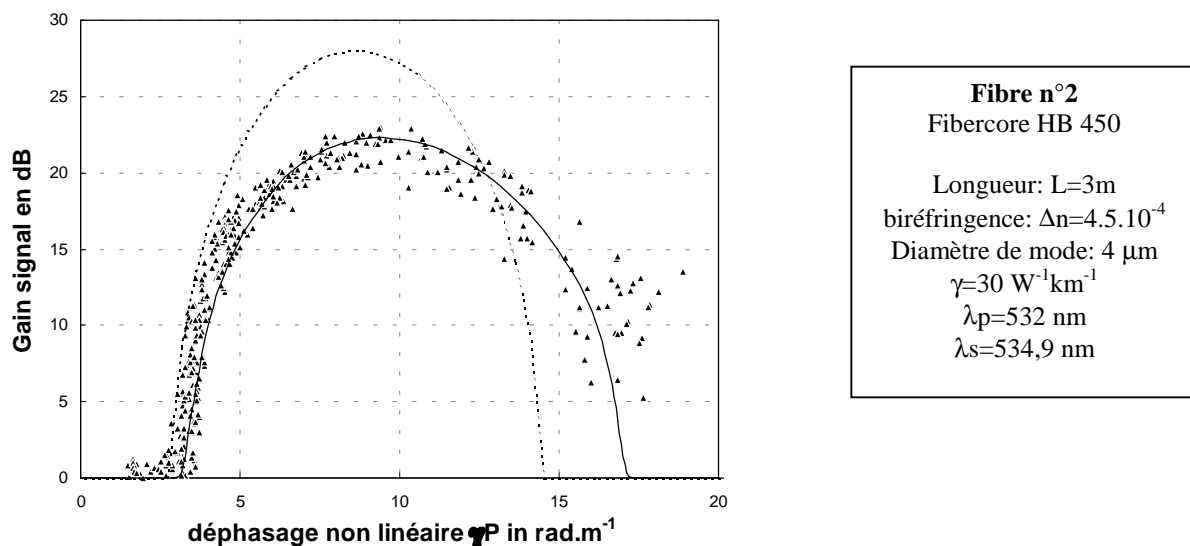


Figure 25 : Courbe de gain en énergie du signal en fonction de la puissance de pompe pour une biréfringence de fibre plus faible que la fibre n°1. Les différents paramètres sont listés dans l'encadré. Les points représentent les relevés expérimentaux. En trait pointillé, le gain prévu par la théorie du mélange à quatre ondes. En trait plein : formalisme d'instabilité de modulation.

La figure 25 illustre le gain d'amplification du signal pour une fibre de biréfringence $4,5 \cdot 10^{-4}$, plus faible que pour la fibre n°1. On remarque clairement que le gain théorique donné par le formalisme d'instabilité de modulation (gain maximal de 22 dB) passe par les relevés expérimentaux ($21 \pm 2 \text{ dB}$) alors que le gain maximal donné par le mélange quatre ondes est nettement supérieur (27 dB). Cette figure met en évidence l'influence des ondes non accordées en phase. Plus la biréfringence de la fibre est faible, plus les ondes non accordées en phase sont générées et réduisent le gain paramétrique.

Pour la fibre n°2, nous ne présentons pas de courbe d' émission paramétrique spontanée en raison d' un seuil de détection trop élevé.

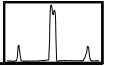


2.2.6. Amplification paramétrique utilisant des micro-sources pompées par diode

Après avoir caractérisé expérimentalement l'amplification paramétrique de signaux visibles par un processus à pompe croisée en régime picoseconde, nous nous sommes intéressés à une démonstration de faisabilité de cette expérience avec des sources lasers intégrées de forte puissance. La source utilisée est un microlaser Nd:YAG déclenché, pompé par diode (marque: Nanolase, modèle: Nano-Green NG-1040-000), délivrant des impulsions de durée 600 ps à la longueur d'onde de 532 nm et à un taux de répétition de 20 kHz. La puissance moyenne du laser est d'environ 5 mW, ce qui donne une énergie par impulsion de 0,25 μ J et une puissance instantanée d'environ 400 W.

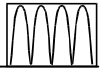
Contrairement à l'expérience précédente, le signal est créé cette fois-ci par génération de fluorescence paramétrique dans une fibre auxiliaire. Une partie du faisceau TEM₀₀ issu de la source est injectée dans une fibre unimodale (fibre n°1 : $\Delta n=5,5 \cdot 10^{-4}$, L=4m) fortement biréfringente, de manière à produire une forte fluorescence paramétrique, spectralement large, autour de la fréquence de pompe par le même processus en pompe croisée. Le signal est alors sélectionné dans la bande Stokes de fluorescence paramétrique à l'aide d'un spectroscopie à réseau. Sa longueur d'onde est choisie de manière à obtenir l'accord de phase du processus d'amplification paramétrique dans une fibre unimodale de plus faible biréfringence (fibre n°2: $\Delta n=4,5 \cdot 10^{-4}$, L=19 m). L'écart spectral diminuant avec la biréfringence, le signal généré dans la fibre n°1 est ainsi choisi plus proche de la pompe par rapport au maximum de la bande de fluorescence paramétrique. La longueur d'onde et la puissance moyenne du signal injecté dans l'amplificateur (fibre n°2) sont respectivement mesurées à 534,38 nm et à -59,2 dBm (0 dBm=1 mW) à l'aide d'un analyseur de spectre numérique (cf. figure 26.a). La figure (26.b) montre le spectre de la pompe seule en sortie de l'amplificateur. Sa longueur d'onde a été mesurée à 531,2 nm et sa puissance moyenne vaut -25.6 dBm, soit 32,6 dBm au dessus du niveau du signal.

La figure 26.c montre l'amplification paramétrique du signal et la génération de l'idler en sortie lorsque les deux impulsions sont synchronisées à l'entrée de la fibre amplificatrice. Le gain du signal a été mesuré à 20,4 dB pour une pompe non atténuée de puissance moyenne -25.6 dBm, identique à la figure 26.b où l'on ne détecte pas de fluorescence paramétrique.



Bien que cette expérience ait été réalisée dans le domaine visible, ces résultats sont prometteurs pour les applications avec le développement rapide de nouvelles sources intégrées de puissance aux longueurs d'onde des télécommunications sur fibres optiques.

Figure 26 : Amplification paramétrique par processus à pompe croisée au moyen d'un microlaser Nd:YAG. Mesures à l'analyseur de spectre numérique : (a) Spectre du signal seul – (b) spectre de la pompe seule – (c) amplification du signal et génération de l'idler.



2.3. Génération de trains de solitons sombres vectoriels.

2.3.1 Introduction

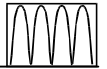
L'onde solitaire ou "soliton" se réfère à un type d'onde spécifique de la propagation non linéaire qui a la particularité de se propager sans se déformer, c'est à dire sans être affectée par la dispersion naturelle de toute onde linéaire, sur une très longue distance et n'est pas affectée lors d'une collision avec un autre soliton. La fibre optique possède la remarquable propriété de guider de telles impulsions invariantes en propagation, appelées solitons temporels, lorsque l'effet Kerr optique compense la dispersion de vitesse de groupe. Cette découverte n'a pas été seulement fondamentale pour la physique mais aussi pour des applications potentielles en télécommunications par fibres optiques à très hauts débits d'information sur des distances transocéaniques.

Lorsque qu'une impulsion se propage dans une fibre optique, la dispersion chromatique implique une différence de vitesse de groupe entre les différentes composantes spectrales de l'impulsion et par conséquent un élargissement temporel de celle-ci.

En régime de dispersion anormale (figure 27-a), les hautes fréquences sont plus rapides que les basses fréquences. En opposition, l'automodulation de phase induite par effet Kerr optique se traduit par la génération de basses (hautes) fréquences sur le devant (derrière) de l'impulsion (cf. Chap. III). Ainsi, sous certaines conditions, un équilibre exact peut s'instaurer et l'effet Kerr maintient alors en phase les composantes fréquentielles qui se seraient étalées par dispersion. L'impulsion qui en résulte, appelée soliton brillant fondamental, se propage de façon invariante. Elle correspond à une famille de solutions analytiques stationnaires de l'équation de Schrödinger non linéaire, mise en évidence pour la première fois par Zakharov et Shabat en 1972^[54]. Prédit pour les fibres optiques une année plus tard^[55], le soliton temporel fut démontré expérimentalement en 1980^[56].

Le soliton brillant fondamental possède un profil en sécante hyperbolique, une phase plane, et l'équilibre dispersion–effet Kerr doit satisfaire, pour ce profil, la relation de dispersion

$$\Delta T^2 \cdot I_{\max} = \frac{\lambda_0 \beta_2}{2\pi n_2} = \text{constante} \quad (45)$$



pour une longueur d'onde et un matériau donnés, où ΔT , I_{\max} et λ_0 sont respectivement la durée, l'intensité crête et la longueur d'onde dans le vide de l'impulsion.

En régime de dispersion normale (figure 27-b), les hautes fréquences sont cette fois plus lentes que les basses. Pour compenser l'effet d'étalement linéaire de l'impulsion dans la fibre (sachant que son indice non linéaire n_2 reste toujours positif), il faut inverser le signe de la variation temporelle de la loi d'automodulation de phase induite par effet Kerr (cf. Chap.III). Ainsi, l'équilibre peut être satisfait pour un profil de forme tangente hyperbolique, correspondant à un fond continu intense illimité présentant un creux d'énergie en son centre. Cette impulsion particulière, appelée soliton noir, possède deux fronts de phase plans de part et d'autre du creux, séparés par un saut abrupt de π , plaçant les flancs du soliton noir en opposition de phase. Une famille de solitons noirs satisfait la même relation de dispersion (45) que le soliton brillant, avec I_{\max} l'intensité du fond continu. Leur première observation expérimentale a eu lieu en 1987^[57]. Récemment, une ligne de transmission à longue distance basée sur les solitons noirs a été démontrée^[58].

Lorsque le creux d'intensité du profil de la figure (27-b) n'atteint pas une valeur nulle, le soliton est gris : bien que solution de l'équation de Schrödinger non linéaire, son profil a une expression analytique plus complexe et il n'appartient plus à une famille spécifique satisfaisant la relation de dispersion (45). La transition de sa phase se fait de manière continue et n'atteint plus la valeur de π .

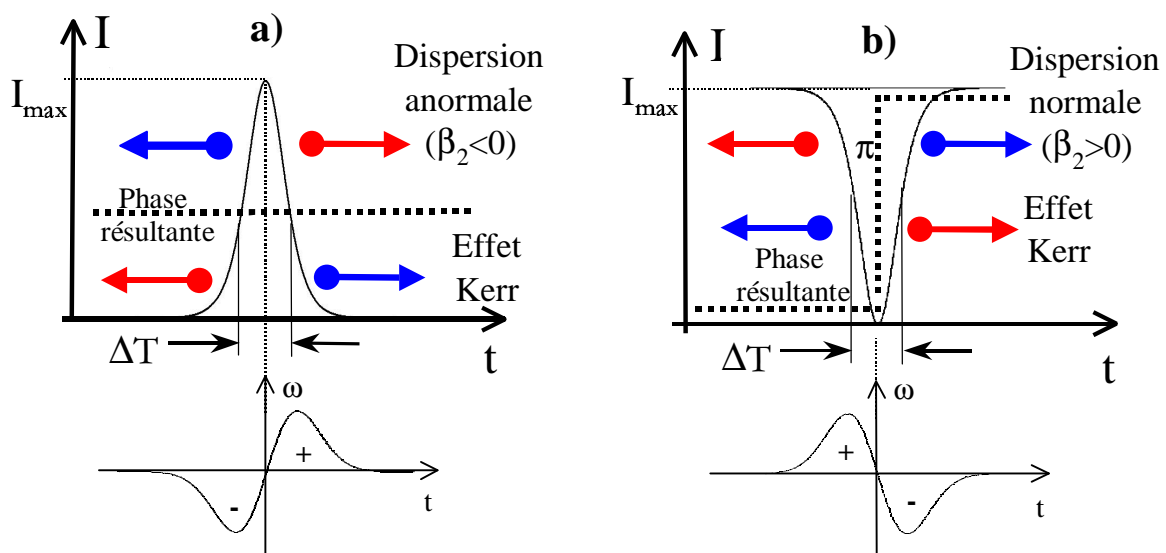
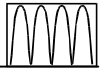


Figure 27 : Propagation de solitons temporels dans une fibre optique unimodale. (a) : Soliton brillant fondamental en régime de dispersion anormale ($\lambda > 1,3 \mu\text{m}$). (b) Soliton noir en régime de dispersion normale ($\lambda < 1,3 \mu\text{m}$). Les flèches bleues (rouges) indiquent l'évolution des hautes (basses) fréquences de l'impulsion.



Le processus d'amplification paramétrique (ou instabilité de modulation induite) permet à une faible modulation sinusoidale (due au signal) superposée à un fond continu intense (la pompe) de croître quasi-exponentiellement lorsque la fréquence de modulation se situe dans la bande spectrale de gain du processus. Dans le jeu mutuel qui s'exerce entre la dispersion (de vitesse de groupe, de biréfringence) et l'effet Kerr optique, cette bande reflète la plage de tolérance autour de la condition d'accord de phase pour laquelle le transfert d'énergie de la pompe sur le signal est maximal. Ainsi, la faible modulation initiale, en s'amplifiant, peut découper périodiquement l'onde quasi-continue et former un train d'impulsions dont la propagation est gérée par la même équation que celle d'un soliton. L'intensité crête et la largeur temporelle de chaque impulsion constituant le train peuvent donc évoluer vers celles d'un soliton.

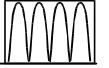
En 1984, Hasegawa^[11] démontre théoriquement la génération dans une fibre optique d'un train périodique de solitons brillants. Il induit pour cela l'instabilité de modulation en régime de dispersion anormale à partir d'une onde pompe continue, faiblement modulée en amplitude par un signal décalé en fréquence de 4 GHz à l'entrée de la fibre. La première mise en évidence expérimentale, en 1986, a porté sur la génération d'un train d'impulsions par instabilité de modulation^[59] (à partir du bruit). Peu après, un train de solitons temporels à haute cadence (0,3 THz) a été obtenu par instabilité de modulation induite^[19] (à partir d'une faible modulation initiale).

Plus récemment, l'instabilité de modulation induite et la génération de trains de solitons noirs, en régime de dispersion normale, ont été observées en injectant deux fréquences polarisées différemment dans une fibre de faible biréfringence^[20] ou de forte biréfringence^[21-23].

Notre étude, réalisée en collaboration avec le Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne, porte sur la formation de trains de solitons noirs vectoriels à haute cadence (>THz) dans une fibre fortement biréfringente, comme conséquence particulière de l'amplification paramétrique avec un processus à pompe croisée.

2.3.2. Simulations numériques

Les simulations numériques sont réalisées à partir des équations de Schrödinger non linéaires couplées (Eq.8) et la méthode de Fourier itérative en introduisant à la fois une onde



pompe continue polarisée à 45° des axes principaux (P_x , P_y) de la fibre et un signal continu (S_x) polarisé selon l'axe lent, décalé en fréquence du côté Stokes de telle manière qu'il soit accordé en phase (Eqs. 19 et 32).

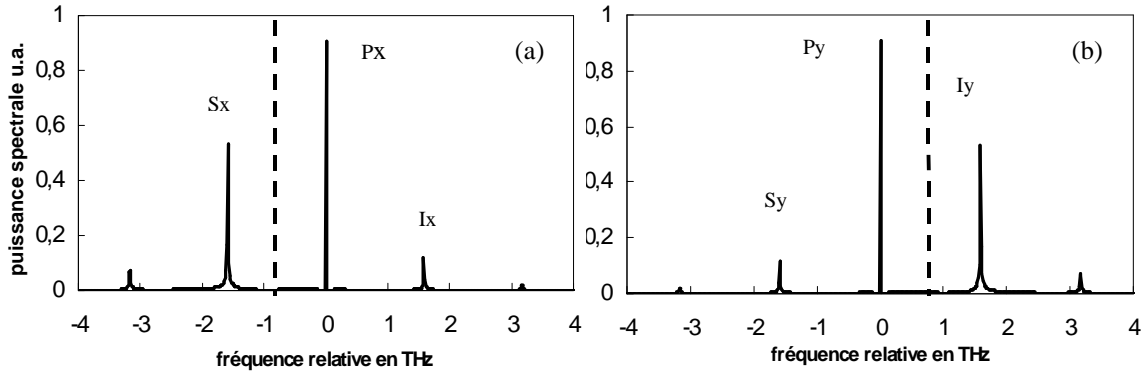
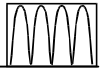


Figure 28 : Spectres théoriques d'instabilité de modulation induite pour un processus paramétrique en pompe croisée dans une fibre unimodale fortement biréfringente. (a): axe lent x , (b): axe rapide y . Les paramètres sont : biréfringence $\Delta n=3.10^{-4}$, longueurs d'onde $\lambda_p=532$ nm, $\lambda_s=533,5$ nm, puissances : $P_p=70$ W, $P_s=200$ mW, coefficient de Kerr: $\gamma=53.5$ W⁻¹km⁻¹, longueur de fibre $L=3$ m. La ligne pointillée représente la fréquence centrale de chaque spectre lorsque S_x (I_y) a une puissance comparable à P_x (P_y).

Les résultats des figures 28(a)-(b) montrent l'amplification paramétrique par mélange à quatre ondes du signal S_x et de l'idler polarisée sur l'axe rapide (I_y), l'apparition des ondes non accordées en phase (I_x , S_y) et des harmoniques d'ordre supérieur en sortie de fibre.

Sur chaque axe de la fibre, les spectres présentent une asymétrie marquée. D'après les équations (17) et (24), cette asymétrie est liée au fait que seul le signal (idler) polarisé sur l'axe lent (rapide) de la fibre est en parfait accord de phase alors que le signal S_y (idler I_x) polarisé sur l'axe rapide (lent) est désaccordé en phase. L'équation (28) montre que ces ondes non accordées en phase sont générées avec moins d'efficacité^[18]. On retrouve également ici le processus d'inversion spectrale d'un axe sur l'autre, témoignant du caractère conjugué en phase des ondes générées sur chaque axe.

L'accroissement des bandes spectrales signal, idler et harmoniques induit temporellement une modulation ultra rapide^[45,60] du profil en intensité et se traduit par la génération d'un train d'impulsions. Sur la figure 29 est représenté le profil temporel de chaque composante lente et rapide. On voit alors apparaître deux trains d'impulsions ultra-brèves de type solitons gris puisque leur intensité minimale n'est pas nulle. On retrouve sur la figure 29 une asymétrie temporelle implicitement liée à l'asymétrie spectrale. Le taux de répétition des trains d'impulsions est directement donné par l'écart fréquentiel pompe-signal,



choisi à 1,6 THz, soit une période de modulation de 630 fs. Il est réglable en faisant varier légèrement la longueur d'onde du signal sur la bande de gain d'instabilité de modulation.

En ajustant finement, pour une longueur de fibre donnée, l'écart spectrapompe-signal ainsi que la puissance relative du signal d'entrée, il est possible d'obtenir un train de solitons noirs sur chaque axe de la fibre^[21,23]. Dans ce cas, la puissance des ondes accordées en phase sur chaque axe est égale, en sortie de fibre, à la puissance de chaque composante de pompe.

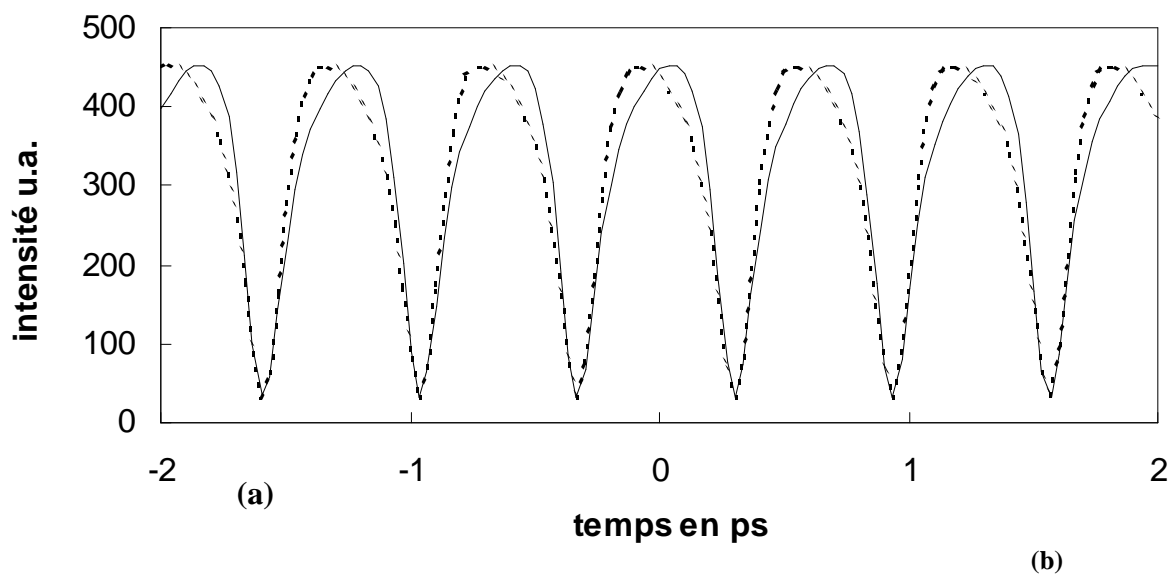
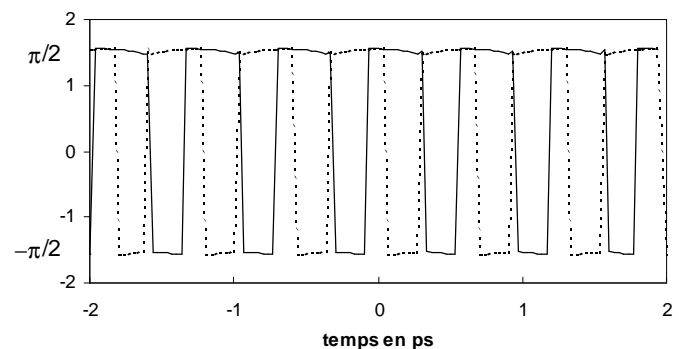
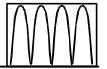


Figure 29 : Profils d'intensité (a) et de phase (b) en fonction du temps des deux composantes polarisées orthogonalement dont le spectre est donné figure 28. Pointillé: axe lent, trait plein: axe rapide.



La figure 29 montre aussi que les deux trains de solitons sont fortement couplés et se propagent à la même vitesse de groupe, malgré la dispersion de polarisation de la fibre. Ce phénomène fait référence au "soliton self-trapping" (autoblocage en phase des deux trains) décrit par Menyuk pour des solitons brillants en régime de dispersion anormale^[61,62] et doit son existence à l'intermodulation de phase croisée ou dégénérée.

Physiquement, les deux trains de solitons voient leur fréquence moyenne décalée (cf. lignes pointillées de la figure 28) dans des sens opposés, du fait de l'asymétrie spectrale (décalage Stokes pour l'axe lent et anti-Stokes pour l'axe rapide), ce qui compense la



dispersion de polarisation de la fibre et permet la *synchronisation temporelle* des deux trains de solitons orthogonaux.

Ainsi, plus la biréfringence de la fibre est forte, plus les ondes non accordées en phase sont faiblement générées et plus la fréquence moyenne est décalée afin que les effets dispersifs compensent exactement la biréfringence. Les profils de phase en fonction du temps, tracés sur la figure (29.b), confirment la formation des deux trains de solitons présentant alternativement des sauts de phase de π entre leurs minima d'intensité. La conjugaison de phase des deux trains est mise en évidence.

Il est clair que si les deux trains de solitons générés sur chaque axe sont verrouillés^[63], l'onde résultante maintient, via le "self-trapping", son profil en intensité et son état de polarisation bien qu'elle soit polarisée à 45° des axes principaux et non sur un axe. Les impulsions générées sont donc des solitons sombres vectoriels dont le profil analytique a été déterminé par Kivshar en 1993^[64].

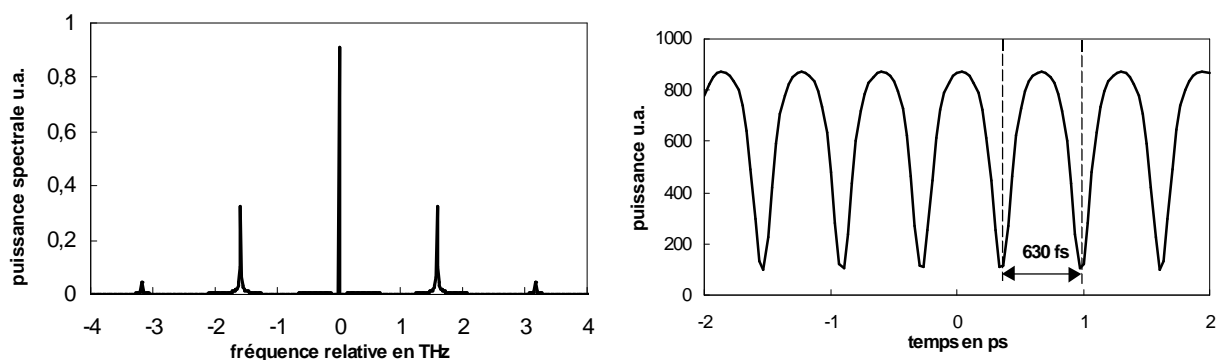
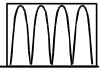


Figure 30 : Spectre théorique d'instabilité de modulation induite (a) résultant de la superposition incohérente des composantes polarisées orthogonalement et (b) profil d'intensité correspondant. Mêmes paramètres que la figure 28.

La superposition incohérente des deux spectres (28.a) et (28.b) est parfaitement symétrique et le train d'impulsion résultant est lui aussi parfaitement symétrique (figure 30). En choisissant la puissance de pompe et la longueur d'onde du signal de telle manière que les puissances en sortie de fibre du signal amplifié et de la pompe sur le même axe soient égales, cette symétrie s'obtient pour chaque train de solitons noirs formé sur chaque axe^[21,23].

Une observation expérimentale qualitative du spectre caractéristique d'un train de solitons sombres vectoriels est présentée sur la figure 31. Ce spectre correspond à l'expérience d'amplification paramétrique picoseconde décrite précédemment. On injecte simultanément



une impulsion pompe à 532 nm (35 ps) polarisée à 45° et un signal à 533.5 nm (40 ps) polarisé suivant l'axe lent dans une fibre unimodale de biréfringence $\Delta n=3.5 \cdot 10^{-4}$. On retrouve un spectre global incohérent parfaitement symétrique, du type de celui de la figure 30, montrant le signal amplifié, l'idler généré et la présence des harmoniques d'ordre deux et trois, tous décalés successivement de 1,58 THz. Chaque bande spectrale est élargie et légèrement dissymétrisée par intermodulation avec l'impulsion de pompe automodulée en phase (cf. Chap. III).

Bien que les conditions expérimentales ne correspondent pas à un éclairage quasi-continu, les durées d'impulsions restent suffisamment grandes devant la période caractéristique (630 fs) pour supposer un train de solitons gris effectivement formé sur la partie centrale de chaque composante de polarisation de l'impulsion pompe.

La caractérisation temporelle de la formation de trains de solitons noirs a été effectuée au Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne avec des impulsions nanosecondes et un autocorrélateur^[21,23].

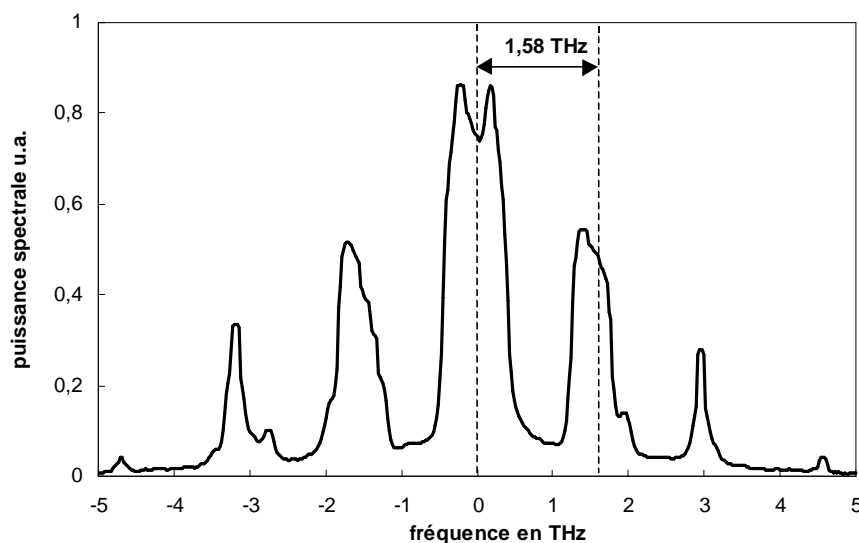
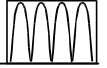


Figure 31 : Spectre expérimental d'instabilité de modulation induite lors de la propagation non linéaire d'impulsions pompe et signal dans une fibre unimodale biréfringente. Fibre n°3: $\Delta n=3 \cdot 10^{-4}$, longueurs d'onde $\lambda_p=532$ nm, $\lambda_s=533,5$ nm, $P_p=160$ W, $P_s=500$ mW, coefficient de Kerr: $\gamma=53.5$ W⁻¹km⁻¹, longueur de fibre $L=3$ m.

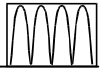
Il reste que les deux trains de solitons se forment au bout d'une certaine longueur de fibre, puis se détruisent vraisemblablement pour redonner la modulation initiale au double de cette longueur, et ainsi de suite^[23]. Ce phénomène, appelé récurrence périodique, est caractéristique de la génération de trains de solitons par instabilité de modulation dans un milieu de Kerr unidimensionnel^[65]. Du point de vue de l'amplification paramétrique, cela se traduit par l'oscillation de l'intensité du signal au cours de la propagation, dont la période correspond à celle du régime d'atténuation de la pompe étudié au paragraphe 2.1.10. Cette



réurrence périodique a été mise en évidence expérimentalement par Mamyshev^[66] pour des trains de solitons noirs générés au voisinage de la dispersion nulle dans une fibre unimodale.

Quelques méthodes ont été proposées pour éviter la réurrence périodique : une amplification^[67] ou une variation de dispersion adiabatique^[68] le long de la fibre ou, dans le cas de réseaux de solitons spatiaux, une amplification adiabatique^[69] ou une modulation périodique de l'indice non linéaire au cours de la propagation^[70].

L'intérêt des solitons noirs vectoriels réside dans la stabilité de leur état de polarisation au cours de la propagation. De plus, certaines études montrent que les solitons sombres sont plus robustes vis à vis de leurs interactions mutuelles et des fluctuations aléatoires de leur position temporelle^[71-73].

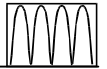


2.4. Conclusion

En conclusion, nous avons présenté et analysé le processus de mélange à quatre ondes ou d'instabilité de modulation dans les fibres optiques unimodales. L'étude théorique et expérimentale a porté sur l'amplification paramétrique d'un signal impulsionnel, ou l'instabilité de modulation induite, en exploitant un processus d'accord de phase par biréfringence en pompe croisée dans le régime de dispersion normale d'une fibre à maintien de polarisation. Ce travail a montré que la dynamique du gain d'amplification d'un signal en fonction de la puissance de pompe, contrairement à l'amplification du bruit de fluorescence paramétrique, n'obéit plus à une loi exponentielle à cause des effets de glissements spectraux induits par le déphasage non linéaire de la pompe. Cette dépendance en puissance de la condition d'accord de phase implique une courbe de gain en cloche pour l'amplification du signal. De plus, la présence d'ondes non accordées en phase perturbe le mécanisme d'amplification et provoque une baisse du gain, d'autant plus importante que la biréfringence de la fibre est faible ou que la puissance de pompe augmente, par rapport à la valeur prévue par la théorie du mélange à quatre ondes. Les résultats expérimentaux obtenus confirment, les modèles théoriques basés sur l'instabilité de modulation.

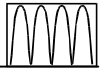
Après une caractérisation fine de ce processus d'amplification en régime impulsionnel picoseconde, utilisant des sources lasers de puissance, l'expérience a ensuite été validée à partir de micro-lasers pompés par diode.

Enfin, l'étude temporelle de ce type d'accord de phase, basée sur des simulations en ondes continues, a permis de montrer la génération, par instabilité de modulation induite, de trains de solitons noirs vectoriels avec une cadence supérieure au THz.

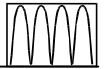


Références

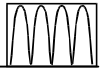
1. E. Desurvire, *"Erbium doped fiber amplifiers: Principles and applications"*, John Wiley & Sons Inc. , New York (1994).
2. M.E. Marhic, N. Kagi,, T-K Chiang, and L. G. Kazovsky, *"Broadband fiber-optical parametric amplifiers "*, Opt. Lett. 21, N°8, 573 (1996).
3. M.E. Marhic, N. Y. Park, F.S. Yang, and L.G. Kazovsky, *"Broadband fiber-optical parametric amplifiers and wavelength converters with low-ripple Chebyshev gain spectra"*, Opt. Lett. 21, N°17, 1354 (1996).
4. J. P. Pocholle, J. Raffy, M. Papuchon and E. Desurvire, *"Parametric and Raman amplification in optical fibers"*, Opt. Eng. 24, 600 (1985).
5. W. Imajuku and A. Takada, *"Optical phase sensitive amplification using two phase-locked light sources"*, Electron. Lett. 33, 1403 (1997).
6. K. Washio, K. Inoue and S. Kishida, *"Efficiency large-frequency-shifted three wave mixing in low dispersion wavelength region in single-mode optical fibers"*, Electron. Lett. 16, 658 (1980).
- 7 M. Ohashi, K. Kitayama, Y. Ishida, and N. Uchida, *" Phase matched light amplification by four-wave mixing in birefringent fibers due to externally applied stress"*, Appl. Phys. Lett. 41, 1111(1982).
8. D. Gindre, H. Maillotte, J. Monneret, E. Lantz and C. Froehly, *"Coherent picosecond parametric amplification through a Kerr-induced index grating in a single-mode fiber"* Opt. Comm 112, 75 (1994).
9. S. Watanabe, and T. Chikama, *"Highly efficient conversion and parametric gain of non degenerate forward four-wave mixing in a singlemode fiber"*, Electron. Lett., Vol. 30, N°2, 163 (1994).
10. Y. Silberberg, and I. Bar-Joseph, *"Optical instabilities in a nonlinear Kerr medium"* J. Opt. Soc. Am. B 1, 662 (1984).
11. A. Hasegawa, *"Generation of a train of soliton pulses by induced modulational instability in optical fibers"*, Opt. Lett. 9, 288 (1984)
- 12 R.H. Stolen, J.E. Bjorkholm, and A. Ashkin, *" Phase-matched four-photon mixing in silica fiber waveguides"*, IEEE Journ. Quatum. Elec. 11, 100 (1975).
13. R.H. Stolen and J.E. Bjorkholm, *"Parametric amplification and frequency conversion in optical fibers"* IEEE J. Quantum Electron. QE-18, 1062 (1982)
14. G.P. Agrawal, *"Nonlinear Fiber Optics"*, Quantum Electronics Principles and Applications, second Edition (Academic Press Inc., San Diego, Calif., 1995).
15. A. Hasegawa and W. F. Brinkman, *"Tunable coherent IR and FIR sources utilizing modulation instability"*, IEEE J. Quantum Electron. 16, 694 (1980).
16. E.A. Golovchenko and A.N. Pilipetskii, *"Unified analysis of four-photon mixing, modulation instability and stimulated Raman scattering under various polarization conditions in fibers"*, J. Opt. Soc. Am. B 11, 92 (1994).



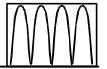
17. S. Trillo, and S. Wabnitz, "*Parametric and Raman amplification in birefringent fibers*", J. Opt. Soc. Am. B 9, 1061-1082 (1992)
18. E. Lantz, D. Gindre, H. Maillotte, and J. Monneret, "*Phase-matching for parametric amplification in a single-mode birefringent fiber: Influence of the non phased-matched waves*", J. Opt. Soc. Am. B 14, 116 (1997).
19. K. Tai, A. Tomita, J.L. Jewell, A. Hasegawa, "*Generation of subpicosecond solitonlike optical pulses at 0.3 THz repetition rate by induced modulation instability*", Appl. Phys. Lett. 49, 236-238 (1986).
20. G. Millot, E. Seve, and S. Wabnitz, and M. Haelterman, "*Dark-soliton-like pulse train generation from induced modulation polarization instability in a birefringent fiber*", Opt. Lett. 23, 511 (1998);
G. Millot, E. Seve, and S. Wabnitz, "*Polarization symmetry breaking and pulse train generation from the modulation of light waves*", Phys. Rev. Lett. 79, 661 (1997).
21. E. Seve, G. Millot and S. Wabnitz, "*Buildup of terahertz vector dark soliton trains from induced modulation instability in highly birefringent optical fiber*" Opt. Lett. 23, 1829 (1998).
22. T. Sylvestre, H. Maillotte and E. Lantz, "*Gain characteristics in birefringent fiber optical parametric amplifiers*", Nonlinear Guided Waves and their applications'98, OSA Technical digest, Vol. 5, p-167-169, Victoria, Canada (1-3 Avril 1998).
23. E. Seve, G. Millot, S. Wabnitz, T. Sylvestre and H. Maillotte, "*Vector dark soliton generation by modulation instability in a highly birefringent fiber*", J. Opt. Soc. Am. B , en préparation.
24. D. Gindre, "*Amplification paramétrique cohérente par intermodulation de phase entre signaux optiques picosecondes dans une fibre unimodale en silice*", Thèse, Université de Franche-comté, (1994).
25. M. Born and E. Wolf, "*Principles of Optics, Electromagnetic Theory of Propagation Interference and Diffraction of Light*" , 6ème édition, Cambridge University Press (1993).
26. Adrian Korpel, "*Acousto-optics*", Marcel Dekker Inc, New York (1988).
27. P. Butcher and D. Cotter, "*The Elements of Nonlinear Optics*", Cambridge Univ. Press, UK, (1990).
28. Y.R. Shen, "*Principles of Nonlinear Optics*", John Wiley & Sons, New York, (1984).
29. R.H. Stolen, M.A. Bösch and C. Lin, "*Phase-matching in birefringent fibers*", Opt. Lett. 6, N°5, 213 (1981).
30. K. Stenersen and R.K. Jain, "*Small-Stokes frequency shift in single-mode birefringent fibers*", Opt. Commun. 51, 121 (1984).
31. T. Yang and P. Gao, "*Stimulated four-photon mixing with crossed pump-dividing in an optical fiber*", Opt. Lett. 15, N°18, 1002 (1990).
32. T. Sylvestre, H. Maillotte, E. Lantz and D. Gindre, "*Combined effects of degenerate cross-phase modulation and pulse walk-off in birefringent fibers*", Journal. of Nonlinear Optical Physics and Materials, Vol. 6, N°3, 313-320 (1997).
33. S. Wabnitz, "*Modulation polarization instability of light in a nonlinear birefringent dispersive medium*", Phys. Rev. A. 38, 2018 (1988).



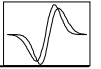
34. S. Trillo, S. Wabnitz, R.H. Stolen, G. Assanto, C.T. Seaton and G.I. Stegeman, "Experimental observation of polarization instability in a birefringent fiber" Appl. Phys. Lett. 49,1224-1226 (1986).
35. P.D. Drummond, T.A.B. Kennedy, J.M. Dudley, R. Leonhardt and J.D. Harvey, "Cross-phase modulation instability in high birefringence fibers", Opt commun. 78, 137-142 (1990).
36. J.E. Rothenberg, "Modulation instability for normal dispersion", Phys. Rev A 42, 682 (1990).
37. R.K. Jain and K. Sternesen, "Phase-matched four photon mixing processes in birefringent fibers" Appl. Phys. B 35, 49-57 (1984).
38. X. Zhang, "Polarization insensitive optical spectral inversion using four-wave mixing in a dispersion-shifted fiber", Opt. Fiber Technology 4,91-116 (1998).
K. Mori, T. Morioka, and M. Saruwatari, " Wavelength-shift-free spectral inversion with an optical parametric loop mirror", Opt. Lett. 21, 110 (1996).
39. A. Vatarescu, "Light conversion in nonlinear single-mode optical fibers" J. Lightwave Technol. L.T-5, L652-L659 (1987).
40. E. Seve, P. Tchofo Dinda, G. Millot, and M. Remoissenet, J. M. Bilbault and M. Haelterman, "Modulation instability and critical regime in a highly birefringent fiber" Phys. Rev. A, Vol. 54, N°4 pp-3519-3534 (1996);
P. Tchofo Dinda, G. Millot and E. Seve and M. Haeltherman, "Demonstration of a nonlinear gap in the modulation instability spectra of wave propagation in highly birefringent fibers", Opt. Lett. 21, 1640 (1996).
41. D.V. Ovsyanikov, E.A. Kuzin, M.P. Petrov and V.I. Belotitskii, "Stimulated four-photon mixing in long birefringence single-mode fibers", Opt. Commun. 82, 80-82 (1991).
42. W.H. Louisell, A. Yariv and A. E. Siegman, "Quantum fluctuations and noise in parametric processes I. ", Phys. Rev. Vol. 124, N°6 (1961).
43. A. Yariv, "Quantum Electronics", 3ème édition, John Wiley & Sons, New York, (1988).
44. H.G. Park and J.D. Park and S.S. Lee, "Pump-intensity-dependent frequency shift in Stokes and anti-Stokes spectra generated by stimulated four-photon mixing in birefringent fiber", Appl. Opt. 26, 2974 (1987).
45. S.G. Murdoch, R. Leonhardt, and J.D. Harvey, " Beat frequencies of up to 16 THz generated via modulation instability in birefringent fibers", Opt. Comm. 115, 461-465 (1995).
46. T. Sylvestre, H. Maillotte, E. Lantz and F. Devaux, "Pump-power-dependent gain for small-signal parametric amplification in birefringent fibers", soumis à Opt. Lett. (1998).
47. Matlab Reference Guide, The Mathworks, Inc. (1992).
48. S. Trillo, G. Millot, E. Seve and S. Wabnitz, "Failure of phase matching concept in large parametric frequency conversion", Appl. Phys. Lett 72, 150 (1998).
49. C. De. Angelis, M. Santagiustina and S. Trillo, "Induced modulation instability in high-birefringence fibers: the strong conversion regime", Opt. Lett. 19, N°5, 335 (1994).
50. C. De. Angelis, M. Santagiustina and S. Trillo, "Four-photon homoclinic instabilities in nonlinear highly birefringent media", Phys. Rev. A 51, N°1, 774-791 (1995).



51. R. Schulz and H. Harde, "Pulse generation in birefringent optical fibers by four-wave mixing and Raman scattering", J. Opt. Soc. Am. B 12, N°7, 1279 (1995).
52. M. Vampouille, A. Barthélémy, B. Colombeau, C. Froehly, "Observation et applications des modulations de fréquence dans les fibres optiques unimodales", J. Optics 15, N°6, 385-390 (1984).
53. G. S. Hayat and D. Pieuchard, "Diffraction Gratings ruled and Holographic", Instrument S.A./Jobin-Yvon (1987).
54. V.E. Zakharov, A.B. Shabat, "Exact theory of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self-phase modulation of waves in nonlinear media", Sov. Phys. JETP 34, 62 (1972)
55. A. Hasegawa, F. Tappert, "Transmission of stationary nonlinear pulses in dielectric fibers. I. Anomalous dispersion", Appl. Phys. Lett 23, 142 (1973) – ".II. Normal dispersion", Appl. Phys. Lett 23, 171 (1973)
56. L.F. Mollenauer, R.H. Stolen, J.P. Gordon, "Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers", Phys. Rev. Lett. 45, 1095 (1980).
57. P. Emplit, J.P. Hamaide, F. Reynaud, C. Froehly, A. Barthelemy, "Picosecond steps and dark pulses through nonlinear single-mode fibers", Opt. Commun. 62, 374 (1987)
58. M. Nakazawa, K. Suzuki, "10 Gbits/s dark soliton data transmission over 200 km", Electron. Lett. 31, 1076 (1995)
59. K.Tai, A. Hasegawa, and A. Tomita, "Observation of modulation instability in optical fibers", Phys. Rev. Lett. 56, 135 (1986).
60. J.E. Rothenberg, "Observation of the buildup of modulation instability from wave breaking", Opt. Lett. 16, 18 (1991)
61. C.R. Menyuk, "Stability of solitons in birefringent optical fibers. I: Equal propagation amplitudes", Opt. Lett. 12, 614 (1987), "II : Arbitrary amplitudes", J. Opt. Soc. Am. B 5, 392 (1988), "Nonlinear pulse propagation in birefringent optical fibers", IEEE, J. Quantum Electron. QE-23, 174 (1987).
62. M.N. Islam, C.D. Poole, and J.P. Gordon, "Soliton trapping in birefringent optical fibers", Opt. Lett. 14, 1011 (1989).
63. D.N. Christoulides and R.I. Joseph, "Vector solitons in birefringent nonlinear dispersive media", Opt. Lett. 13, 53 (1988).
64. Y. S. Kivshar and S. K. Turitsyn, "Vector dark soliton", Opt. Lett., Vol. 18, N°5 (1993)
65. N.N. Akhmediev, V.M. Eleonskii, N.E. Kulagin, "Generation of periodic trains of picosecond pulses in an optical fiber : exact solutions", Sov. Phys. JETP 62, 894 (1985)
66. P.V. Mamyshev , P.G. Wigley, J. Wilson, C. Bosshard and G.I. Stegeman, "Restoration of dual-frequency signals with nonlinear propagation in fibers with positive group velocity dispersion", Appl. Phys. Lett. 64, 25 (1994).
67. E.M. Dianov, P.V. Mamyshev, A.M. Prokhorov, S.V. Chernikov, "Generation of a train of fundamental solitons at high repetition rate in optical fibers", Opt. Lett. 14, 1008 (1989)



68. P.V. Mamyshev, S.V. Chernikov, E.M. Dianov, "*Generation of fundamental soliton trains for high-bit-rate optical fiber communications lines*", IEEE J. Quantum Electron. 27, 2347 (1991).
69. P.V. Mamyshev, C. Bosshard, G.I. Stegeman, "*Generation of a periodic array of dark spatial solitons in the regime of effective amplification*", J. Opt. Soc. Am. B 11, 1254, (1994).
70. R. Grasser, "*Génération et propagation de réseaux périodiques de solitons spatiaux dans un milieu de Kerr massif*", Thèse, Université de Franche-comté , (1998).
71. W. Zhao, and E. Bourkoff, "*Propagation properties of dark solitons*", Opt. Lett. 14, 703 (1989), "*Interaction between dark solitons*", Opt. Lett., 14, 1371 (1989).
72. J.P. Hamaide, P. Emplit, M. Haelterman, "*Dark-soliton jitter in amplified optical transmission systems*", Opt. Lett. 16, 1578 (1991).
73. Y.S. Kivshar, M. Haelterman, P. Emplit, J.P. Hamaide, "*Gordon-Haus effect on dark solitons*", Opt. Lett. 19, 19 (1994).



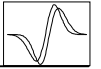
CHAPITRE III

INTERMODULATION DE PHASE DEGENEREE DANS UNE FIBRE BIREFRINGENTE

Résumé

Lorsqu'une impulsion brève et intense se propage dans une fibre unimodale biréfringente, l'intermodulation de phase dégénérée apparaît entre les deux composantes du champ électrique polarisées orthogonalement. Les effets combinés de la différence de temps de groupe et de l'intermodulation de phase sont caractérisés théoriquement et expérimentalement. Ils impliquent une asymétrie et une décroissance de l'élargissement spectral de l'impulsion par rapport à l'automodulation de phase usuelle. Les interférences modales sont aussi analysées dans le spectre d'intermodulation de phase. Pour l'application à la commutation optique ultra rapide, le décalage de phase ou de fréquence d'un signal par intermodulation de phase avec une pompe croisée est démontré.

Introduction

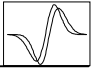


Le processus d'amplification paramétrique ou instabilité de modulation induite en pompe croisée dans une fibre fortement biréfringente, étudié au chapitre II, prend son origine à travers la variation périodique d'indice induite via l'effet Kerr optique par le battement des impulsions pompe et signal. En situation d'accord de phase, le gain dépend en première approximation directement du déphasage non linéaire résultant de l'intermodulation de phase entre les composantes de pompe. Les résultats du chapitre II montrent également que des effets spectraux marqués affectent les différentes ondes lors de l'amplification. Ces effets sont une autre conséquence des phénomènes d'automodulation et d'intermodulation de phase induites par effet Kerr, lorsque des impulsions brèves sont utilisées à la place des ondes monochromatiques des modèles théoriques.

En complément du chapitre II, ces phénomènes d'élargissement et de glissement spectraux et leurs applications potentielles sont étudiés dans ce chapitre. Ils font appel à l'intermodulation de phase entre les composantes impulsionnelles de pompe polarisées orthogonalement, qui apparaît lorsque la phase d'une impulsion est modulée au cours du temps par la variation d'indice engendrée par l'autre impulsion. Ce mécanisme est appelé intermodulation de phase dégénérée^[1-4] (DXPM) dans la littérature, l'intermodulation de phase (XPM, "cross-phase modulation") se rapportant au cas où les ondes sont de même polarisation mais de fréquences différentes^[5].

Après un rappel sur l'automodulation de phase d'une impulsion unique, nous caractériserons théoriquement l'intermodulation de phase dégénérée dans les fibres optiques à forte biréfringence. Nous analyserons l'effet de la biréfringence sur l'étalement spectral d'impulsions gaussiennes. Ensuite, nous étudierons et nous réaliserons expérimentalement le décalage en longueur d'onde d'un signal par intermodulation de phase avec une impulsion pompe de fréquence et de polarisation distinctes.

3.1. Rappel sur l'automodulation de phase



L'automodulation de phase des impulsions lumineuses est une des premières manifestations de l'effet Kerr optique dans les milieux non linéaires. La dépendance quasi-instantanée (réponse électronique) en intensité lumineuse de l'indice de réfraction conduit l'impulsion optique à moduler sa propre phase suivant son profil temporel en intensité $I(t)$.

Si l'impulsion est de profil gaussien en intensité, l'indice de réfraction induit par la non linéarité $n_2 \times I(t)$ est de profil gaussien. Il apparaît alors un retard de phase du sommet de l'impulsion par rapport à ses flancs car leurs vitesses de propagation sont différentes. Le déphasage non linéaire ainsi généré est proportionnel au profil en intensité de l'impulsion $\phi_{NL}(t) \propto n_2 I(t)$. Ce phénomène, appelé automodulation de phase^[6] (SPM, "self-phase modulation"), implique un élargissement de fréquence $\omega(t) = -d\phi_{NL}/dt \propto -n_2 dI(t)/dt$ au cours de la propagation dans la fibre (figure 1). Ainsi, des fréquences inférieures à la fréquence initiale de l'impulsion sont générées sur le front montant de l'impulsion (aile Stokes), et des fréquences supérieures sur le front descendant (aile anti-Stokes).

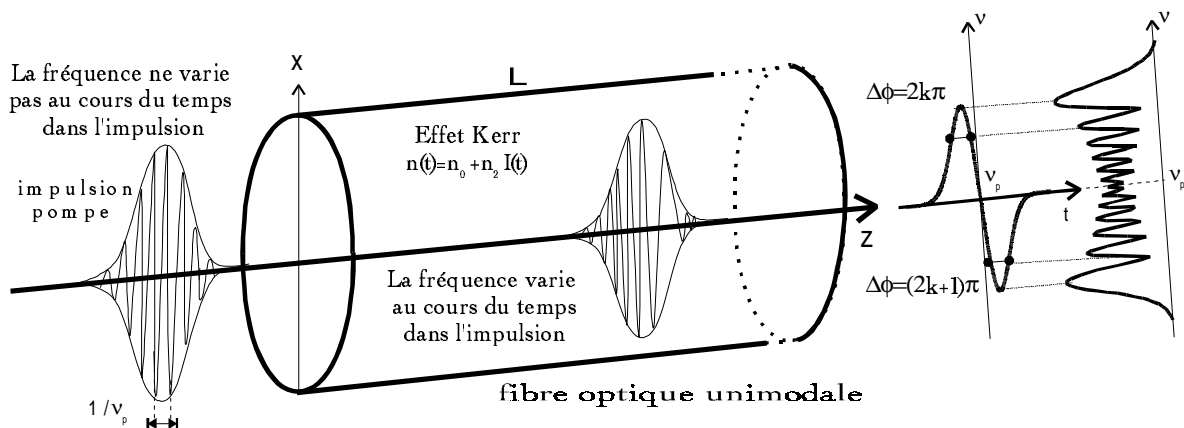
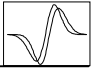


Figure 1: Principe de l'automodulation de phase par effet Kerr optique lors de la propagation non linéaire d'une impulsion gaussienne dans une fibre unimodale.

Il en résulte dans le spectre de fréquences temporelles l'apparition de cannelures. En effet, d'après la loi de modulation de fréquence instantanée qui est proportionnelle à la dérivée d'une gaussienne, chaque fréquence ν_i est générée à deux instants différents dans l'impulsion. Cette double création va donner lieu à des interférences constructives ou destructives selon le déphasage entre ces deux fréquences identiques dans le spectre de fréquences temporelles. La répartition des cannelures est analogue à celle des anneaux de Newton^[7]: celles-ci se resserrent des extrémités du spectre (déphasage nul) vers le centre (déphasage maximum).

L'automodulation de phase est analogue temporellement à l'autofocalisation spatiale.



Elle fut observée pour la première fois dans une expérience d'autofocalisation d'impulsions optiques dans une cellule de disulfure de carbone^[8] (CS₂). Les images des figures (2.a) et (2.b) illustrent respectivement un spectre expérimental d'automodulation de phase et la loi de modulation temporelle de fréquence correspondante, obtenus dans une fibre unimodale en silice au laboratoire.

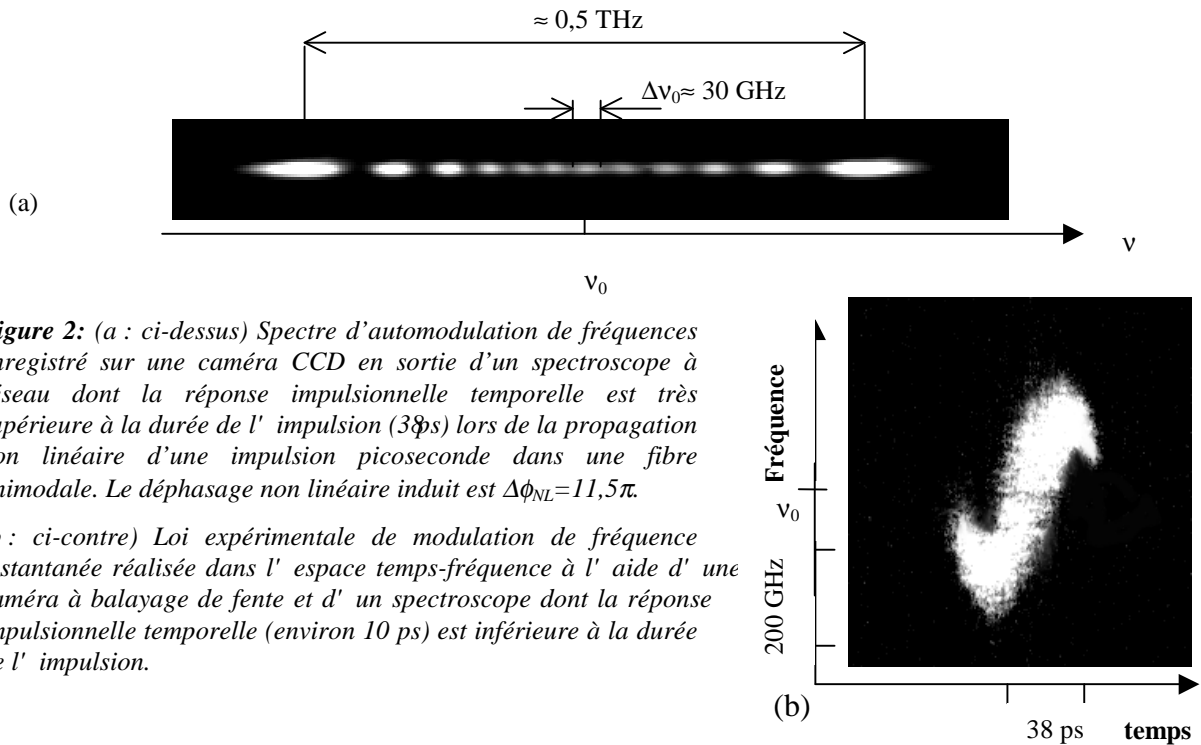


Figure 2: (a : ci-dessus) Spectre d'automodulation de fréquences enregistré sur une caméra CCD en sortie d'un spectroscopie à réseau dont la réponse impulsionnelle temporelle est très supérieure à la durée de l'impulsion (38ps) lors de la propagation non linéaire d'une impulsion picoseconde dans une fibre unimodale. Le déphasage non linéaire induit est $\Delta\phi_{NL}=11,5\pi$.

(b : ci-contre) Loi expérimentale de modulation de fréquence instantanée réalisée dans l'espace temps-fréquence à l'aide d'une caméra à balayage de fente et d'un spectroscopie dont la réponse impulsionnelle temporelle (environ 10 ps) est inférieure à la durée de l'impulsion.

3.2. Description théorique de l'intermodulation de phase dégénérée

3.2.1. L'intermodulation de phase par biréfringence

Le traitement théorique usuel de l'automodulation de phase^[9] est valide si l'état de polarisation de l'impulsion est maintenu au cours de la propagation, comme c'est le cas lorsqu'une impulsion est polarisée suivant l'un des axes principaux d'une fibre unimodale à maintien de polarisation. Botineau *et al*^[10] ont montré que la non linéarité effective est réduite d'un facteur 5/6 dans une fibre ne maintenant pas la polarisation, dans la limite où les états de polarisation de toutes les composantes de fréquences de l'impulsion varient aléatoirement mais dans le même sens durant la propagation.



Dans une fibre biréfringente, l'impulsion peut être divisée suivant les deux axes principaux (figure 3) et son état de polarisation peut être décrit comme étant la superposition de deux composantes orthogonales polarisées linéairement ou circulairement^[2]. Le champ électrique total associé à une telle onde optique peut s'écrire sous la forme

$$\mathbf{E}(z, t) = \frac{1}{2} (\hat{x}\mathbf{E}_x + \hat{y}\mathbf{E}_y) \exp(-i\omega_0 t) + \text{c.c.} \quad (1)$$

$$= \frac{1}{2} (\hat{x}E_x \exp(i\beta_x z) + \hat{y}E_y \exp(i\beta_y z)) \exp(-i\omega_0 t) + \text{c.c.} \quad (2)$$

où E_α et β_α ($\alpha = x$ ou y) sont respectivement les amplitudes complexes et les constantes de propagation des composantes du champ électrique d'une onde oscillant à la fréquence ω_0 suivant la direction α définie par les deux axes principaux x et y de la fibre.

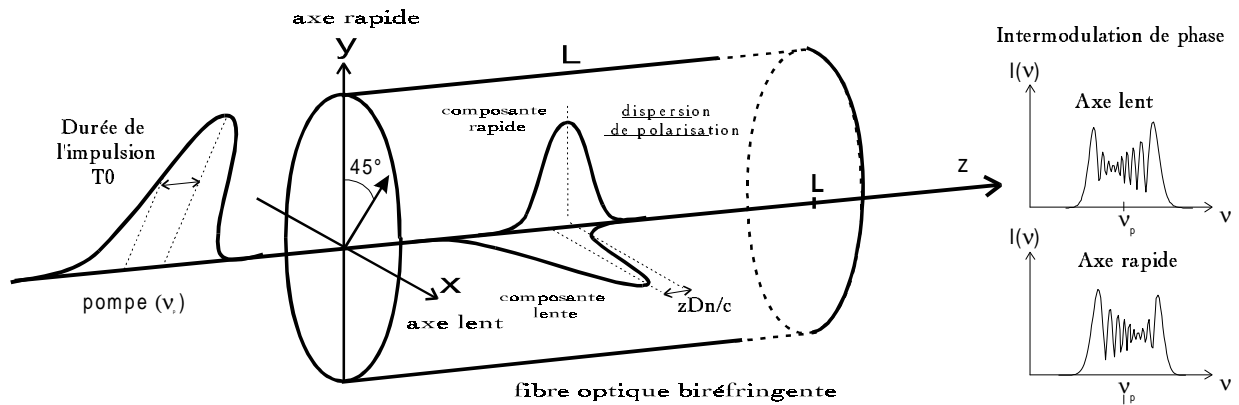


Figure 3: Schéma de principe de la propagation non linéaire d'une impulsion polarisée à 45° des lignes neutres d'une fibre unimodale biréfringente.

La polarisation non linéaire induite par le champ électrique est obtenue en substituant l'équation (1) dans l'équation de la polarisation non linéaire d'ordre 3 (Chap. I.3) et en négligeant la réponse non-instantanée Raman de la fibre. Les composantes P_x et P_y de la polarisation non linéaire suivant chaque axe de la fibre prennent alors la forme

$$P_x = \frac{3\epsilon_0}{4} \chi^{(3)} \left[\left(|E_x|^2 + \frac{2}{3} |E_y|^2 \right) + \frac{1}{3} (E_x^* E_y) \right] E_x \quad (3.a)$$

$$P_y = \frac{3\epsilon_0}{4} \chi^{(3)} \left[\left(|E_y|^2 + \frac{2}{3} |E_x|^2 \right) + \frac{1}{3} (E_y^* E_x) \right] E_y \quad (3.b)$$



où ϵ_0 est la permittivité du vide, $\chi^{(3)}$ est la susceptibilité non linéaire d'ordre 3.

Le premier terme des équations (3) représente l'automodulation de phase de chaque composante sur son axe propre. Le deuxième terme fait apparaître le couplage (l'intermodulation de phase dégénérée) entre les deux composantes de l'impulsion. Le dernier terme est le terme de mélange à quatre ondes (cf Chap.II) responsable d'échange d'énergie entre les deux polarisations. En négligeant la dispersion de vitesse de groupe dans l'effet de modulation de phase^[11] (les longueurs de fibre étant de quelques mètres), les équations de propagation gouvernant l'évolution des amplitudes complexes lentement variables A_x et A_y sont alors données par les deux équations de Schrödinger non linéaires couplées

$$\frac{\partial A_x}{\partial z} + \frac{1}{v_{gx}} \frac{\partial A_x}{\partial t} = i\gamma \left(|A_x|^2 + \frac{2}{3}|A_y|^2 \right) A_x + \frac{1}{3} i\gamma A_x^* A_y^2 \exp(-2i\Delta\beta z) \quad (4.a)$$

$$\frac{\partial A_y}{\partial z} + \frac{1}{v_{gy}} \frac{\partial A_y}{\partial t} = i\gamma \left(|A_y|^2 + \frac{2}{3}|A_x|^2 \right) A_y + \frac{1}{3} i\gamma A_y^* A_x^2 \exp(2i\Delta\beta z) \quad (4.b)$$

où v_{gx} et v_{gy} sont respectivement les vitesses de groupe des composantes lente et rapide polarisées orthogonalement, $\gamma = \omega_0 n_2 / c A_{\text{eff}}$ est le coefficient de Kerr de la fibre, avec n_2 l'indice de réfraction non linéaire, A_{eff} est l'aire effective du mode de propagation. $\Delta\beta = \beta_x - \beta_y = \Delta n \cdot \omega_0 / c$ est la différence entre les constantes de propagation des deux composantes de l'impulsion due à la biréfringence $\Delta n = |n_x - n_y|$ de la fibre.

L'intermodulation de phase dégénérée apparaît dans le second terme du membre de droite avec un coefficient de couplage 2/3 à cause de la polarisation croisée. La contribution à la modulation de phase du dernier terme de mélange à quatre ondes est négligeable tant que la longueur de fibre est grande devant la longueur de battement^[2] $L \gg L_B = 2\pi / |\Delta\beta| = \lambda_0 / \Delta n$. Les fibres utilisées possèdent des biréfringences fortes de l'ordre de 10^{-4} , donc des longueurs de battement de l'ordre du millimètre autour de 532 nm.

3.2.2 Calcul de l'élargissement spectral



En se plaçant dans le référentiel $T=t-z/v_{gx}$ se propageant à la vitesse de groupe de la composante polarisée sur l'axe lent x , on peut écrire les équations (4) en négligeant le dernier terme sous la forme^[12]

$$\frac{\partial A_x}{\partial z} = i\gamma \left(|A_x|^2 + \frac{2}{3}|A_y|^2 \right) A_x \quad (5.a)$$

$$\frac{\partial A_y}{\partial z} + d \frac{\partial A_y}{\partial T} = i\gamma \left(|A_y|^2 + \frac{2}{3}|A_x|^2 \right) A_y \quad \text{avec} \quad d = \left| \frac{1}{v_{gx}} - \frac{1}{v_{gy}} \right| = \frac{\Delta n}{c} \quad (5.b)$$

Pour une longueur de propagation inférieure à la longueur de dispersion de l'impulsion utilisée, la solution analytique générale est donnée en intégrant les équations (5) sur la longueur L de la fibre

$$A_x(L, T) = A_x(0, T) \exp(i\phi_x(t)) \quad (6.a)$$

$$A_y(L, T) = A_y(0, T - Ld) \exp(i\phi_y(t)) \quad (6.b)$$

où les phases non linéaires, calculées à partir des équations (5) et (6), sont données par

$$\phi_x(T) = \gamma \left[L |A_x(0, T)|^2 + \frac{2}{3} \int_0^L |A_y(0, T - zd)|^2 dz \right] \quad (7.a)$$

$$\phi_y(T) = \gamma \left[L |A_y(0, T)|^2 + \frac{2}{3} \int_0^L |A_x(0, T + zd)|^2 dz \right] \quad (7.b)$$

Les deux phases modulées ont deux contributions. La phase de l'onde se propageant sur l'axe x ou y est automodulée via l'effet Kerr par son profil initial en intensité. Le deuxième terme représente la modulation de phase d'une composante par le profil de l'autre. Sa contribution change au cours de la propagation, à cause de la différence de vitesse de groupe entre les deux composantes. Le déphasage non linéaire total est obtenu en intégrant sur la longueur de fibre. Pour une impulsion initiale de forme gaussienne, le module de l'amplitude du champ électrique initial peut s'écrire sous la forme simple

$$|A(0, T)| = \sqrt{P} \exp\left(\frac{-T}{2T_0^2}\right) \quad (8)$$



où P est la puissance crête totale et T_0 la demi-largeur temporelle de l'impulsion à $(1/e)$. En supposant que chaque composante de polarisation transporte la même puissance, il existe une solution analytique pour les phases en substituant l'équation (8) dans (7)

$$\phi_x(\tau) = \gamma L \left[P \exp(-\tau^2) + P \frac{2\sqrt{\pi}}{3\delta} (\text{erf}(\tau) - \text{erf}(\tau - \delta)) \right] \quad (9.a)$$

$$\phi_y(\tau) = \gamma L \left[P \exp(-\tau^2) + P \frac{2\sqrt{\pi}}{3\delta} (\text{erf}(\tau) + \text{erf}(\tau - \delta)) \right] \quad (9.b)$$

où δ et τ sont des grandeurs normalisées représentant respectivement la différence de temps de groupe et de temps, $\text{erf}(t)$ est la fonction erreur, définis par

$$\tau = \frac{t - z/v_{g_x}}{T_0} \quad \delta = \frac{L}{L_w} \quad L_w = \frac{T_0 c}{\Delta n} \quad \text{erf}(t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^t \exp(-t^2) dt$$

L_w correspond à la longueur de fibre pour laquelle les deux composantes de l'impulsion sont séparées temporellement de T_0 , appelée longueur de "walk-off".

La modulation de fréquence instantanée autour de la fréquence initiale ν_0 de l'impulsion est obtenue en dérivant la phase respective par rapport au temps

$$\Delta \nu_x(\tau) = -\frac{1}{2\pi} \frac{\partial \phi_x(\tau)}{\partial t} = \frac{\gamma PL}{2\pi T_0} \left[\tau \exp(-\tau^2) - \frac{1}{3\delta} [\exp(-\tau^2) - \exp(-(\tau - \delta)^2)] \right] \quad (10.a)$$

$$\Delta \nu_y(\tau) = -\frac{1}{2\pi} \frac{\partial \phi_y(\tau)}{\partial t} = \frac{\gamma PL}{2\pi T_0} \left[\tau \exp(-\tau^2) + \frac{1}{3\delta} [\exp(-\tau^2) - \exp(-(\tau + \delta)^2)] \right] \quad (10.b)$$

3.2.3. Asymétrie spectrale

Les deux lois de modulation de fréquence (10.a) et (10.b) sont représentées sur la figure 4 ainsi que la loi d'automodulation de fréquence (courbe en pointillé) dans le cas où la même impulsion serait polarisée suivant un des axes principaux. Dans le cas de l'automodulation de phase pure, l'élargissement spectral maximal est donné par^[9] $\Delta \nu_{\max} = 0.86 \gamma PL / \pi T_0$. Les deux lois (10.a) et (10.b) ne sont pas symétriques par rapport à la fréquence initiale de l'impulsion. Cette asymétrie est due à la différence de temps de groupe entre les deux composantes de l'impulsion, donnée par le paramètre δ ^[3].

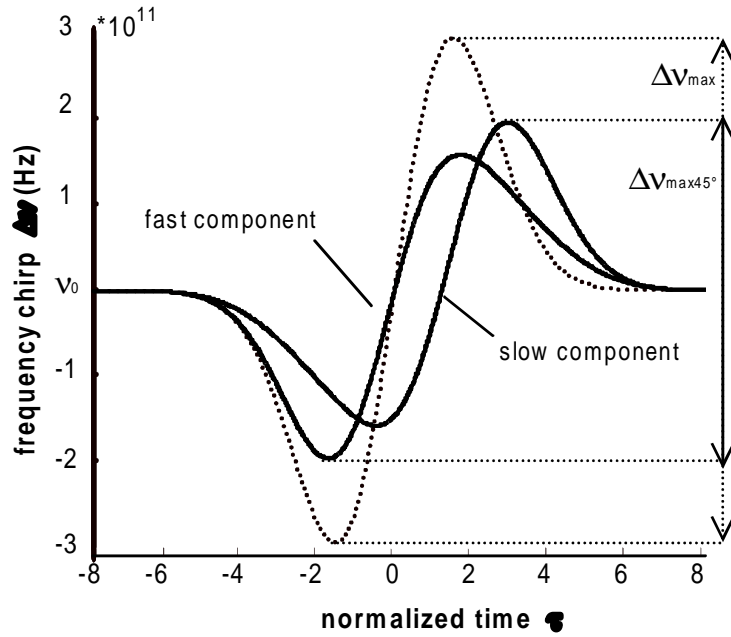
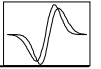


Figure 4: Lois de modulation de fréquence induites en fonction du temps normalisé τ . En trait plein: Lois théoriques de chaque composante d'une impulsion polarisée à 45° des lignes neutres de la fibre biréfringente. En pointillé: Loi théorique pour la même impulsion polarisée suivant l'axe rapide x . Les paramètres sont $\delta=1,5$ et $\gamma P_0 L=40$.

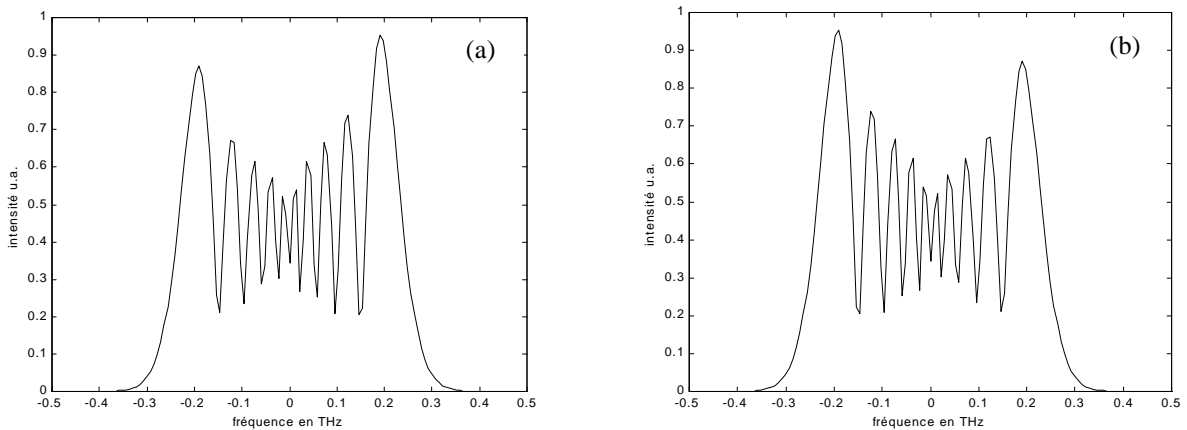
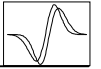


Figure 5: Spectres théoriques des deux composantes pour une impulsion gaussienne polarisée à 45° des lignes neutres. Les paramètres sont $\delta=1,5$ et $\gamma P_0 L=40$. (a): composante lente, (b): composante rapide.

Comme le recouvrement des deux composantes diminue au cours de la propagation, le couplage non linéaire, et donc l'intermodulation de phase, sont plus importants entre le front descendant de la composante rapide et le front montant de la composante lente. Par conséquent la génération de fréquence anti-Stokes (Stokes) par le front descendant (montant) de l'impulsion rapide (lente) est altérée par la loi de modulation de fréquence, de signe opposé, de l'impulsion lente (rapide) dans leur zone de recouvrement temporel. Ainsi, les plus hautes (basses) fréquences de l'impulsion sont générées dans la composante lente (rapide),



correspondant aux fronts des impulsions subissant un couplage minimal.

Les figures (5 a) et (5.b) montrent les spectres d'intermodulation de phase de chaque composante de l'impulsion, calculés à partir des équations (10.a) et (10.b) en utilisant la méthode numérique itérative de Fourier^[9]. L'apparition de cannelures dans les spectres est due aux interférences constructives ou destructives selon le déphasage entre les mêmes fréquences générées à des instants distincts dans l'impulsion (voir figure 1). On retrouve dans ces spectres cannelés l'asymétrie spectrale et par conséquent un léger décalage de l'énergie spectrale vers les hautes fréquences (basses fréquences) pour la composante lente (rapide). Comme la puissance est également répartie sur chaque axe, les deux spectres sont des images miroirs l'une de l'autre. Ainsi, la somme en intensité (par superposition incohérente) de ces deux spectres est parfaitement symétrique par rapport à la fréquence initiale ν_0 .

Nous vérifierons ces lois théoriques dans la partie expérimentale de ce chapitre et nous donnerons une comparaison quantitative entre l'intermodulation de phase dégénérée et l'automodulation de phase pure.

3.2.4 Interférences modales

On se propose d'étudier les interférences spectro-temporelles observables lorsque les deux composantes de l'impulsion sont recombinaées de manière cohérente après leur propagation dans la fibre. Ces interférences sont visualisées en incorporant un analyseur, orienté à 45 ° des axes, qui recombine les deux composantes de polarisations orthogonales en sortie de fibre (figure 6).

La biréfringence modale de la fibre induit un retard de phase entre les deux composantes de l'impulsion. Ce déphasage linéaire se traduit par des interférences dans le spectre de l'impulsion élargi par auto-intermodulation de phase.

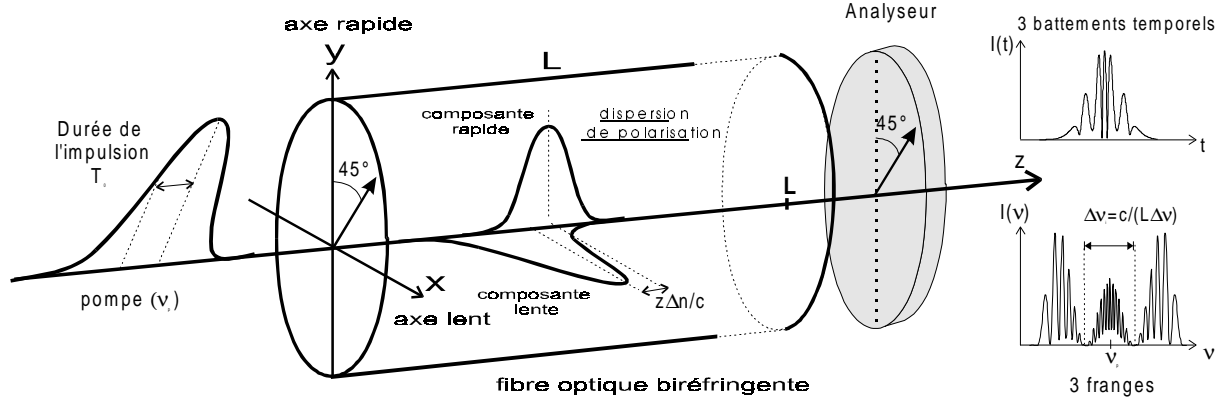
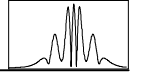


Figure 6: Interférences spectro-temporelles entre les deux modes de propagation non linéaire dans une fibre unimodale biréfringente.

Pour décrire les interférences dans le domaine spectral, on écrit les équations de Schrödinger non linéaires (4.a) et (4.b) dans l'espace réciproque sous la forme suivante

$$\frac{\partial \tilde{A}_x}{\partial z} + i\omega\beta_x \tilde{A}_x = i\gamma \left(|\tilde{A}_x|^2 + \frac{2}{3} |\tilde{A}_y|^2 \right) \tilde{A}_x \quad (11.a)$$

$$\frac{\partial \tilde{A}_y}{\partial z} + i\omega\beta_y \tilde{A}_y = i\gamma \left(|\tilde{A}_y|^2 + \frac{2}{3} |\tilde{A}_x|^2 \right) \tilde{A}_y \quad (11.b)$$

où $\tilde{A}_\alpha(z, \omega)$ est la transformée de Fourier dans l'espace des fréquences ω de l'amplitude lentement variable $A_\alpha(z, t)$ du champ électrique définie par

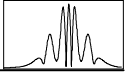
$$\tilde{A}_\alpha(z, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} A_\alpha(z, t) \cdot \exp(i\omega t) dt \quad (12)$$

En intégrant les équations (11.a) et (11.b) sur la distance z , on obtient l'expression analytique des amplitudes des composantes lente et rapide dans le domaine spectral

$$\tilde{A}_x(z, \omega) = \exp(-i\omega\beta_x z) \int_{-\infty}^{+\infty} A_x(0, t) \exp[i\phi_x(z, t) - i\omega t] dt \quad (13.a)$$

$$\tilde{A}_y(z, \omega) = \exp(-i\omega\beta_y z) \int_{-\infty}^{+\infty} A_y(0, t) \exp[i\phi_y(z, t) - i\omega t] dt \quad (13.b)$$

où ϕ_x et ϕ_y sont les phases non linéaires données par les équations (7.a) et (7.b). L'intensité spectrale $I(\omega)$ recueillie à la sortie de l'analyseur (A) est alors proportionnelle au carré du champ électrique total



$$\begin{aligned}
 I(\omega) &\propto \left(\frac{\tilde{A}_x}{\sqrt{2}} + \frac{\tilde{A}_y}{\sqrt{2}} \right) \left(\frac{\tilde{A}_x}{\sqrt{2}} + \frac{\tilde{A}_y}{\sqrt{2}} \right)^* = \\
 &\frac{1}{2} \left| \tilde{A}_x(0, \omega) \int_{-\infty}^{+\infty} \exp j[\phi_x(z, t) - \omega t] dt \right|^2 + \frac{1}{2} \left| \tilde{A}_y(0, \omega) \int_{-\infty}^{+\infty} \exp j[\phi_y(z, t) - \omega t] dt \right|^2 \\
 &+ \tilde{A}_x(0, \omega) \tilde{A}_y(0, \omega) \int_{-\infty}^{+\infty} \exp j[\phi_x(z, t) - \omega t] dt \int_{-\infty}^{+\infty} \exp j[\phi_y(z, t) - \omega t] dt \times \cos[\omega(\beta_x - \beta_y)z]
 \end{aligned} \tag{14}$$

d'où

$$\begin{aligned}
 I(\omega) &\propto \frac{1}{2} \left[\left| \tilde{A}_x(0, \omega) \int_{-\infty}^{+\infty} \exp j[\phi_x(z, t) - \omega t] dt \right|^2 + \right. \\
 &\left. \left| \tilde{A}_y(0, \omega) \int_{-\infty}^{+\infty} \exp j[\phi_y(z, t) - \omega t] dt \right|^2 \right] \times \left\{ 1 + \cos \left(\omega \frac{\Delta n}{c} z \right) \right\}
 \end{aligned} \tag{15}$$

D'après l'équation (15), l'intensité spectrale est décrite par la somme des deux spectres de modulation non linéaire de fréquence de chaque composante, modulée par une sinusoïde de période $\Delta\nu_i=c/(L.\Delta n)$, ou $\Delta\lambda_i=\lambda_0.L_B/L$, représentant l'inverse de l'écart temporel entre les deux composantes de l'impulsion en sortie de fibre. Ce spectre modulé est présenté sur la figure 7.

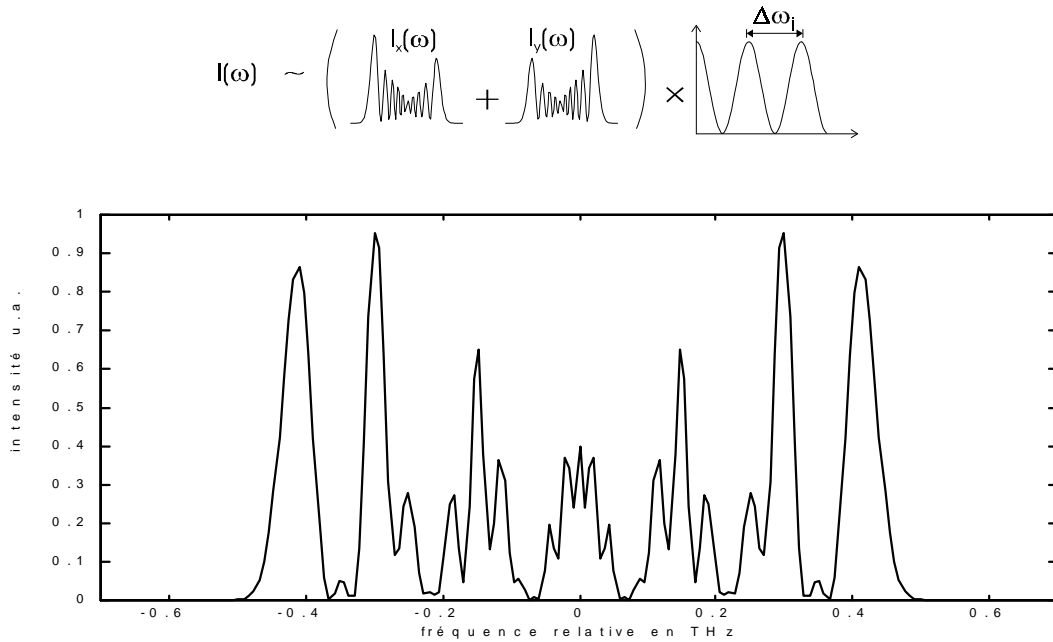


Figure 7: Spectre théorique d'interférences modales lors de la propagation non linéaire d'une impulsion dans une fibre unimodale biréfringente. Les paramètres sont : $L=4m$, $\Delta n=5,5.10^{-4}$, $\delta=0,42$ et $\gamma P_0 L=48$.

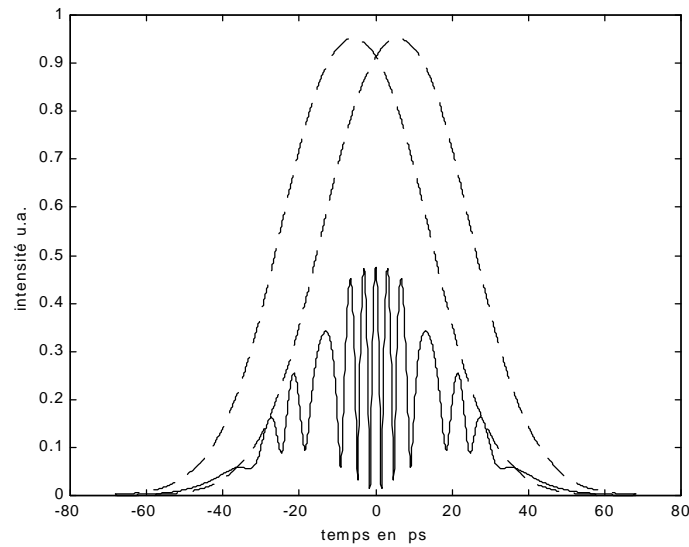
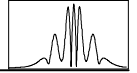


Figure 8: Profil d'intensité en fonction du temps des deux composantes de l'impulsion séparées sur chaque axe de polarisation (gaussiennes) et recombinaées en sortie de fibre (trait plein).

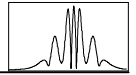
La figure 8 représente le profil temporel en intensité résultant de l'interférence des deux composantes de l'impulsion. On observe dans le temps la superposition cohérente des déphasages non linéaires induits sur chaque composante. Les battements non linéaires que l'on observe sur la courbe en trait plein sont dus au décalage de phase induit par la biréfringence en sortie de fibre entre les deux composantes auto et intermodulées en phase.

La différence de phase entre les deux composantes, et par conséquent la modulation d'intensité, varie d'autant plus vite que l'on se rapproche du temps de groupe moyen ($T=0$ sur la figure 8). La frange au centre est toujours brillante et le nombre de périodes de modulation rapides dans la partie centrale est égal au nombre de franges dans le spectre élargi en fréquence.

Nous caractériserons expérimentalement les interférences spectrales et temporelles.

3.2.5. Décalage en longueur d'onde

Nous avons montré précédemment que les effets combinés de la différence de temps de groupe et de l'intermodulation de phase dégénérée impliquent une asymétrie et une décroissance de l'élargissement spectral d'une impulsion se propageant dans une fibre



unimodale biréfringente, lorsque cette impulsion est polarisée à 45° des lignes neutres par rapport à la situation où cette même impulsion est polarisée suivant un des axes.

Dans le cas de la XPM, Baldeck *et al*^[13] ont montré que la copropagation d'impulsions signal et pompe de fréquences différentes dans un milieu dispersif tel que la fibre optique peut mener à un décalage en longueur d'onde sur le signal par intermodulation de phase asymétrique. Le signal peut-être décalé respectivement vers les basses (hautes) fréquences par interaction avec le front montant (descendant) de l'impulsion pompe. Ce phénomène peut être obtenu par la dispersion de vitesse de groupe, ou par la dispersion de polarisation. La première situation apparaît pour la diffusion Raman stimulée impulsionnelle (cf chap IV et V) en régime de dispersion normale dans les fibres optiques. L'impulsion Raman générée possède une fréquence décalée de 13.2 THz de la pompe. Ainsi la dispersion implique une vitesse de propagation du signal Raman supérieure à celle de la pompe et par conséquent un léger glissement de ce signal vers les basses fréquences^[14].

Dans ce paragraphe, nous présentons l'étude théorique et expérimentale du décalage en fréquence d'un signal faible par intermodulation de phase dégénérée avec une pompe intense, *de fréquence et de polarisation distinctes, dans une fibre biréfringente.*

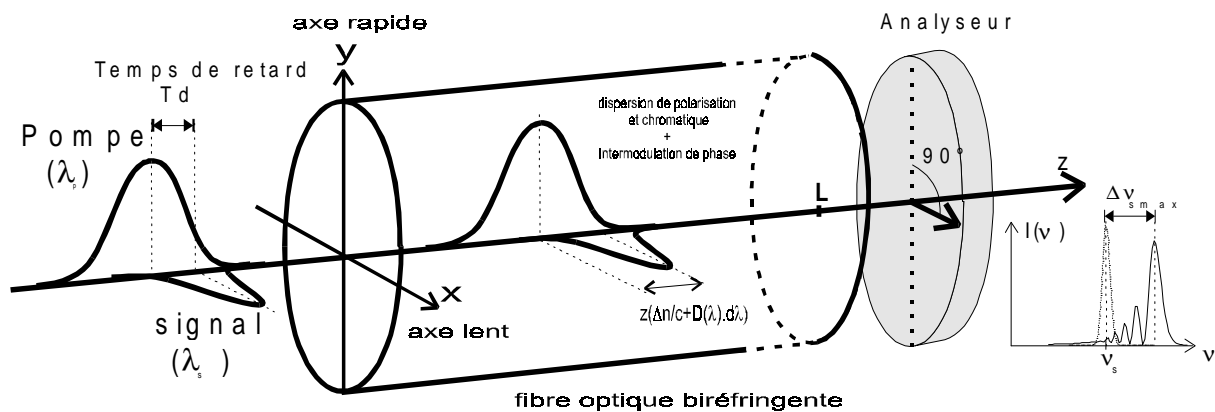
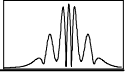


Figure 9: Schéma de principe du décalage en longueur d'onde d'un signal par intermodulation de phase dans une fibre unimodale biréfringente.

On suppose que le signal est trop faible pour qu'il puisse donner lieu à sa propre automodulation de phase et qu'il ne produit pas non plus d'intermodulation de phase sur la pompe. Dans ce cas, les équations de propagation gouvernant l'évolution du signal et de la



pompe sont données par

$$\frac{\partial A_{sx}}{\partial z} + \frac{1}{v_{gsx}} \frac{\partial A_{sx}}{\partial t} = \frac{2}{3} i \gamma_s |A_{py}|^2 A_{sx} + \frac{1}{3} i \gamma A_{sx}^* A_{py}^2 \exp(-2i\Delta\beta z) \quad (16.a)$$

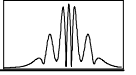
$$\frac{\partial A_{py}}{\partial z} + \frac{1}{v_{gpy}} \frac{\partial A_{py}}{\partial t} = i \gamma_p |A_{py}|^2 A_{py} + \frac{1}{3} i \gamma A_{py}^* A_{sx}^2 \exp(2i\Delta\beta z) \quad (16.b)$$

où v_{gsx} et v_{gpy} sont les vitesses de groupe des ondes signal et pompe polarisées orthogonalement, $\gamma_\alpha = \omega_\alpha n_2 / c A_{eff}$ est le coefficient de Kerr de la fibre correspondant à l'onde de fréquence ω_α ($\alpha=s,p$). $\Delta\beta = \beta_{sx} - \beta_{py}$ est la différence entre les constantes de propagation linéaires du signal et de la pompe due à la fois à la biréfringence et à la dispersion de vitesse de groupe de la fibre. Le facteur de différence de temps de groupe d' prend alors la forme

$$d' = \left| \frac{1}{v_{gsx}} - \frac{1}{v_{gpy}} \right| = \left| \frac{\Delta n}{c} - D(\lambda) \cdot 1 \times 10^{-6} \cdot \Delta\lambda \right| \quad (17)$$

avec $D(\lambda)$ le facteur de dispersion de vitesse de groupe (-440 ps/Km/nm autour de 532 nm). $\Delta\lambda$ est l'écart en longueur d'onde entre la pompe et le signal, qui peut être négatif ou positif.

Par la suite, nous considérerons que les deux ondes interagissantes maintiennent leur état de polarisation au cours de la propagation et conservent leur énergie initiale. On suppose ainsi qu'il n'y a aucun échange d'énergie entre la pompe et le signal ou le matériau, c'est à dire que la fréquence du signal n'est pas comprise dans les bandes de gain des processus paramétrique ou Raman. Pour une pompe polarisée selon l'axe rapide (y), cette condition est respectée pour une fibre fortement biréfringente ($>10^{-4}$) car la longueur de fibre est toujours très grande devant la longueur de cohérence du processus d'instabilité de polarisation^[15] $L \gg 2\pi/\Delta\beta = L_B$. Pour une fibre à forte biréfringence avec une pompe polarisée selon l'axe lent (x), un processus de mélange à quatre ondes serait possible pour des écarts spectraux pompe-signal d'environ 50 THz^[16]. Le décalage expérimental choisi entre la pompe et le signal est ici de 8 THz. D'autre part, l'intensité de pompe doit être inférieure au seuil de diffusion Raman stimulée orthogonale. Cependant, le signal est quand même soumis à un faible gain de diffusion Raman stimulée ($\Omega_R = 13.2$ THz). Nous pouvons néanmoins négliger l'influence de



ce léger gain sur l'effet d'intermodulation de phase.

Le décalage en fréquence du signal se détermine théoriquement par la méthode décrite au paragraphe (3.2.2). Les modulations de fréquence instantanées autour des fréquences respectives de la pompe et du signal sont alors données par

$$\Delta v_{sx}(\tau) = \frac{\gamma_s L}{\pi T_0} \left[P_s \tau \exp(-\tau^2) - \frac{P_p}{3\delta} \left[\exp(-(\tau - \tau_d)^2) - \exp(-(\tau - \tau_d - \delta')^2) \right] \right] \quad (18.a)$$

$$\Delta v_{py}(\tau) = \frac{\gamma_p L}{\pi T_0} \left[P_p \tau \exp(-\tau^2) + \frac{P_s}{3\delta} \left[\exp(-(\tau - \tau_d)^2) - \exp(-(\tau - \tau_d + \delta')^2) \right] \right] \quad (18.b)$$

où P_s et P_p sont respectivement les puissances crêtes initiales de la pompe et du signal. τ_d et δ' sont les paramètres normalisés suivants

$$\tau_d = \frac{T_d}{T_0} \quad \text{et} \quad \delta' = \frac{Ld'}{T_0}$$

où T_d est le délai initial entre les impulsions pompe et signal, δ' est le paramètre normalisé de différence de temps de groupe.

En supposant la puissance de pompe très supérieure à celle du signal ($P_p \gg P_s$), le décalage en fréquence induit par la pompe sur le signal et l'automodulation de phase de la pompe sont obtenus à partir des équations (18)

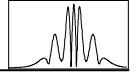
$$\Delta v_{sx}(\tau) = \text{sgn}(\delta') \Delta v_{sx \max} \left[\exp(-(\tau - \tau_d)^2) - \exp(-(\tau - \tau_d - \delta')^2) \right] \quad (19.a)$$

$$\Delta v_{py}(\tau) = \frac{\gamma_p L}{\pi T_0} \left[P_p \tau \exp(-\tau^2) \right] \quad (19.b)$$

où $\Delta v_{sx \max}$ est le décalage maximal induit donné par

$$\Delta v_{sx \max} = \frac{\gamma_s L P_p}{3\pi T_0 |\delta'|} = \frac{\gamma_s P_p L_w}{3\pi T_0} \quad (20)$$

Il est important de noter que le décalage maximal est déterminé par la longueur L_w de "walk-off", correspondant à la différence de temps de groupe, et non pas par la longueur de fibre L . En effet, le couplage n'est effectif que sur la longueur où les deux impulsions se



recouvrent temporellement. On remarque aussi que le décalage maximal induit par intermodulation de phase dégénérée est multiplié par un facteur $1/3$, dû à la polarisation croisée des deux ondes, comparé au décalage induit par intermodulation de phase parallèle^[13].

Le spectre du signal en sortie de fibre peut avoir des caractéristiques différentes suivant les valeurs relatives des paramètres τ_d et δ' . La figure 10 montre que ce spectre pour $\delta'=0,42$ et $\tau_d=\pm 0,86$, obtenu en simulant les Eqs.(16), peut être décalé soit vers les basses fréquences, soit vers les hautes suivant le signe de τ_d . La longueur de fibre et la puissance sont choisies pour correspondre aux paramètres expérimentaux. Le décalage en longueur d'onde maximal atteint est d'environ 0,25 nm. Les spectres de sortie présentent une forte asymétrie due à l'intermodulation de phase.

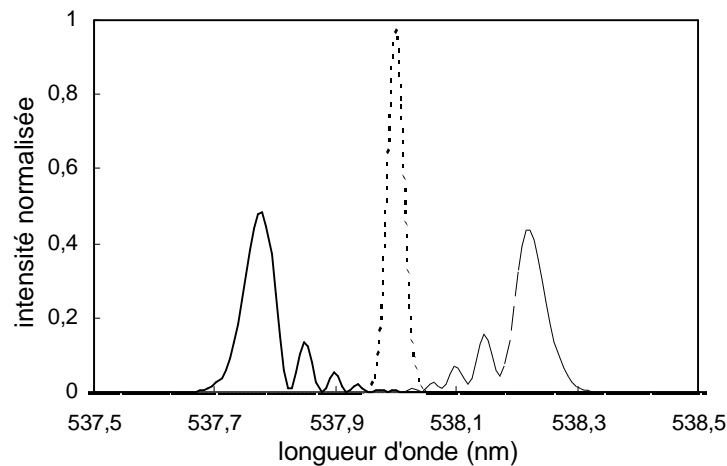
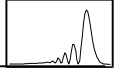


Figure 10: Spectres théoriques illustrant le décalage en longueur d'onde d'une impulsion signal centrée initialement à 538 nm, intermodulée en phase par une pompe de longueur d'onde 532 nm et de polarisation croisée. Pointillé: entrée de la fibre, $T_0=17,5$ ps ($\lambda_s=538$ nm). Trait plein gras : sortie de fibre, $L=4$ m, $\Delta n=5,5 \cdot 10^{-4}$, $\delta'=0,42$, $\tau_d=-0,86$ et $\gamma P_0 L=30$. Trait plein fin : sortie de fibre, même paramètres sauf $\tau_d=+0,86$.

Il est clair que le modèle analytique utilisé est approximatif. D'après les eqs.(17) et (20) les décalages spectraux peuvent atteindre des valeurs relativement grandes en minimisant le paramètre d' alors que l'expérience n'autorise que des glissements spectraux inférieurs au THz pour des impulsions picosecondes. Il faut tenir compte en effet des recouvrements temporels. Par contre, les simulations numériques de la figure 10 décrivent parfaitement le phénomène et seront vérifiées dans la partie expérimentale.



3.3. Expérience d'intermodulation de phase dégénérée

3.3.1. Montage expérimental

La figure 11 illustre le schéma expérimental de l'expérience d'intermodulation de phase dégénérée par biréfringence d'une impulsion unique polarisée à 45° des lignes neutres d'une fibre biréfringente^[3]. Nous disposons, pour accroître le nombre de paramètres, de deux impulsions de fréquences et de durées différentes. Une impulsion de profils temporel et spectral réciproques, gaussiens en intensité [largeurs à mi-hauteur: 38 ps, ≈ 30 GHz], est fournie par le laser Nd:YAG impulsif doublé en fréquence à 532 nm. L'autre impulsion est délivrée par un laser à colorant à contre-réaction distribuée^[17] mis au point au laboratoire [largeurs à mi-hauteur: 10 ps, 100 GHz; $\lambda=548$ nm] pompé par le second harmonique du laser Nd:YAG.

Les mesures d'élargissements spectraux ont été réalisées à partir de ces deux impulsions dans six fibres à maintien de polarisation différentes, de longueurs comprises entre 0,28 m et 20 m et de biréfringences comprises entre $3 \cdot 10^{-4}$ et $5,5 \cdot 10^{-4}$. La longueur des fibres utilisées est toujours suffisamment courte pour pouvoir négliger l'élargissement temporel des impulsions, dû à la dispersion de vitesse de groupe.

La direction de polarisation de l'impulsion initiale est orientée à l'aide d'une lame demi-onde ($\lambda/2$) placée après un polariseur (P). En sortie de fibre, un analyseur (A) permet de sélectionner une des composantes de l'impulsion.

Les spectres modulés en fréquence sont mesurés à l'aide d'un spectromètre à réseau en Littrow (N°1, 0,3m, 2400 tr/mm), possédant une résolution de 4 GHz, dont le plan spectral est agrandi par un objectif de microscope $\times 10$. L'acquisition est faite par la caméra CCD monocoup.

Pour observer la modulation de fréquence induite, nous utilisons un second spectromètre de résolution 200 GHz (n°2, 0,75 m, 600 tr/mm) couplé à la caméra à balayage de fente de résolution 5ps. Dans cette configuration particulière, la caméra fournit une information tridimensionnelle qui représente la distribution de densité d'énergie de l'impulsion dans l'espace temps-fréquences^[18].

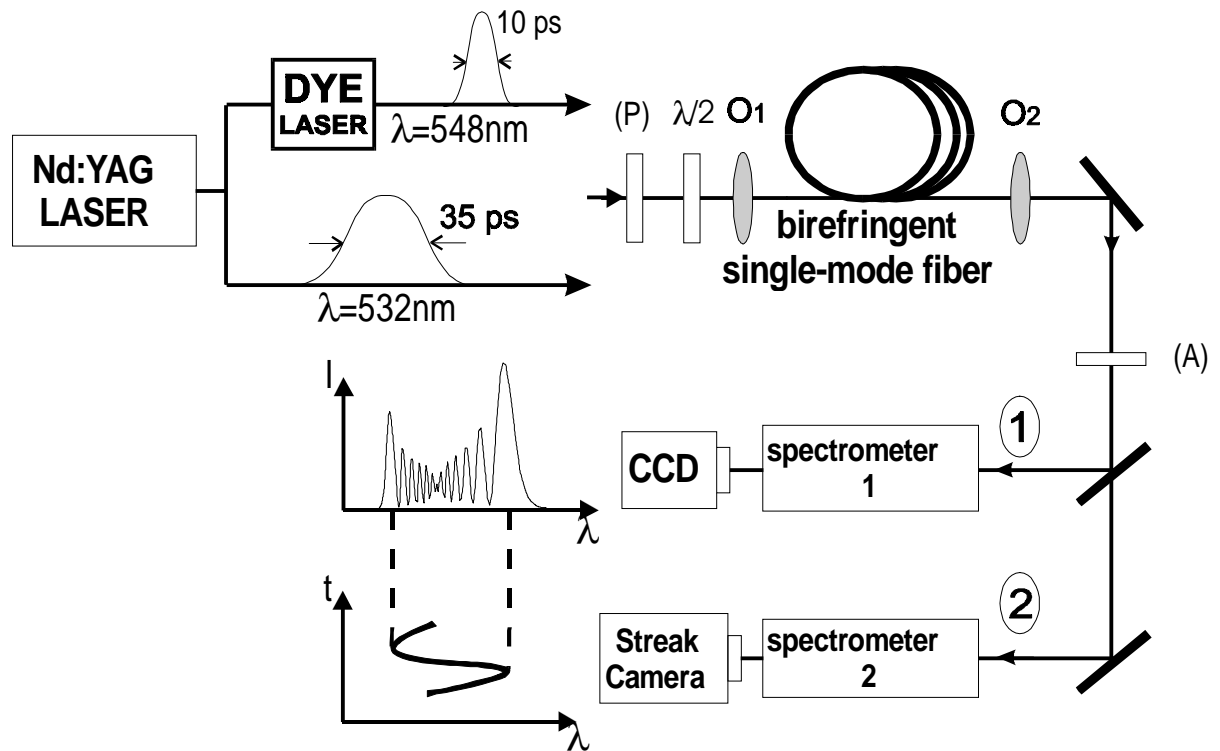
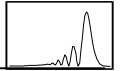


Figure 11: Schéma du montage expérimental. O_1 , O_2 sont des objectifs de microscopes. Les autres éléments sont listés dans le texte.

La puissance crête de l'impulsion initiale est limitée pour que la diffusion Raman stimulée^[19,20] et le mélange à quatre ondes (par processus à pompe croisée) n'apparaissent pas dans la fibre.

Dans cette expérience, nous comparons la situation d'une impulsion polarisée, soit à 45° des axes biréfringents de la fibre (DXPM), soit suivant un axe (SPM). Dans ce dernier cas, l'axe rapide est choisi afin d'éviter le mélange à quatre ondes^[15].

3.3.2. Lois de modulation de fréquence

Les images spectro-temporelles de la figure 12 montrent trois lois expérimentales de modulation de fréquence. La figure 12 (b) obtenue dans une fibre de 20 m et de biréfringence $\Delta n = 4,5 \cdot 10^{-4}$ pour l'impulsion de 35 ps (correspondant à $T_0 = 20$ ps) illustre l'asymétrie des lois de modulation de fréquence de chaque composante de l'impulsion.



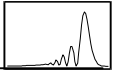


Figure 12: Densité d'énergie spectro-temporelles de l'impulsion en sortie de fibre pour trois différents paramètres δ expérimentaux. (a) cas de SPM pure, $L=20$ m, $T_0=20$ ps, $\delta=0$. Cas de DXPM: (b) $L=20$ m, $\Delta n=4.5 \cdot 10^{-4}$, $T_0=20$ ps, $\delta=1.5$ et (c) $L=20$ m, $\Delta n=4.5 \cdot 10^{-4}$, $T_0=5$ ps, $\delta=6$.

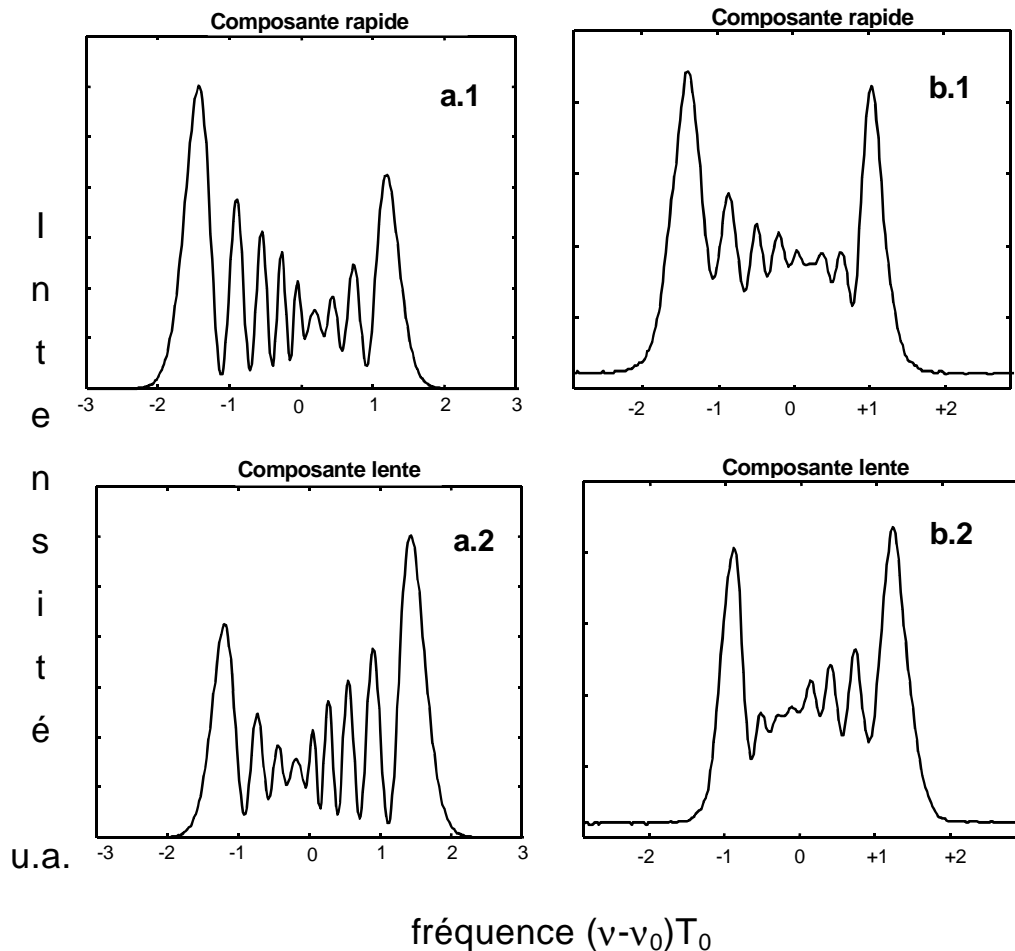
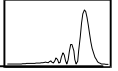


Figure 13: Spectres théoriques (a1,a2) et expérimentaux (b1, b2) des deux composantes d'une impulsion gaussienne polarisée à 45° des lignes neutres d'une fibre biréfringente. Les paramètres sont $\delta=1,5$ et $\gamma P_0 L=40$.

En accord avec les courbes théoriques (figure 4), les plus hautes fréquences de l'impulsion sont générées dans la composante lente et les plus basses fréquences dans la



composante rapide. La première loi (figure 12-a) représente la loi symétrique d'automodulation de phase pure.

La figure 12 (c) illustre une situation où la différence de temps de groupe est importante. Dans ce cas, la séparation des deux composantes est très rapide et chacune se contente pratiquement d'acquiescer sa propre automodulation de phase.

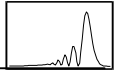
Les figures 13 présentent les profils spectraux expérimentaux (b1,b2) et théoriques (a1, a2) résultant de l'intermodulation de phase entre les deux composantes de l'impulsion. On retrouve le léger décalage vers les hautes fréquences (basses fréquences) pour la composante lente (rapide). Comme la puissance incidente est également répartie sur chaque axe, les deux spectres a1 (b1) et a2 (b2) sont des images miroirs. La résultante totale en intensité est par conséquent symétrique par rapport à la fréquence initiale de l'impulsion.

3.3.3. Mesure de l'élargissement spectral

A l'aide du spectromètre n°1 et de la caméra CCD, nous avons mesuré l'étendue spectrale maximale $\Delta\nu_{\max 45^\circ}$ (voir figure 4) pour le cas de la DXPM et $\Delta\nu_{\max}$ pour le cas de la SPM, en l'absence d'analyseur (A) en sortie de fibre. La figure 14 présente une série de spectrogrammes pour des puissances de pompes croissantes. On remarque que ces spectres sont bien symétriques par rapport à la fréquence initiale de l'impulsion.

L'élargissement spectral total de l'impulsion polarisée à 45° des lignes neutres est diminué par rapport à cas de l'automodulation de phase pure. Le rapport des élargissements spectraux $\Delta\nu_{\max 45^\circ}/\Delta\nu_{\max}$ pour une même fibre est indépendant de la puissance incidente.

Sur la figure 15, nous avons tracé le rapport $R=\Delta\nu_{\max 45^\circ}/\Delta\nu_{\max}$ en fonction de δ , c'est à dire pour des fibres de longueurs et de biréfringences différentes, et des impulsions de durées différentes. R décroît au fur et à mesure que le paramètre δ croît. Pour de fortes biréfringences et de grandes longueurs de fibre ($L \gg L_w$), l'élargissement spectral de chaque composante est dû uniquement à sa propre automodulation de phase parce que les deux composantes sont complètement séparées et l'effet d'intermodulation de phase est négligeable. L'élargissement spectral total en sortie de fibre ($R=\Delta\nu_{\max 45^\circ}/\Delta\nu_{\max}=0.5$) vaut alors la moitié de celui correspondant à une impulsion polarisée sur un axe (cf. figure 12-c). Pour de faibles



biréfringences et des petites longueurs de fibre ($\delta \ll 1$), la différence de temps de groupe peut être négligeable et le couplage par intermodulation de phase entre les deux composantes est maximum.

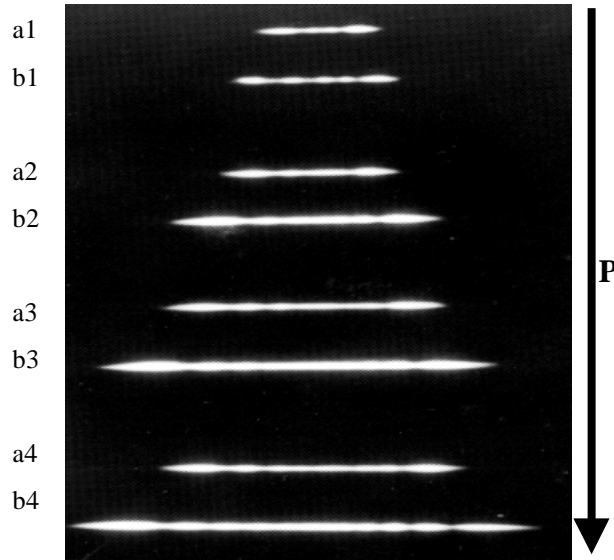


Figure 14: Séries de doubles spectrogrammes d'impulsions de puissances croissantes obtenus par propagation non linéaire dans une fibre de 10 m. Les spectrogrammes a1, a2, a3 et a4 (b1, b2, b3 et b4) correspondent à une polarisation du champ électrique à 45° des lignes neutres (suivant une ligne neutre).

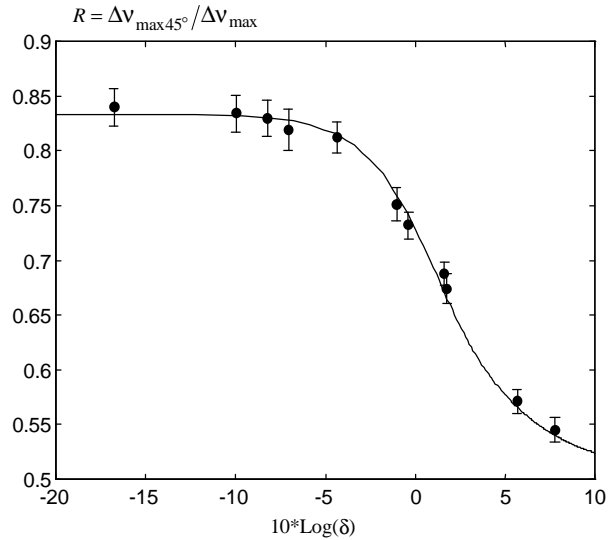
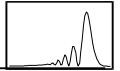


Figure 15 : Rapport R théorique et expérimental de l'élargissement spectral à 45° des axes biréfringents et suivant un axe en fonction du paramètre de différence de temps de groupe δ .

Par conséquent, l'élargissement spectral total est maximal et correspond à 5/6 de l'étendue spectrale d'une impulsion polarisée sur un axe, à cause du coefficient de couplage 2/3 dans les équations (3.a) et (3.b). En fait, si la différence de temps de groupe devient nulle ($\delta=0$), la longueur de battement ne peut plus être négligeable devant la longueur de fibre. Le terme de mélange à quatre ondes dans les équations (4.a) et (4.b) contribue à la modulation de phase. Ainsi, l'élargissement spectral doit être identique dans ce cas, que l'impulsion soit polarisée à 45° ou suivant un des axes principaux. Cependant, cette limite est très difficile à atteindre expérimentalement parce qu'il existe toujours une biréfringence résiduelle (de l'ordre de 10^{-6}) qui détruit les effets cohérents entre les deux polarisations. En conclusion, la biréfringence a donc pour effet de réduire l'étendue spectrale de l'impulsion.

3.3.4 Interférences modales



Pour observer les interférences lors de la superposition cohérente des deux composantes de l'impulsion, on place l'analyseur en sortie de fibre mais avec une direction de polarisation orientée à 45° des axes biréfringents.

Les images des figures (16.a,b,c) sont des spectrogrammes enregistrés sur la caméra CCD. On observe alors les franges d'interférences dans le domaine spectral pour lesquelles l'interfrange $\Delta\nu_i$ est inversement proportionnel au produit longueur×biréfringence.

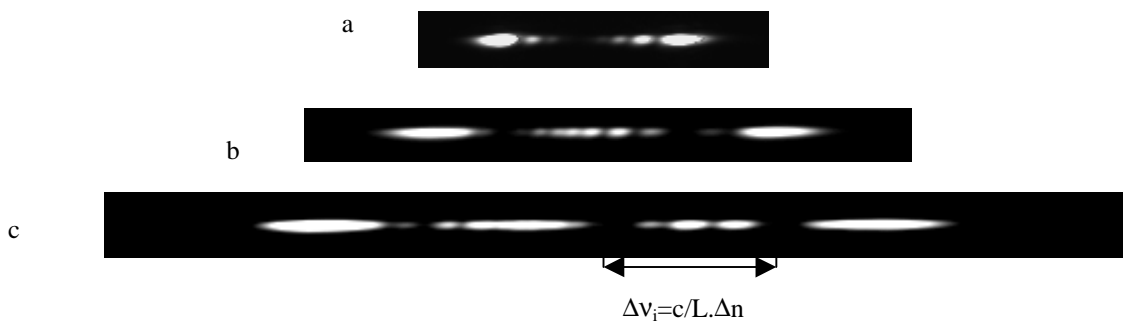


Figure 16: Interférences spectrales observées dans le spectre élargi de modulation de fréquence. (a) $L=3m$, $\Delta n=3,3.10^{-4}$, $P=200$ W. (b) $L=3,4m$, $\Delta n=3,8.10^{-4}$, $P=320$ W. (c) $L=4m$, $\Delta n=5,5.10^{-4}$, $P=360$ W.

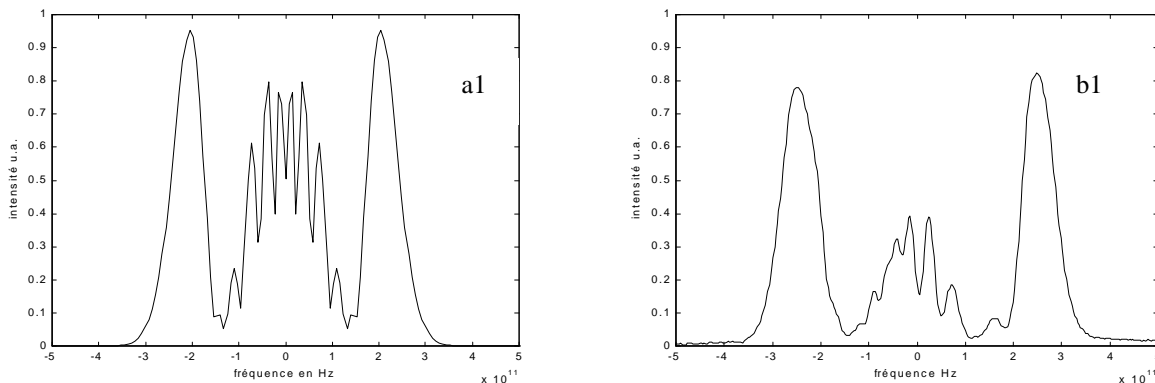
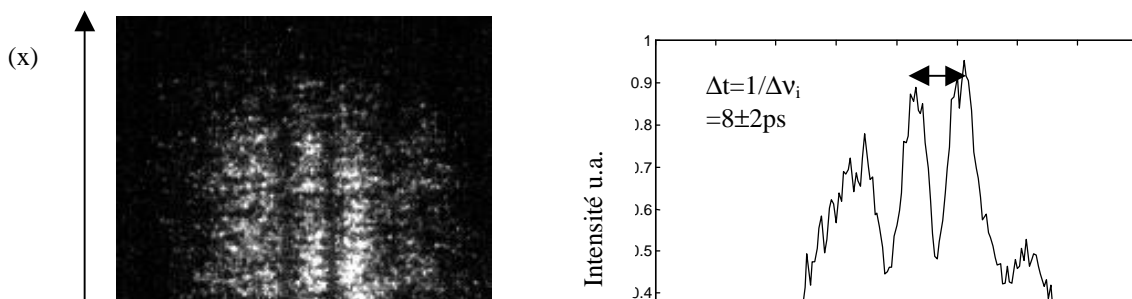
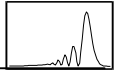


Figure 17: Profils spectraux théorique (a1) et expérimental (b1) d'interférences modales. $L=4m$, $\Delta n=5,5.10^{-4}$, $P=170$ W.

La figure 18 montre les battements temporels, visualisés en sortie de fibre à l'aide de la caméra à balayage de fente, entre les deux composantes modulées en phase et décalées par la biréfringence.





Temps en picoseconde

Figure 18: Observation (a) et mesure (b) à la caméra à balayage de fente des battements temporels d'intensité entre les deux composantes de l'impulsion. $L=4m$. $\Delta n=5,5.10^{-4}$.

3.4. Expérience de décalage en longueur d'onde

Le schéma de l'expérience de décalage en longueur d'onde d'un signal par intermodulation de phase dégénérée est basé sur le montage présenté dans le chapitre II.

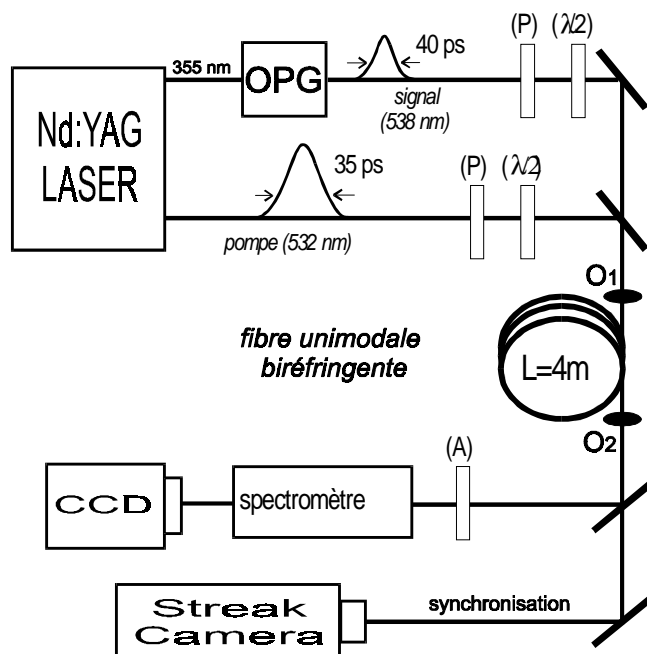
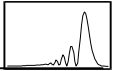


Figure 19 : Schéma de l'expérience de décalage en longueur d'onde par intermodulation de phase dégénérée. (O1,O2): Objectifs de microscope $\times 10$, (P): polariseur de Glan, $(\lambda/2)$: lame demi-onde.

Il est représenté sur la figure 19. L'impulsion signal est délivrée par le générateur paramétrique optique. Sa longueur d'onde est ajustée à 538 nm. Le délai initial entre les deux impulsions pompe et signal à l'entrée d'une fibre unimodale fortement biréfringente est réglé au moyen d' une ligne à retard et contrôlé par la caméra à balayage de fente. Les états de polarisations linéaires des ondes pompe et signal sont orientés respectivement suivant l'axe



rapide et lent de la fibre. Le glissement spectral induit par la pompe sur le signal est analysé par un spectromètre de forte résolution (0,5 m ; 2400 tr/mm) couplé à la caméra CCD. La figure 20 montre que les spectres expérimentaux obtenus pour deux délais initiaux opposés sont en accord avec les prédictions théoriques de la figure 10. Le décalage maximal a été mesuré à 0,3 nm dans nos conditions expérimentales.

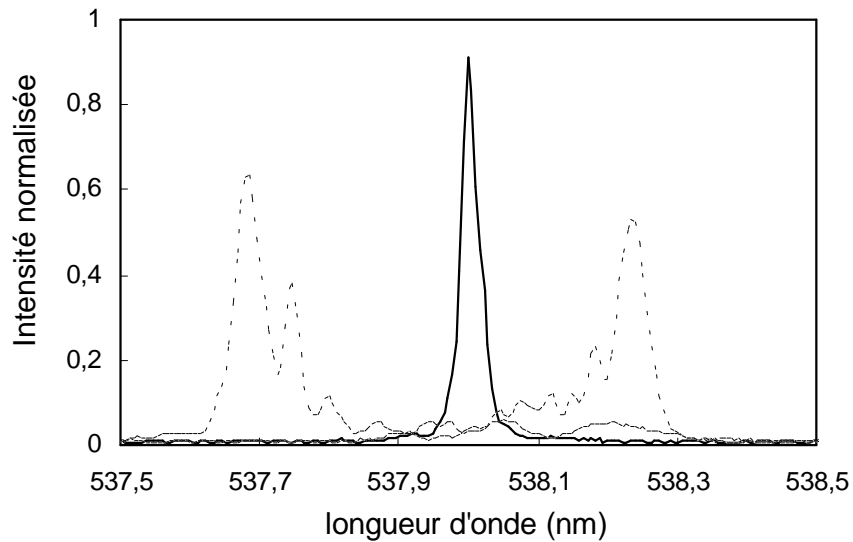
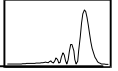


Figure 20: Spectres expérimentaux de décalage en longueur d'onde d'une impulsion signal centrée initialement à 538 nm, intermodulée en phase par une pompe de longueur d'onde 532 nm et de polarisation croisée: Trait plein entrée de la fibre, $T_0=17,5$ ps ($\lambda_s=538$ nm). Pointillé: sortie de fibre, $L=4$ m, $\Delta n=5,5 \cdot 10^{-4}$, $\delta=0,42$, $\tau_d=-0,86$ et $\gamma P_0 L=30$. Tiret: sortie de fibre, même paramètres sauf $\tau_d=+0,86$.



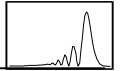
3.5. Conclusion

L'étude de l'intermodulation de phase dégénérée dans une fibre biréfringente est complémentaire et importante pour comprendre les caractéristiques spectro-temporelles de l'amplification paramétrique d'impulsions brèves par processus à pompe croisée, traitée au chapitre II.

Nous avons montré que l'élargissement spectral d'une impulsion brève intense se propageant dans une fibre optique biréfringente est influencé par les effets combinés de l'intermodulation de phase dégénérée et de la différence de temps de groupe. Pour une impulsion polarisée à 45° des lignes neutres, l'asymétrie et le resserrement spectral ainsi que les interférences modales ont été calculés, mesurés et comparés au spectre d'automodulation de phase d'une impulsion identique polarisée sur une des lignes neutres. Ces observations apportent un moyen simple et utile pour évaluer la biréfringence de la fibre pour des paramètres $\delta=L\Delta n/T_{0c}$ compris dans l'intervalle 0,5-3,5 (figure 15). En fonction des durées d'impulsions et des longueurs d'onde utilisées, la méthode pourrait être adaptée pour mesurer des biréfringences dans l'intervalle 10^{-6} - 10^{-3} avec une précision de 5%.

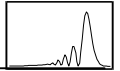
L'application première de la modulation de phase par effet Kerr dans les fibres est la mise en forme spectro-temporelle d'impulsions^[18]. En particulier, il est bien connu que l'élargissement spectral induit peut être mis à profit pour la compression temporelle d'impulsions^[21,22].

Nous avons de plus démontré la possibilité de décaler la fréquence des signaux (dans une plage de 0 à 0,3 nm) en utilisant l'intermodulation de phase dégénérée. Cette technique de décalage de phase pourrait s'appliquer à la commutation ultra-rapide pour les systèmes de télécommunications^[9,23-25] en opérant dans un interféromètre de type Sagnac^[24] ou Mach-Zehnder^[25]. Un petit décalage en phase ou en fréquence d'une impulsion, induit au début ou en cours de propagation, provoque un changement de sa vitesse. Ainsi, elle pourrait être commutée par rapport au train calé sur une horloge de référence. Un avantage de l'intermodulation de phase dégénérée est de décaler directement des signaux en longueur d'onde tout en pouvant rejeter la pompe à l'aide d'un simple polariseur. Un autre avantage est que la longueur d'interaction entre le signal et la pompe peut être facilement contrôlée par les choix judicieux de la biréfringence et de la dispersion de vitesse de groupe.

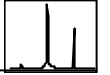


Références

1. Q. Z. Wang, P. P. Ho, and R. R. Alfano, "Degenerate cross-phase modulation for pulse compression and amplification of ultrashort laser pulses" *Opt. Lett.* 18, 1023 (1990).
2. Q. D. Liu, J. T. Chen, Q. Z. Wang, P. P. Ho, and R. R. Alfano, "Single pulse degenerate-cross-phase modulation in a single-mode optical fiber", *Opt. Lett.* 20, 542 (1995).
3. T. Sylvestre, H. Maillotte, E. Lantz and D. Gindre, "Combined effects of degenerate cross-phase modulation and pulse walk-off in birefringent fibers", *Journal of Nonlinear Optical Physics and Materials* 6, 313 (1997).
4. Q. D. Liu, L. Shi, P. P. Ho, R. R. Alfano, R.-J. Essiambre, and G.P. Agrawal, "Degenerate cross-phase modulation of femtosecond laser pulses in a birefringent single-mode fiber" *IEEE Photon. Tech. Lett.* 9, 1107 (1997).
5. M.N. Islam, L. F. Mollenauer, R.H. Stolen, J.R. Simpson, and H. T. Shang, "Cross-phase modulation in optical fibers", *Opt. Lett.* 12, 625 (1987).
6. R.H. Stolen and C.H. Lin, "Self-phase modulation in silica fibers", *Phys. Rev. A* 17, 1448-1453 (1978).
7. M. Vampouille, J. Marty, "Modulation de phase contrôlée dans les fibres optiques", *Opt. Quantum. Electron.* 13, 393 (1981).
8. F. Shimizu, *Phys. Rev. Lett.* 19, 1097 (1967).
9. G.P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics", *Quantum Electronics Principles and Applications*, 2nd Edition, Academic Press Inc., San Diego, Calif., (1995).
10. J. Botineau and R. H. Stolen, "Effect of polarization on spectral broadening in optical fibers", *J. Opt. Soc. Am.* 72, N°12, 1592-1596 (1982).
11. Michel Vampouille: "Etude et applications de la propagation non linéaire dans les milieux de Kerr", Habilitation à Diriger des Recherches, Université de Limoges (1991).
12. T. Sylvestre, "Modulation de phase et amplification paramétrique dans une fibre unimodale biréfringente", Diplôme d'Etudes Approfondies, Université de Franche-comté (1995).
13. P. Baldeck, R.R. Alfano, and G.P. Agrawal, "Induced-frequency shift of copropagating ultrafast optical pulses", *Appl. Phys. Lett.* 52, 1939 (1988).
14. S. Kumar, A. Selvarajan, and G.V Anand, "Influence of Raman scattering on the cross phase modulation in optical fibers", *Opt. Comm.* 102, 329 (1993).
15. E. Lantz, D. Gindre, H. Maillotte and J. Monneret, "Phase matching for parametric amplification in a single-mode birefringent fiber: influence of the non-phase-matched waves", *J. Opt. Soc. Am. B* 14, 116 (1997).
16. R.H. Stolen, M.A. Bösch and C. Lin, "Phase-matching in birefringent fibers", *Opt. Lett.* 6, 213 (1981).



17. Z. Bor, and A. Muller, "*Picosecond distributed feedback lasers*", IEEE J. Quantum Electron. 22, 1524 (1986).
18. C. Froehly, B. Colombeau, and M. Vampouille, "*Shaping and analysis of picosecond light pulses*", Progress in Optics-Vol. 20 , Ed. Wolf, Amsterdam, pp. 65-113 (1983).
19. J. M. Hickmann, J.F. Martins-Filho, and A.S.L. Gomes, "*The effects of stimulated Raman scattering and dispersive self-phase modulation in the spectral evolution of pulses in single mode fibers*", Opt. Comm. 84, 327 (1991).
20. A. M. Weiner, and J.P. Heritage and R.H. Stolen, "*Self-phase modulation and optical pulse compression influenced by stimulated Raman scattering in fibers*", J. Opt. Soc. Am. B 5, 364 (1988).
21. W. J. Tomlinson, R. H. Stolen,, and C. V. Shank, "*Compression of optical pulses chirped by self-phase modulation*", J. Opt. Soc. Am. B 1, 139 (1982).
22. J. E. Rothenberg, "*Intrafiber visible pulse compression by cross-phase modulation in a birefringent optical fiber*", Opt. Lett. 15, 495 (1990).
23. T. Morioka, and M. Saruwatari, "*All-optical ultrafast nonlinear switching utilizing the optical Kerr effect in optical fibers*", Opt. Engineering 29, 200 (1990); "*Ultrafast all-optical switching utilizing the optical Kerr effect in polarisation-maintaining single-mode fibers*", IEEE J. on Selected Areas in Communications 6, 1186 (1988).
24. K. J. Blow, N. J. Doran, B. K. Nayar and B. P. Nelson, "*Two wavelength operation of the nonlinear fiber optical loop mirror*", Opt. Lett. 15, 248 (1990).
25. B.K. Nayar, N. Finlayson, N.J. Doran, S.T. Davey, D.L. Williams and J.W. Arkwright, "*All optical switching in a twin core fiber nonlinear Mach-Zehnder interferometer*", Opt. Lett. 16, 408 (1991).

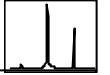


CHAPITRE IV

CONVERSION PARAMETRIQUE DE FREQUENCES ASSISTEE PAR LA DIFFUSION RAMAN STIMULEE

Résumé

Nous analysons l'effet du mélange à quatre ondes sur la diffusion Raman stimulée dans une fibre optique unimodale normalement dispersive. Nous montrons que malgré le grand désaccord de phase existant entre les fréquences anti-Stokes et Stokes Raman, le couplage paramétrique ne peut être négligé, impliquant la conversion basse de fréquences, assistée par la diffusion Raman stimulée. Une expérience de conversion - amplification, dans laquelle un faible signal visible de fréquence anti-Stokes Raman et une pompe sont injectés dans une fibre, est aussi présentée. Ce mécanisme permet d'envisager une nouvelle technique simple de commutation ultra-rapide en longueur d'onde de la deuxième vers la troisième fenêtre des télécommunications optiques.



4.1. Mélange à quatre ondes et diffusion Raman stimulée

4.1.1. L'effet Raman

La diffusion Raman est un processus de diffusion d'une onde optique par une molécule résonnante. Ce phénomène physique, découvert par C.V. Raman^[1] en 1928, est décrit par la mécanique quantique comme l'annihilation d'un photon incident de fréquence ω_p et la création d'un photon de plus basse fréquence $\omega_s = \omega_p - \Omega_R$ (photon Stokes) par diffusion par une molécule faisant une transition Ω_R entre deux états vibrationnels, où Ω_R est la fréquence du phonon optique donnée par le temps de réponse Raman du matériau^[2-4] (voir figure. 1).

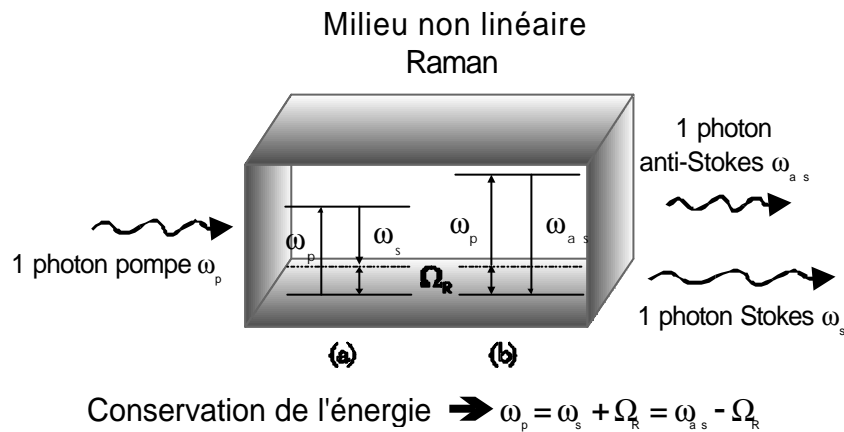
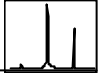


Figure 1: Principe de la diffusion Raman dans un milieu à réponse non linéaire. Diagrammes de niveaux virtuels d'énergie : (a) diffusion Stokes. (b) diffusion anti-Stokes.

La diffusion Raman stimulée (DRS) se traduit par une forte conversion de l'énergie de pompe sur l'onde Stokes qui croît à l'intérieur du milieu non linéaire^[5].

Une conversion haute pour laquelle un phonon combiné à un photon pompe génère un photon de plus haute fréquence $\omega_{as} = \omega_p + \Omega_R$ (photon anti-Stokes) est aussi possible. Cependant, la diffusion Raman anti-Stokes n'a jamais été observée dans les fibres en silice car elle requiert la présence de phonons initiaux avec la bonne énergie et le bon moment comme par exemple dans les gaz. La DRS induit en général une absorption aux fréquences anti-Stokes en transférant l'énergie sur la fréquence pompe sauf lorsque le processus de mélange à quatre ondes est efficace^[6].



La DRS présente un intérêt dans les fibres optiques pour l'amplification optique large bande de signaux ou encore les lasers accordables du fait de la grande largeur de bande du processus Raman^[7] (~10 THz). Toutes ces applications sont basées sur l'amplification Raman Stokes, correspondant à un décalage vers les basses fréquences de 440 cm^{-1} ($\Omega_R=13,2 \text{ THz}$ pour la silice) de la fréquence d'excitation.

4.1.2. Couplage Stokes-anti-Stokes

Nous présentons dans ce quatrième chapitre une étude et une application du couplage des ondes Stokes et anti-Stokes de la diffusion Raman stimulée dans les fibres optiques. Ce couplage Stokes-anti-Stokes fut décrit théoriquement pour la première fois par Shen et Bloembergen^[8] à partir d'un formalisme à trois équations couplées. Il a été montré que l'onde anti-Stokes pouvait être générée et que le gain Raman Stokes pouvait être réduit lorsque les ondes sont fortement couplées par mélange quatre ondes^[4,8].

Par la suite, l'interaction entre le mélange à quatre ondes et la diffusion Raman stimulée a été analysée dans les fibres optiques en fonction de différents types d'accord de phase^[9-11]. La suppression paramétrique du gain Raman fut décrite et démontrée expérimentalement dans les fibres unimodales sur une polarisation^[12], dans les fibres biréfringentes^[13], et récemment dans les fibres bimodales^[14]. Il fut aussi prédit la formation de soliton Raman^[15,16].

Par ailleurs, une forte efficacité de conversion de polarisation et de fréquence résultant d'un mélange paramétrique et de la diffusion Raman perpendiculaire a été observée dans les fibres biréfringentes^[17,18].

4.1.3. Etude proposée

Nous proposons d'étudier le couplage paramétrique de la diffusion Raman stimulée dans une fibre optique unimodale en présence d'un signal d'entrée à la fréquence anti-Stokes. Nous caractériserons à la fois l'absorption induite du signal anti-Stokes ($\omega_{as} \rightarrow \omega_p + \Omega_R$) par la DRS et le rendement de conversion vers l'onde Stokes, convertie par couplage paramétrique ($2\omega_p \rightarrow \omega_s + \omega_{as}$) et amplifiée par la DRS ($\omega_p \rightarrow \omega_s + \Omega_R$) (voir figure 2).

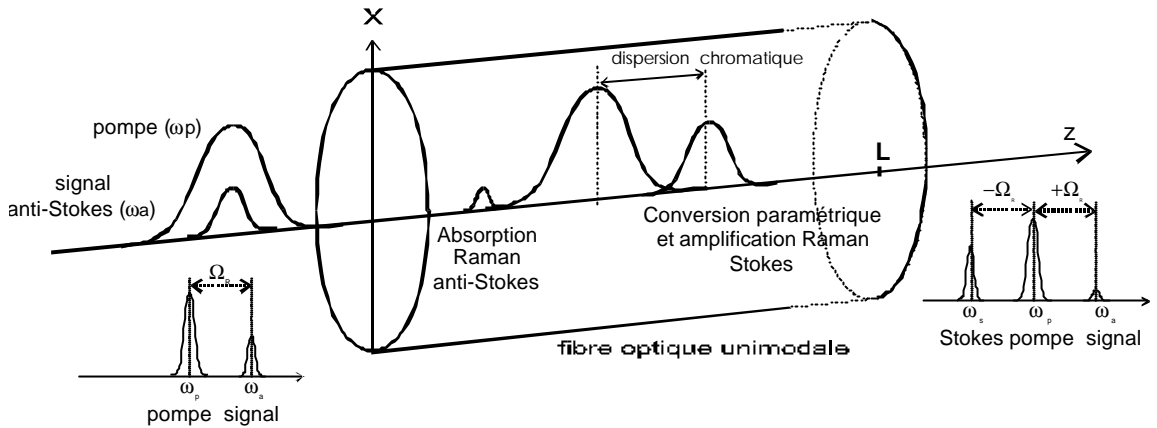
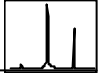


Figure 2: Schéma de principe de l'absorption anti-Stokes et la conversion Stokes induites par diffusion Raman stimulée et mélange quatre ondes dans les fibres optiques (représentation impulsionnelle).

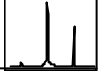
Afin de modéliser l'absorption induite et la conversion Raman Stokes dans les fibres optiques, nous utiliserons un formalisme à trois équations de Schrödinger non linéaires couplées. Nous déterminerons l'efficacité d'absorption Raman anti-Stokes puis le rendement de conversion Stokes en fonction du désaccord de phase intervenant dans le couplage paramétrique de ces ondes. Des simulations numériques seront effectuées en régime impulsionnel dans le visible, puis pour démontrer la conversion large bande entre les deux fenêtres de longueur d'onde 1,3 μm et 1,5 μm . Des spectres et des mesures seront présentés dans la partie expérimentale de ce chapitre.

4.1.4. Description théorique

Considérons trois ondes monochromatiques pompe, Stokes et anti-Stokes de fréquences respectives ω_p , ω_s et ω_{as} , telles que $\omega_p = \omega_s + \Omega_R = \omega_{as} - \Omega_R$, se propageant dans une fibre unimodale, toutes polarisées linéairement. Le champ électrique total associé à ces trois ondes peut s'écrire sous la forme

$$\mathbf{E}(r, t) = \frac{1}{2} \hat{\mathbf{x}} [\mathbf{E}_p(r, t) + \mathbf{E}_s(r, t) + \mathbf{E}_a(r, t)] + c.c. \quad (1)$$

$$\mathbf{E}(r, t) = \frac{1}{2} \hat{\mathbf{x}} [E_p(r, t) \exp(-i\omega_p t) + E_s(r, t) \exp(-i\omega_s t) + E_a(r, t) \exp(-i\omega_a t)] + c.c. \quad (2)$$



où $E(r,t)$ est le champ électrique total et $E_\alpha(r,t)$ est l'enveloppe du champ α ($\alpha=p, s$ ou a), Ω_R est le décalage de fréquence Raman. \hat{x} est le vecteur unitaire de direction de polarisation.

On considère maintenant que la polarisabilité de la molécule est affectée par deux effets non linéaires : D'une part, l'effet Kerr optique, associé à une réponse électronique considérée comme quasi-instantanée. D'autre part, l'effet Raman stimulé, associé aux modes vibrationnels de la molécule, possède un temps de réponse dans les fibres de l'ordre de 50-100 fs^[19] suivant la géométrie et les dopants apportés. Le temps de réponse considéré ici est de 76 fs pour une fibre unimodale en silice, correspondant à un décalage en fréquence Ω_R de 440 cm⁻¹. La polarisation non linéaire totale P_T s'écrit sous la forme^[6]

$$P_T(r,t) = P_K(r,t) + P_R(r,t) \quad (3)$$

$$P_T(r,t) = \epsilon_0 \mathbf{c}_K^{(3)}(t)E(r,t)E(r,t)E(r,t) + \epsilon_0 E(r,t) \int_{-\infty}^t \mathbf{c}_R^{(3)}(t-t')E(r,t')E(r,t')dt' \quad (4)$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide. P_K et P_R sont les polarisations non linéaires associées respectivement aux susceptibilités de Kerr $\chi_K^{(3)}$ et Raman $\chi_R^{(3)}$.

4.1.5. Equations non linéaires couplées

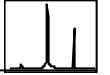
Les équations de Schrödinger non linéaires couplées régissant l'évolution des ondes pompe, Stokes et anti-Stokes sont déterminées à partir des équations (2), (4) et de l'équation de propagation dans les fibres optiques (cf. Chap II-2.1.3). Le calcul est effectué en annexe A. Elles sont données par

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} + \beta_{1s} \frac{\partial A_s}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2s} \frac{\partial^2 A_s}{\partial t^2} = i\gamma_s (2 - f_R) |A_p|^2 A_s + g_s |A_p|^2 A_s + (g_s + i\gamma_s) A_p^2 A_s^* \quad (5.a)$$

$$\frac{\partial A_a}{\partial z} + \beta_{1a} \frac{\partial A_a}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2a} \frac{\partial^2 A_a}{\partial t^2} = i\gamma_a (2 - f_R) |A_p|^2 A_a + g_a |A_p|^2 A_a + (g_a + i\gamma_a) A_p^2 A_s^* \quad (5.b)$$

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} + \beta_{1p} \frac{\partial A_p}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2p} \frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2} = i\gamma_p |A_p|^2 A_p - g_p |A_s|^2 A_p + g_p |A_a|^2 A_p \quad (5.c)$$

où A_α et $\beta_{1\alpha}=1/v_{g\alpha}$ sont respectivement l'amplitude modale lentement variable et la constante de propagation de l'onde α ($\alpha=p, s$ ou a) telles que



$$E_{\alpha}(r, t) = F(x, y)A_{\alpha}(z, t) \exp i(\beta_{\alpha}z) + c.c. \quad (6)$$

où $F(x, y)$ est la distribution du mode fondamental de la fibre^[7], $\beta_{2\alpha}$ est le coefficient de dispersion de vitesse de groupe et $\gamma_{\alpha} = n_2 \omega_{\alpha} / (c \cdot A_{\text{eff}})$ est le coefficient de Kerr où $n_2 = 3.2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \text{ W}^{-1}$ est le coefficient d'indice non linéaire, A_{eff} est l'aire effective du mode de propagation telle que

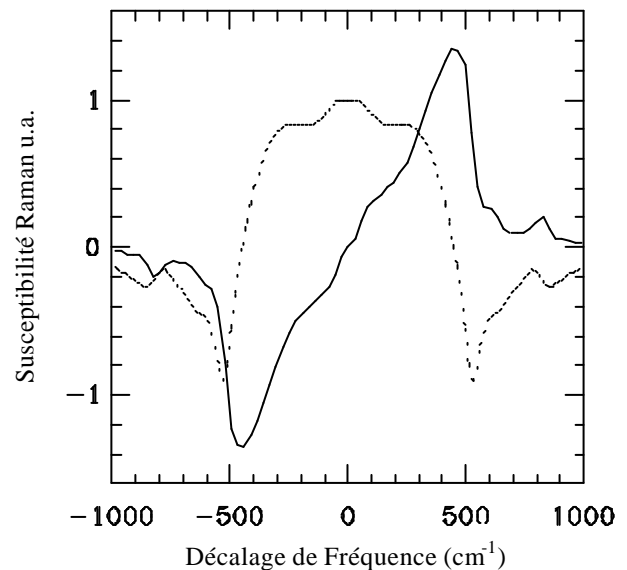
$$A_{\text{eff}} = \frac{\left(\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F^2 dx dy \right)^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F^4 dx dy} \approx p \times (\text{rayon du mod } e)^2 \quad (7)$$

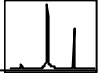
$f_R = 0,18$ est la contribution de l'effet Raman à la modification non linéaire de l'indice donnée par la partie réelle de la susceptibilité Raman^[20]. g_s et g_a sont respectivement les coefficients de gain et d'absorption Raman tels que

$$g_s = - \frac{\omega_s}{\omega_a} g_a = - \frac{\omega_s}{\omega_p} g_p = \frac{g_R(-\Omega_R)}{A_{\text{eff}}} \quad (8)$$

Le coefficient de gain Raman parallèle g_R est donné par la partie imaginaire de la susceptibilité Raman, représentée sur la figure 3. Sa valeur crête est de $1 \cdot 10^{-13} \text{ m} \cdot \text{W}^{-1}$ ^[20]. Le coefficient de gain négatif (ou d'absorption) g_a pour des fréquences anti-Stokes supérieures à celle de la pompe a la même valeur crête absolue. L'absorption induite de la fréquence anti-Stokes, connue aussi sous le nom de diffusion Raman inverse^[20], est due à l'anti-symétrie de la partie imaginaire de la susceptibilité Raman.

Figure 3 : Courbe de susceptibilité Raman parallèle dépendant de la fréquence relative à la fréquence d'excitation ($\omega_p - \omega$). D'après Réf. 19. courbe en trait plein: partie imaginaire de la susceptibilité Raman $I(\mathbf{c}_R^{(3)})$ responsable du gain Stokes g_R et de l'absorption anti-Stokes. Courbe en pointillé: partie réelle $Re(\mathbf{c}_R^{(3)})$ de la susceptibilité Raman responsable de la modification de l'indice de réfraction non linéaire.





Le premier terme du membre de droite des équations 5.(a)-(b) représente le terme d'intermodulation de phase avec la pompe dû à l'effet Kerr (cf. Chap. III) et à la partie réelle de la susceptibilité Raman. Le deuxième terme correspond à un terme de gain pur Raman pour l'onde Stokes ($\omega_p \rightarrow \omega_s + \Omega_R$) et de perte pure pour l'onde anti-Stokes ($\omega_{as} \rightarrow \omega_p + \Omega_R$) dû à l'anti-symétrie de la susceptibilité Raman (figure 3). Le dernier terme est un terme de mélange quatre ondes donnant du gain à la fois sur les ondes Stokes et anti-Stokes ($2\omega_p \rightarrow \omega_s + \omega_{as}$) suivant une condition d'accord de phase dépendante de la dispersion de vitesse de groupe et des modulations de phase non linéaires.

La condition d'accord de phase peut s'obtenir aisément en développant les différentes constantes de propagation en série de Taylor autour de la fréquence de pompe et en examinant le déphasage non linéaire apporté par chaque onde.

$$\begin{aligned} \Delta\beta &= \beta_s + \beta_a - 2\beta_p = \frac{\beta_2}{2}(-\Omega_R)^2 + \frac{\beta_2}{2}(\Omega_R)^2 - 0 - 0 + (2 - f_r)\gamma P + (2 - f_r)\gamma P - \gamma P - \gamma P \\ &= \beta_2(\Omega_R)^2 + 2\gamma(1 - f_r)\gamma P = \Delta\beta_L + \Delta\beta_{NL} \end{aligned} \quad (9)$$

$\Delta\beta$ représente le désaccord de phase total entre les ondes Stokes et anti-Stokes comprenant le désaccord de phase linéaire $\Delta\beta_L$ dû à la dispersion de vitesse de groupe et le désaccord de phase non linéaire $\Delta\beta_{NL}$ dû aux modulations de phase. $P = |A_p(0)|^2$ est la puissance crête de pompe injectée. $\beta_2 \sim \beta_{2\alpha}$ et $\gamma \sim \gamma_\alpha$ ($\alpha = p, s$ ou a). On peut considérer les coefficients de dispersion de vitesse de groupe et de Kerr indépendants de la fréquence dans le domaine visible uniquement. Par contre, dans le domaine infrarouge, proche de la dispersion de vitesse de groupe nulle, nous devons prendre en compte les coefficients d'ordres supérieurs β_3 et β_4 . L'équation (5.c), quant à elle, montre que la pompe s'automodule en phase (1^{er} terme du membre de droite) et qu'elle est à la fois atténuée par amplification du signal Stokes (2^{ème} terme) et enrichie par absorption du signal anti-Stokes (3^{ème} terme). Les termes de mélange à quatre ondes sont négligés dans l'équation (5.c).

4.1.6. Calcul du gain total



En se plaçant dans un référentiel de temps $\tau=t-z/v_{gp}=t-z\beta_{1p}$ se propageant à la vitesse de groupe de la pompe et en considérant la pompe non atténuée au cours du processus, soit $|A_p(z)|=|A_p(z=0)|$, l'équation (5.c) possède une solution analytique de la forme

$$A_p(z) = A_p(0) \exp\left(i\gamma_p |A_p(0)|^2 z\right) = \sqrt{P} \exp(i\gamma_p Pz) \quad (10)$$

En utilisant l'équation d'évolution de la pompe (10), les équations 5(a)-(b) peuvent s'écrire dans l'espace réciproque sous la forme suivante

$$\frac{\partial \tilde{A}_s}{\partial z} = \left(i \frac{\beta_{2s}}{2} (-\Omega_R)^2 + i\gamma_s (2 - f_R) P \right) \tilde{A}_s + g_s P \tilde{A}_s + (g_s + i\gamma_s) P \exp(2i\gamma_p (1 - f_r) Pz) \tilde{A}_a^* \quad (11.a)$$

$$\frac{\partial \tilde{A}_a}{\partial z} = \left(i \frac{\beta_{2a}}{2} \Omega_R^2 + i\gamma_a (2 - f_R) P \right) \tilde{A}_a + g_a P \tilde{A}_a + (g_a + i\gamma_a) P \exp(2i\gamma_p (1 - f_r) Pz) \tilde{A}_s^* \quad (11.b)$$

où \tilde{A}_α sont les transformées de Fourier des amplitudes complexes $A_\alpha(r,t)$, définies par

$$\tilde{A}_\alpha(z, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} A_\alpha(z, t) \cdot \exp(j(\omega - \omega_0)t) dt \quad (12)$$

On procède alors à un changement de variable de la forme

$$\tilde{B}_\alpha = \tilde{A}_\alpha \exp \left[-i \left(\frac{b_2}{2} \Omega^2 + g(2 - f_R) P \right) z \right] \quad \text{où } \beta_2 \sim \beta_{2\alpha} \text{ et } \gamma \sim \gamma_\alpha \text{ (}\alpha=s,a\text{)}. \quad (13)$$

pour obtenir, à partir des Eqs.(11), les équations couplées suivantes

$$\frac{\partial \tilde{B}_s}{\partial z} = g_s P \tilde{B}_s + (g_s + i\gamma) P \tilde{B}_a^* \exp(i\Delta\beta z) \quad (14.a)$$

$$\frac{\partial \tilde{B}_a^*}{\partial z} = g_a P \tilde{B}_a^* + (g_a - i\gamma) P \tilde{B}_s \exp(-i\Delta\beta z) \quad (14.b)$$

on retrouve bien l'écart à l'accord de phase $\Delta\beta = \Delta\beta_L + \Delta\beta_{NL} = \beta_2 \Omega_R^2 + 2\gamma(1 - f_R) P$.



Notons que le système d'équations couplées (14) est analogue à un système de mélange à quatre ondes classique (cf. Chap. II). Une solution générale pour \tilde{B}_s et \tilde{B}_a^* est donnée à partir des conditions aux limites de la fibre^[4].

$$\tilde{B}_s(z) = \frac{1}{2g} \left[\left((g_s + i\mathbf{g})P\tilde{B}_a^*(0) + (g + g_s P - \frac{i\Delta\mathbf{b}}{2})\tilde{B}_s(0) \right) \exp(gz) - \left((g_s + i\mathbf{g})P\tilde{B}_a^*(0) - (g - g_s P + \frac{i\Delta\mathbf{b}}{2})\tilde{B}_s(0) \right) \exp(-gz) \right] \exp\left(i\frac{\Delta\mathbf{b}}{2}z\right) \quad (15.a)$$

$$\tilde{B}_a^*(z) = \frac{1}{2g} \left[\left((g - g_s P + \frac{i\Delta\mathbf{b}}{2})\tilde{B}_a^*(0) + (g_a - i\mathbf{g})P\tilde{B}_s(0) \right) \exp(gz) + \left((g + g_s P - \frac{i\Delta\mathbf{b}}{2})\tilde{B}_a^*(0) - (g_a - i\mathbf{g})P\tilde{B}_s(0) \right) \exp(-gz) \right] \exp\left(-i\frac{\Delta\mathbf{b}}{2}z\right) \quad (15.b)$$

où $\tilde{B}_a^*(z=0) = \tilde{A}_a^*(z=0)$ et $\tilde{B}_s(z=0) = \tilde{A}_s(z=0)$ sont respectivement les amplitudes des ondes Stokes et anti-Stokes à l'entrée de la fibre. En négligeant la contribution \mathbf{f}_k pour des raisons de simplicité, le gain total g est donné par

$$g = \frac{1}{2} \left[(-2g_s P + i\Delta\beta)^2 - 4(g_s + i\gamma)^2 P^2 \right]^{1/2} = \left[-\Delta\beta_L (\gamma + i\mathbf{g}_s) P - \left(\frac{\Delta\beta_L}{2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (16)$$

On peut remarquer que si le gain Raman \mathbf{g}_R est considéré nul, l'équation de gain (16) est identique à une équation de gain paramétrique d'un pur processus de mélange à quatre ondes classique^[22] dans le cas scalaire (cf. chap. II).

La dépendance en fonction du désaccord de phase linéaire $\Delta\beta_L$ du gain g est représenté sur la figure 4 pour différentes puissances de pompe à l'entrée de la fibre.

Nous distinguerons analytiquement par la suite deux caractéristiques intéressantes de la courbe de gain de la figure 4 suivant que le désaccord de phase est faible ou fort.

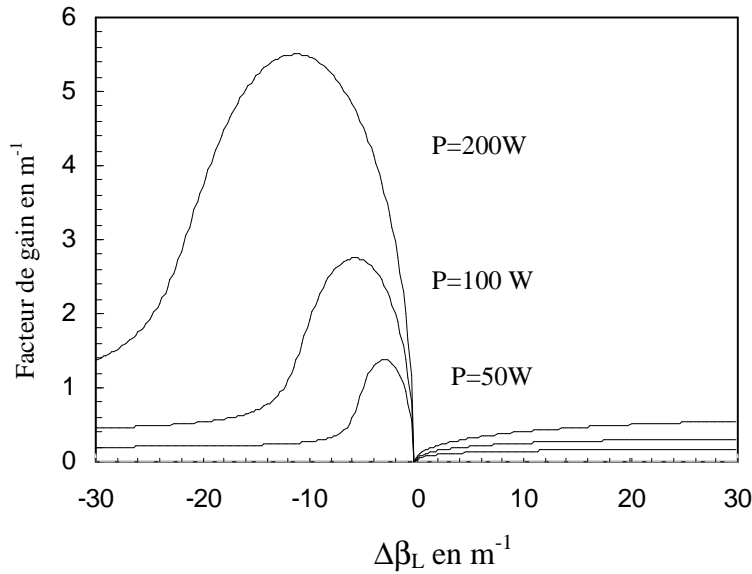
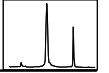


Figure 4: Dépendance du facteur de gain g en fonction du désaccord de phase linéaire entre les ondes Stokes et anti-Stokes Raman. Les paramètres sont :

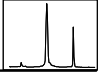
$A_{eff} = 13,8 \mu m^2$
 $\gamma = 27,3 m^{-1} W^{-1}$
 $\beta_2 = 6,6 \cdot 10^{-26} s^2 m^{-1}$
 $n_2 = 3,2 \cdot 10^{-20} m^2 W^{-1}$

4.1.7. Suppression paramétrique

Pour des régimes de dispersion faible (autour de la dispersion nulle) où le désaccord de phase linéaire est petit, soit $|\Delta\beta_L| \ll |2\gamma + g_s|P$, on peut réduire l'équation du gain (16) sous la forme suivante

$$g = [-\Delta\beta_L (\gamma + ig_s)P]^{1/2} \quad (21)$$

La courbe de gain de la figure 4 montre un résultat assez surprenant du fait que le gain disparaît pour un accord de phase parfait $\Delta\beta_L = 0$. Cette propriété a permis de démontrer la suppression paramétrique dans les fibres ^[12] et la génération de la fréquence anti-Stokes de la diffusion Raman stimulée ^[4,12]. En effet, pour des désaccords de phase suffisamment faibles, l'onde anti-Stokes (normalement absorbée), est fortement couplée à l'onde Stokes (normalement amplifiée) à travers un mélange paramétrique avec de grandes longueurs de cohérence, ce qui empêche l'onde Stokes de croître exponentiellement. Le gain devient alors linéaire pour $|\Delta\beta_L| \rightarrow 0$.



4.1.8. Conversion de fréquence anti-Stokes-Stokes

Pour un régime de dispersion de vitesse de groupe assez fort (notre cas dans le domaine visible) où le désaccord de phase est très grand $|\Delta\beta_L| \gg |2\gamma + g_s|P$, l'équation de gain (16) peut s'écrire sous la forme d'un développement limité

$$g \cong -(g_s + i\gamma)P + \frac{1}{2}i(\Delta\beta_L) \quad (17)$$

On peut remarquer que g dépend alors essentiellement du gain Raman. Le terme d'accord de phase dû au couplage paramétrique n'introduit qu'une variation de phase pour les ondes Raman Stokes et anti-Stokes.

i) S'il n'y a aucun signal Stokes ou anti-Stokes présent à l'entrée de la fibre mais uniquement du bruit quantique : on remarque, en substituant l'équation (17) dans les équations (15), d'une part que l'onde Stokes est essentiellement gouvernée par le dernier terme en exponentiel croissant (gain pur Raman), d'autre part que l'onde anti-Stokes est essentiellement gouvernée par le premier terme en exponentiel décroissant de perte pure.

$$\tilde{B}_s(z) = \tilde{B}_s(0)\exp(g_s Pz) \quad (18.a)$$

$$\tilde{B}_a^*(z) = \tilde{B}_a^*(0)\exp(g_a Pz) \quad (18.b)$$

On retrouve la situation de la diffusion Raman stimulée ordinaire, générée à partir du bruit quantique. Elle est décrite théoriquement par la mécanique quantique^[23] mais elle peut être traitée classiquement^[24] à partir des équations (18), par l'introduction d'un photon Stokes d'énergie $\hbar\omega_s$ par mode spatio-temporel ou à partir d'une fonction de Langevin^[25].

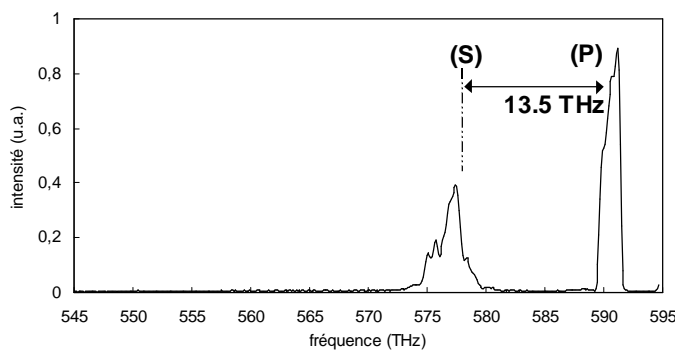
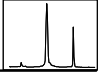


Figure 5: Spectre expérimental montrant l'apparition de la diffusion Raman stimulée dans une fibre optique unimodale autour de 544nm (575 THz) en pompant avec une impulsion picoseconde à 532 nm. (590,5 THz).
Puissance de pompe $P = 415$ W



La figure 5 montre l'apparition de la bande Stokes générée dans une fibre unimodale dans une expérience de diffusion Raman stimulée usuelle. La diffusion Raman stimulée, générée à partir des fluctuations quantiques du vide, est généralement caractérisée par un seuil pour lequel la puissance de la bande Stokes générée atteint celle de la pompe. Il est déterminé en considérant l'amplification de tous les modes de bruit contenant une énergie égale à un photon Stokes sur toute la bande d'amplification Raman. En négligeant les pertes, une bonne approximation de la puissance seuil est donnée par^[24]

$$P_s = \frac{16A_{\text{eff}}}{g_R (\Omega_R)L} \quad (18)$$

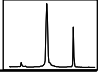
ii) Si un signal à la fréquence anti-Stokes de puissance faible mais nettement supérieure au bruit quantique est injecté à l'entrée de la fibre : $(B_a^*(0) ; B_s(0)=0)$, l'onde Stokes est tout d'abord générée par couplage avec le signal anti-Stokes sur une longueur de cohérence $L_c=2\pi/|\Delta\beta|$. Cette longueur, faible, est cependant suffisante pour que le terme d'amplification Stokes Raman prenne ensuite le relais. La conversion paramétrique assistée par la DRS est alors efficace pour une puissance de pompe inférieure au seuil Raman si le germe généré à la fréquence Stokes par mélange à quatre ondes est supérieur au bruit quantique^[26].

L'onde anti-Stokes, également couplée paramétriquement sur la même longueur de cohérence, est ensuite essentiellement gouvernée par le terme de perte pure. En négligeant l'amplitude initiale de l'onde Stokes et la DRS ordinaire, les équations (15) peuvent se mettre sous la forme suivante

$$\tilde{B}_s(z) = \frac{g_s + i\gamma}{2g} P\tilde{B}_a^*(0) \sinh(gz) \exp\left(i\frac{\Delta\beta}{2}z\right) \quad (19.a)$$

$$\tilde{B}_a^*(z) = \frac{g_s P\tilde{B}_a^*(0)}{2g} \exp(g_a z) \exp\left(-i\frac{\Delta\beta}{2}z\right) \quad (19.b)$$

Les équations (19) montrent bien l'effet du couplage paramétrique assisté par la DRS. On retrouve une propriété spécifique du mélange à quatre ondes, à savoir que le signal converti Stokes est conjugué en phase du signal anti-Stokes.



La figure 6 montre des simulations numériques des équations de Schrödinger non linéaires (5) réalisées à l'aide de la méthode de Fourier itérative. Nous avons simulé la copropagation d'une impulsion picoseconde signal à la longueur d'onde de 520 nm (fréquence anti-Stokes Raman) et d'une impulsion pompe à 532 nm en présence de DRS et d'effet Kerr (figure 6.a). Cependant, compte tenu du transfert d'énergie du signal anti-Stokes initial sur la pompe, les puissances des impulsions pompe et anti-Stokes (400W et 500 mW) sont choisies de telle sorte que la puissance totale en entrée de fibre soit inférieure au seuil Raman.

Le spectre de la figure (6.b) montre l'élargissement spectral de la pompe par automodulation de phase, ainsi que l'atténuation de l'onde anti-Stokes et la génération/amplification de l'onde convertie Stokes.

La figure (6.c) présente les impulsions en sortie de fibre. L'impulsion anti-Stokes, prenant du retard sur l'impulsion pompe à cause de la dispersion de temps de groupe, est donc plus fortement absorbée sur son centre que sur ses flancs. L'impulsion Stokes générée se trouve en avance sur l'impulsion et est compressée par le processus d'amplification en régime impulsionnel. Le décalage temporel entre les impulsions Stokes et pompe en sortie de fibre est donné par

$$\Delta t = D(\lambda).1 \times 10^{+6} . \Delta \lambda . L \quad (20)$$

avec $D(\lambda) = -440$ ps/Km/nm à 532 nm, L la longueur de fibre et $\Delta \lambda$ l'écart en longueur d'onde entre les ondes pompe et Stokes (ou anti-Stokes). D'après l'équation (20), le décalage temporel entre les impulsions en sortie de 3 m de fibre vaut 16 ps, signifiant que le processus de conversion paramétrique assistée par la DRS n'est efficace que sur la longueur de "walk-off", $L_w = T_0 / (D(\lambda).1 \times 10^{+6} . \Delta \lambda)$, longueur de fibre pour laquelle les impulsions se recouvrent temporellement (T_0 est la demi-largeur temporelle de l'impulsion à 1/e).

Sur la figure (6.d) est tracée l'évolution des signaux anti-Stokes et Stokes au cours de la propagation en z . L'amplification de l'onde Stokes est exponentielle et le rendement de conversion, défini par le rapport de l'énergie Stokes de sortie et de l'énergie anti-Stokes d'entrée, atteint 5 dB. Pour l'onde Stokes, on observe au début de la fibre quelques oscillations dont la période correspond à la longueur de cohérence du processus de mélange paramétrique désaccordé en phase ($L_c = 14$ mm; $\beta_2 = 6,6.10^{-26} \text{ s}^2 \text{ m}^{-1}$).



Le signal anti-Stokes est continûment atténué. Son extinction maximale dépasse -20 dB. A cause de l'effet de glissement des impulsions par dispersion de vitesse de groupe, la courbe d'absorption n'est pas purement exponentielle en fonction de la distance de propagation.

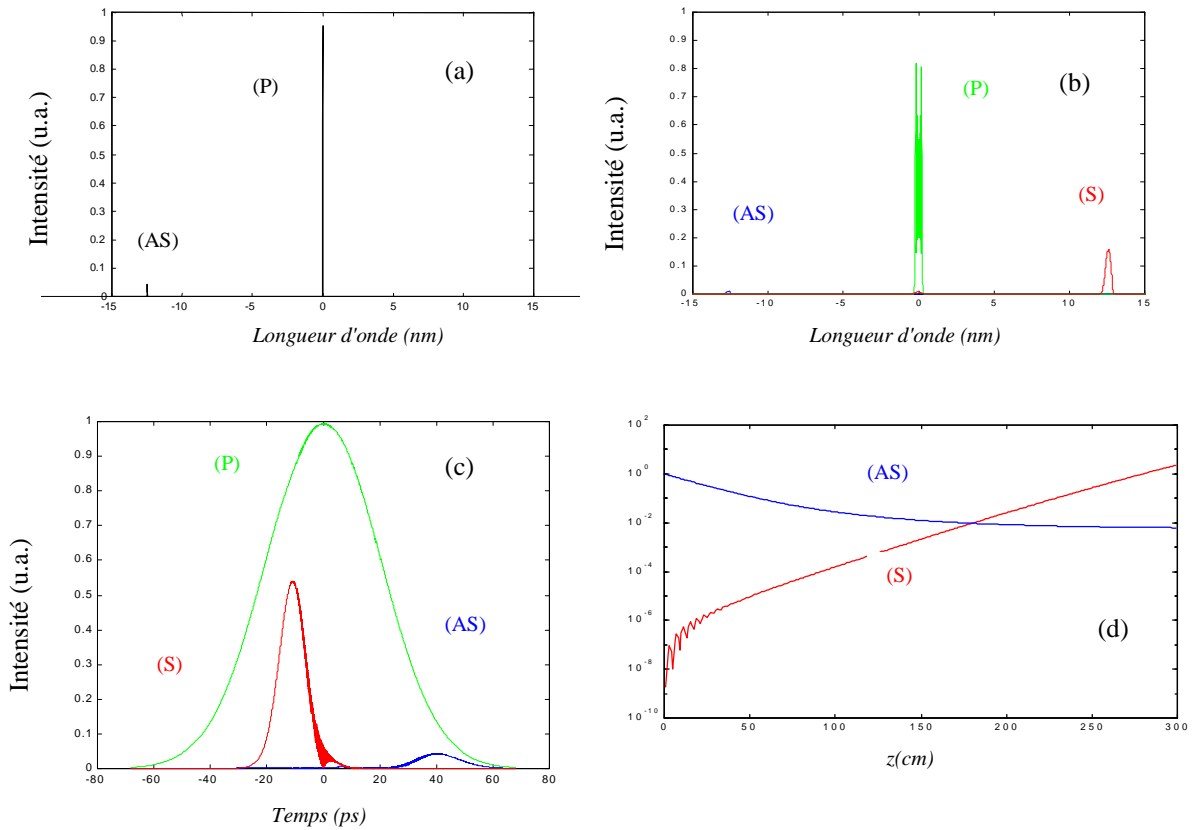


Figure 6 : Simulations numériques de la commutation anti-Stokes (AS) Stokes (S) Raman dans une fibre unimodale. Les paramètres sont $A_{eff}=13,8 \mu m^2$, $P_{as}=500 mW$ $P_p=400 W$, durée d'impulsion: $T_0=40 ps$, $\lambda_p=532 nm$, $\lambda_{as}=520 nm$, $L=3m$, $\gamma=27,3 m^{-1} W^{-1}$, $\beta_2=6,6.10^{-26} s^2 m^{-1}$, $n_2=3,2.10^{-20} m^2 W^{-1}$. Puissance spectrale normalisée à l'entrée (a) et en sortie (b) de fibre.(c) profils temporels normalisés en sortie de fibre.(d) efficacité d'absorption et de conversion en fonction de la distance de propagation.

On peut aussi optimiser séparément les processus d'absorption et de conversion de fréquence en introduisant un délai initial entre les impulsions pompe et anti-Stokes afin de contrôler le recouvrement temporel au cours de la propagation^[27].

Comme le signal anti-Stokes (l'onde Stokes) se propage moins vite (plus vite) dans la fibre que la pompe en régime de dispersion normale, l'absorption (la conversion) est optimisée pour un signal anti-Stokes synchronisé sur le front montant (descendant) de l'impulsion pompe.



4.2. Expérience de conversion en longueur d'onde

4.2.1. Montage expérimental

Le schéma de l'expérience de conversion Raman initiée par couplage paramétrique est représenté sur la figure 7 ^[26]. Le montage est basé sur le dispositif présenté au chapitre II.2.

L'impulsion pompe de durée à mi-hauteur 35 ps et de longueur d'onde 532 nm est délivrée par le Laser Nd:YAG doublé en fréquence. Le générateur paramétrique pompé à 355 nm est réglé de manière à produire une impulsion signal correspondant à la longueur d'onde anti-Stokes Raman de la pompe (durée-40 ps; longueur d'onde-520 nm). L'écart temporel entre ces deux impulsions est ajusté à l'entrée de la fibre à l'aide d'une ligne à retard et contrôlé par la caméra à balayage de fente. La ligne à retard est équipée d'un prisme de renvoi et d'une platine de translation permettant d'obtenir des délais initiaux entre les deux impulsions avec une précision d'environ 1 ps.

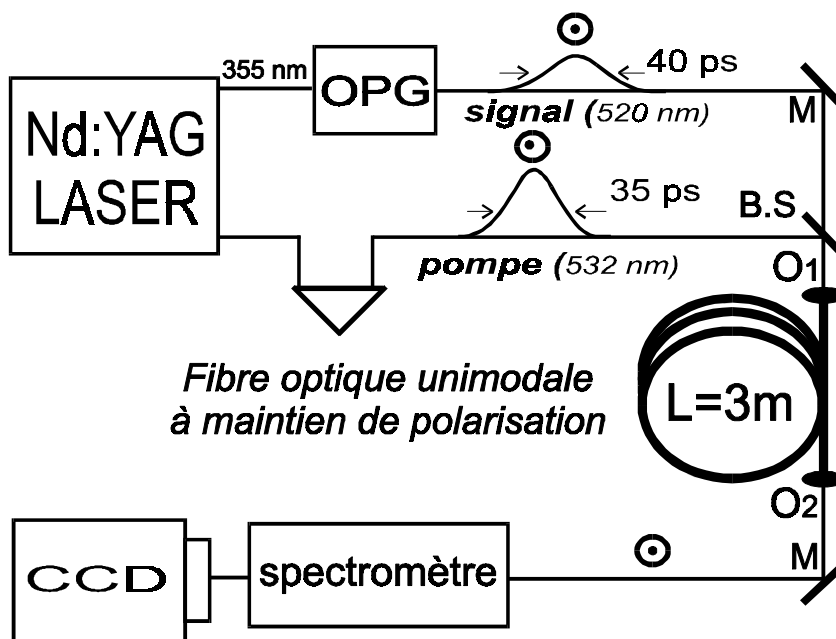
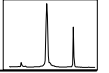


Figure 7: Schéma expérimental de la conversion paramétrique assistée par la DRS. M: Miroirs, B.S: lame semi-transparente (50/50), (O1,O2): Objectifs de microscope $\times 10$, D.L.: ligne à retard pour la synchronisation des impulsions.

Les ondes pompe et signal sont linéairement polarisées suivant l'axe rapide d'une fibre biréfringente ($\Delta n = 3.10^{-4}$) unimodale à maintien de polarisation. La fibre possède une forte biréfringence pour éviter les effets d'instabilité de polarisation sur la pompe ^[9].



En sortie de fibre, les spectres des impulsions signal anti-Stokes, pompe et Stokes convertie sont analysés à l'aide d'un spectroscopie à réseau (0,5 m ; 600 tr/ mm) couplé à la caméra CCD monocoup. Les énergies à l'entrée et à la sortie de la fibre sont mesurées tir à tir en niveaux de gris et la puissance de pompe injectée dans la fibre est calibrée à l'aide d'un joulemètre (cf Chap. II).

4.2.2. Résultats et mesures

Dans un premier temps, nous avons déterminé expérimentalement la puissance seuil d'apparition de la DRS (seuil de détection sur la CCD). A partir d'une vingtaine de mesures, nous avons évalué cette puissance à 390 ± 5 W. Il faut aussi s'assurer que la somme des puissances pompe et signal injectées dans la fibre soit inférieure à la puissance seuil Raman. La puissance du signal anti-Stokes a été mesurée en moyenne autour de 500 mW, ce qui représente environ trois ordres de grandeur de moins que les puissances de pompe utilisées.

Les figures 8.(a)-(b) illustrent respectivement les spectres enregistrés sur la caméra pour des puissances de pompe respectives de 5 W (sans DRS) et 370 W (avec DRS mais sous le seuil Raman). En comparant les deux figures, nous mettons en évidence l'absorption induite du signal anti-Stokes et la conversion vers la fréquence Stokes (à 544 nm) qui s'amplifie en dessous du seuil Raman. Le profil spectral du signal converti sur la figure (8.b) est nettement moins élargi comparé à la diffusion Raman stimulée Stokes à partir du bruit présentée sur la figure 5. En accord avec les simulations, les figures 8.(a)-(b) montrent que le processus de mélange à quatre ondes, bien que fortement désaccordé en phase, est efficace pour amorcer la conversion, puis l'amplification Raman.

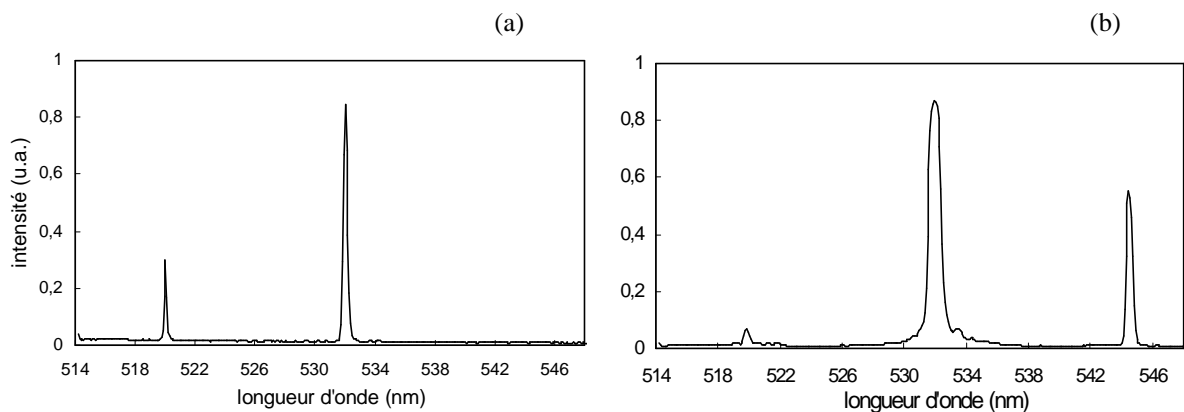
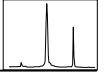


Figure 8: Spectres expérimentaux montrant l'absorption induite et la conversion de fréquence assistée par la DRS. (a) $P=5$ W: sans DRS, (b) $P=370$ W.



Sur les figures 9.(a)-(b), nous avons mesuré les efficacités d'absorption et de conversion du processus en fonction de la puissance de pompe injectée. La procédure est équivalente à celle du chapitre II.2 pour la mesure du gain paramétrique. Les puissances des signaux anti-Stokes, Stokes converti et pompe sont mesurées et calibrées impulsion par impulsion à l'entrée et à la sortie de la fibre. Nous avons aussi décalé les impulsions pompe et signal à l'entrée de la fibre de façon à optimiser séparément chaque processus d'absorption ou de conversion compte tenu de la différence de vitesse de groupe.

La figure (9.a) représente le rapport entre les énergies du signal anti-Stokes à l'entrée et à la sortie de la fibre pour une avance initiale de 10 ps sur l'impulsion pompe. La courbe expérimentale d'absorption en fonction de la puissance de pompe n'est pas exponentielle mais plutôt de forme parabolique sur le graphique. Cette différence de régime avec la théorie est vraisemblablement due à l'influence de l'enveloppe gaussienne de l'impulsion pompe lors du processus d'absorption Raman.

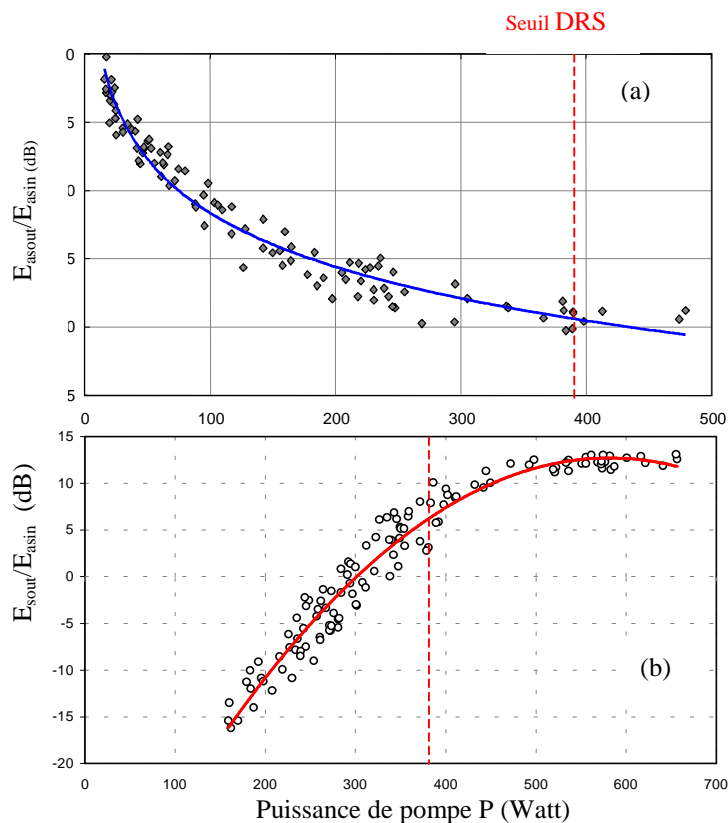


Figure 9 : Efficacités d'absorption anti-Stokes et de conversion Stokes en fonction de la puissance de pompe.
 (a) Energie du signal à la sortie sur l'entrée en dB
 (b) Energie du signal converti à la sortie sur l'entrée en dB.
 Traits pleins: courbes d'ajustement par un polynôme d'ordre 2.

La figure (9.b) représente l'efficacité de conversion du signal vers la fréquence Stokes (optimisée pour un retard de 15 ps sur l'impulsion pompe). Le régime de conversion est, cette fois, exponentiel avec la puissance de pompe. Il atteint un régime de saturation à partir de 410 W (au dessus du seuil de DRS) à cause de l'atténuation de la pompe.



Les meilleures efficacités mesurées sont de -18 ± 2 dB pour l'absorption et de $+10 \pm 2$ dB pour la conversion, un rendement de conversion supérieur à 1 mettant en évidence le processus d'amplification Raman du signal converti.

Les figures 9.(a)-(b) montrent également que les processus d'absorption et de conversion sont efficaces à des niveaux de puissance de pompe faibles, nettement inférieurs à la puissance seuil Raman.

Après ces premières observations et mesures, nous avons fait varier la longueur d'onde du signal anti-Stokes émis par le générateur paramétrique pour estimer la bande spectrale où le processus de conversion était efficace.

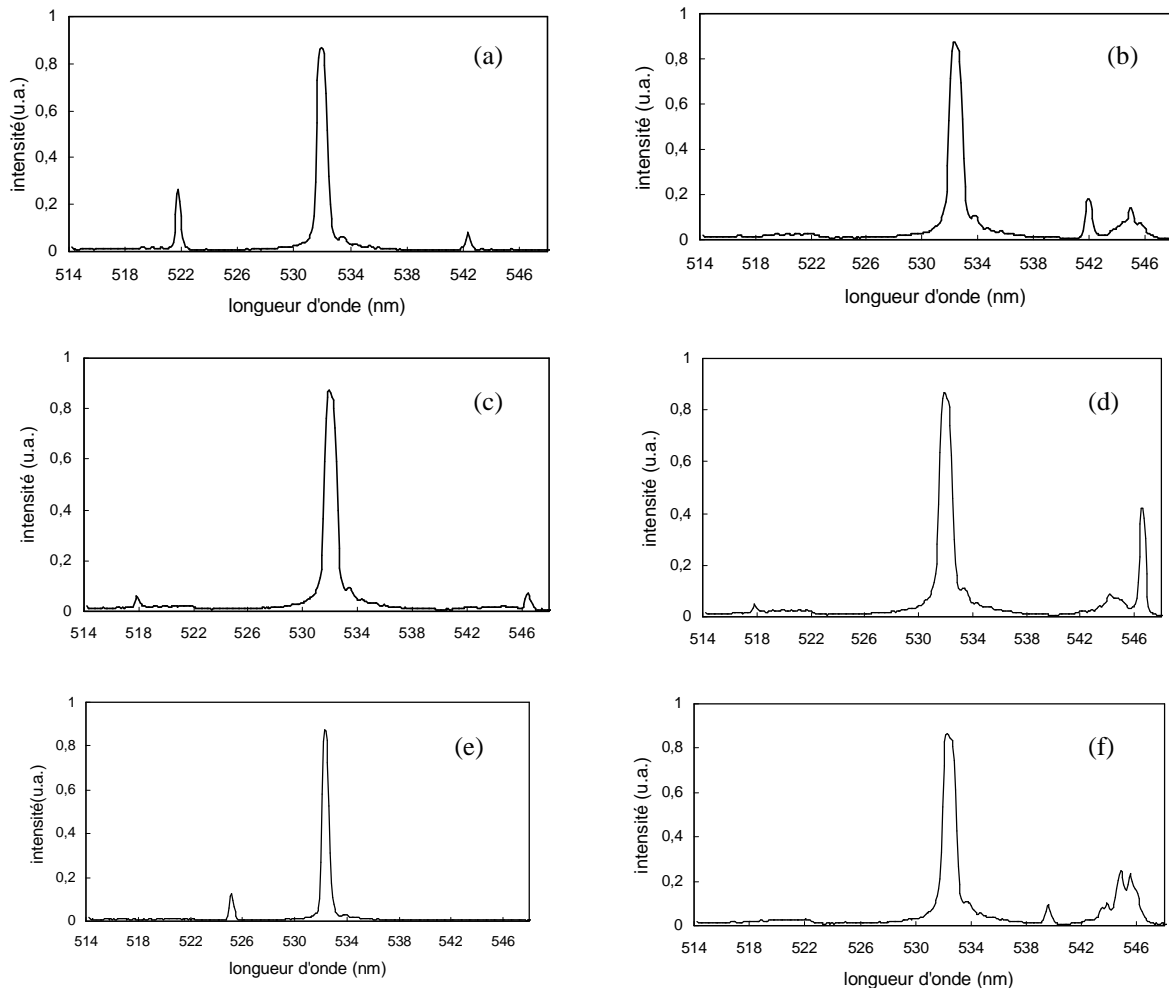


Figure 10: Spectres expérimentaux montrant l'absorption induite et la conversion de fréquence amplifiée par la DRS pour différentes longueurs d'onde du signal d'entrée. $\lambda_{as}=522$ nm (a) $P=370$ W, (b) $P=405$ W. $\lambda_{as}=518$ nm (c) $P=390$ W, (d) $P=405$ W. $\lambda_{as}=525$ nm (e) $P=380$ W, (f) $P=415$ W.



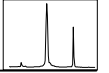
Les figures 10.(a)-(b) et 10.(c)-(d) ont été réalisées pour une longueur d'onde du signal anti-Stokes de 522 nm (518 nm) soit un décalage par rapport à la pompe de 10,6 THz (14,8 THz) plus petit (grand) que le maximum d'absorption Raman anti-Stokes ($\Omega_R=13,2$ THz). Pour des puissances de pompe inférieures au seuil Raman, l'absorption et la conversion du signal ont toujours lieu, mais avec des efficacités moindres que dans le cas des figures 8 et 9. Les spectres des figures 10.(b)-(d), enregistrées pour des puissances supérieures au seuil Raman, mettent en évidence la distinction entre le bruit d'émission Raman stimulée autour de 544 nm (assez large) et le signal converti à la longueur d'onde de 542 nm (b) et 546 nm (d).

Pour une longueur d'onde du signal de 525 nm, soit un décalage de 7,4 THz (voir figure 9.(e)-(f)), le processus de conversion s'observe uniquement pour des puissances de pompes élevées (f).

L'ensemble de ces figures montre que le processus de conversion est réalisable sur une partie de la bande de gain de la DRS (de 517 nm à 525 nm) avec une efficacité décroissante de part et d'autre du pic d'absorption Raman anti-Stokes. Lorsqu'on augmente encore l'écart de fréquence entre la pompe et le signal, la longueur de cohérence du processus de mélange à quatre à ondes devient tellement faible que la conversion de fréquence est inefficace.

4.3. Application à la conversion $1,3 \mu\text{m} \rightarrow 1,5 \mu\text{m}$

Après avoir démontré la conversion basse des fréquences anti-Stokes-Stokes Raman dans le domaine visible en situation de grand désaccord de phase, nous nous sommes intéressés à une application potentielle de ce phénomène : la conversion de longueur d'onde entre la deuxième fenêtre à $1,3 \mu\text{m}$ (dispersion minimale) et à la troisième fenêtre à $1,5 \mu\text{m}$ (atténuation minimale), des systèmes de télécommunications optiques. Ces fenêtres correspondent en effet quasiment aux fréquences des pics d'absorption Raman anti-Stokes ($1,3 \mu\text{m}$) et d'amplification Stokes ($1,5 \mu\text{m}$) d'une pompe de longueur d'onde autour de $1,4 \mu\text{m}$ ($\Omega_R=13,2$ THz ~ 90 nm @ $1,4 \mu\text{m}$).



La conversion entre ces deux fenêtres spectrales a déjà été démontrée en utilisant une génération de différence de fréquences^[28,29], un amplificateur à semiconducteur en régime nonlinéaire^[30], et récemment un convertisseur Raman en cascade utilisant deux fréquences de pompe^[31].

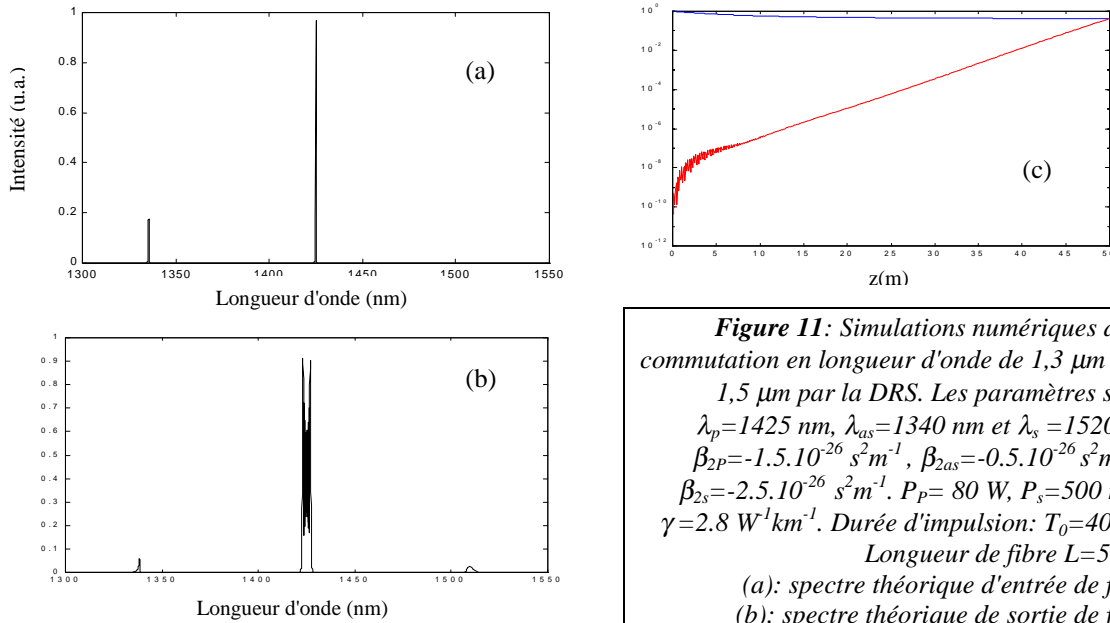
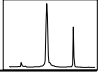


Figure 11: Simulations numériques de la commutation en longueur d'onde de 1,3 μm vers 1,5 μm par la DRS. Les paramètres sont: $\lambda_p=1425$ nm, $\lambda_{as}=1340$ nm et $\lambda_s=1520$ nm $\beta_{2p}=-1.5.10^{-26}$ s²m⁻¹, $\beta_{2as}=-0.5.10^{-26}$ s²m⁻¹ et $\beta_{2s}=-2.5.10^{-26}$ s²m⁻¹. $P_p= 80$ W, $P_s=500$ mW, $\gamma=2.8$ W⁻¹km⁻¹. Durée d'impulsion: $T_0=40$ ps.. Longueur de fibre $L=50$ m.
 (a): spectre théorique d'entrée de fibre
 (b): spectre théorique de sortie de fibre
 (c): rendements d'absorption et de conversion en fonction de la distance de propagation

La figure 11 présente les spectres théoriques simulés lors de la propagation d'une impulsion signal à la longueur d'onde de 1,340 μm avec une impulsion pompe intense de longueur d'onde de 1,425 μm sur 50 m de fibre. Ces simulations montrent la possibilité de transposer des signaux de 1,3 μm vers 1,5 μm en utilisant la conversion paramétrique assistée par la DRS à partir d'une seule fréquence de pompe.

En examinant ces simulations, on remarque d'une part que l'extinction du signal anti-Stokes et la conversion vers la fréquence Stokes sont moins efficaces que dans le cas du visible à 532 nm. Le désaccord de phase étant plus faible, le processus de suppression paramétrique du Raman intervient. (voir Eq. 21).

Par faute de temps et de matériel, l'expérience de commutation optique Raman de 1,3 μm vers 1,5 μm reste à démontrer et à caractériser.



4.4 Conclusion

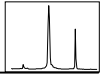
En conclusion, nous avons analysé théoriquement et expérimentalement les effets combinés du mélange à quatre ondes et de la diffusion Raman stimulée dans les fibres optiques unimodales. Dans le domaine visible, les fréquences des maxima d'absorption anti-Stokes et d'amplification Stokes de la diffusion Raman stimulée correspondent, vis à vis du mélange à quatre ondes, à un désaccord de phase important. Nous avons cependant montré que la présence d'un signal à la fréquence anti-Stokes Raman, soumis à l'absorption induite, impliquait la conversion par couplage paramétrique vers la fréquence Stokes, assistée par la diffusion Raman stimulée.

Cette méthode de conversion de fréquence est originale puisqu'elle démarre sur un processus de mélange à quatre ondes complètement désaccordé en phase mais assisté par le gain Raman Stokes. Il permet ainsi une conversion tout optique efficace de fréquences très éloignées ($\omega_{as}-\omega_s=2\Omega_R\approx 26$ THz). De plus, ces deux effets sont ultra-rapides et pourraient s'appliquer à la commutation optique de puissance ou de longueur d'onde pour les systèmes de télécommunications (en particulier la commutation large bande $1.3\mu\text{m}\rightarrow 1.5\mu\text{m}$ qui correspond respectivement aux fréquences anti-Stokes et Stokes Raman d'une pompe de longueur d'onde $1.4\mu\text{m}$).

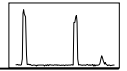


Références

1. C.V Raman, "A new type of optical radiation", Indian J. Phys, 387 (1928).
2. R.H. Stolen. Phys. Chem. Glasses, 11, 83 (1970).
3. E. M. Dianov, P.V. Mamyshev, A.M. Prokhorov, and V.N. Serkin, "Nonlinear Effects in optical fibers", Harwood Academic Publishers, (1989).
4. R.W Boyd, "Nonlinear Optics", (Academic press INC., San Diego 1992).
5. P. Beaud, W. Hodel, B. Zysset, and H.P. Weber, IEEE J. Quantum Electron. 23, 1938 (1987).
6. R. W. Hellwarth, "Third-order optical susceptibilities of liquids and solids", Prog. Quantum Electron., 5, pp.1-68 (1977).
7. G.P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics", Chap. 8, 2nd edition (Academic Press Inc., San Diego, 1995).
8. Y.R. Shen and N. Bloembergen, "Theory of Stimulated Brillouin and Raman scattering", Phys. Rev. 137, 1787 (1965).
N. Bloembergen and Y.R. Shen, "Coupling between vibrations and light waves in Raman laser media", Phys. Rev. 12, 504 (1964).
9. S.Trillo and S. Wabnitz, "Parametric and Raman amplification in birefringent fibers", J. Opt. Soc Am. B 9, 1061-1082 (1992).
10. E.A. Golovchenko and A. N. Pilipetskii, "Unified analysis of four-photon mixing, modulation instability and stimulated Raman scattering under various polarization conditions in fibers", J. Opt. Soc. Am. B 11, 92-101 (1994).
11. Y. Chen, "Combined processes of stimulated Raman scattering and four-wave mixing in optical fibers", J. Opt. Soc. Am. B 7, 43-52 (1990).
12. E.Golovchenko, E.M. Dianov, P.V. Mamyshev and A.N. Pilipetskii: " Parametric suppression of stimulated Raman scattering", JETP Lett. 50, 190 (1989) ; "Mutual influence of the parametric effects and stimulated Raman scattering in optical fibers", IEEE J. Quantum Electron. 26, 1815-1820, (1990).
13. P. Tchofo Dinda, G. Millot and S. Wabnitz, " Polarization switching and suppression of stimulated Raman scattering in birefringent optical fibers", J. Opt. Soc. Am. B 15, 1433 (1998).
14. S. Pitois, G. Millot, and P. Tchofo-Dinda, "Influence of the parametric four-wave mixing effects on stimulated Raman scattering in bimodal optical fibers", Opt. Lett. 23, 1456 (1998).
15. K.J. Blow, and D. Wood, "Theoretical description of transient stimulated Raman scattering in optical fibers", IEEE J. Quantum Electron. 25, N°12, 2665 (1989).
16. E. Golovchenko, P. V. Mamyshev, A.N. Pilipetski, and E. M. Dianov, "Numerical analysis of Raman spectrum evolution and soliton pulse generation in single mode fibers", J. Opt. Soc. Am. B 8, 1626 (1991).



17. J. K. Chee and J. M. Liu "Raman-assisted parametric frequency and polarization conversion in a birefringent fiber" *Opt. Lett.* 14, 820-822, (1989); "Polarization-dependent parametric and Raman processes in birefringent optical fiber" *IEEE J. Quantum Electron.* 26, 541-549, (1990).
18. P. Tchofo Dinda, G. Millot and S. Wabnitz, " Polarization switching of stimulated Raman scattering in optical fibers by dual-frequency pumping", *Opt. Lett.* 22, 1595 (1997).
19. R.H. Stolen, J. P. Gordon, W.J. Tomlinson and H.A. Haus, "Raman response function of silica-core fibers", *J. Opt. Soc. Am. B* 6, 1159-1166 (1989).
20. C. Headley III, and G. P. Agrawal, "Unified description of ultrafast stimulated Raman scattering in optical fibers", *J. Opt. Soc. Am. B* 13, 2170-2177 (1996).
21. W. J. Jones and B. P. Stoicheff, " Inverse Raman spectra: induced absorption at optical frequencies", *Phys. Rev. Lett.* 13, 657-659 (1964).
22. R.H. Stolen and J.E. Bjorkholm, "Parametric amplification and frequency conversion in optical fibers", *IEEE J. Quantum Electron.* QE-18, 1062 (1982).
23. A. Yariv, "*Quantum Electronics*", Chap. 18, 3rd edition (Wiley Press INC., New York, 1989).
24. R.G. Smith, "Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering", *Appl. Opt.* 11, 2489 (1972).
25. C. Headley III, and G. P. Agrawal, "Noise characteristics and statistics of picosecond Stokes pulses generated in optical fibers through stimulated Raman scattering", *IEEE J. Quantum Electron.* 31, 2058 (1990).
26. T. Sylvestre, H. Maillotte, and E. Lantz, "Optical wavelength switching by stimulated Raman scattering in optical fibers", *CLEO/ Europe'98- Glasgow, Royaume Uni (14-18 septembre 1998)*. paper CtHh32.
27. R. H. Stolen and A. M. Johnson, "The effect of pulse walk-off on stimulated Raman scattering in fibers", *IEEE J. Quantum Electron.* 22, 2154 (1986).
28. C. Q. Xu, H. Okayama and M. Kawahara, "Wavelength conversions between the two silica fibre loss windows at 1.31 and 1.55 μm using difference frequency generation", *Elec. Lett.* 30, N°25, 2168 (1994).
29. M.H. Chou, K.R. Parameswaram, M.A. Arbore, J. Hauden, M.M. Fejer, "Bidirectional wavelength conversion between 1.3 μm et 1,5 μm telecommunication bands using difference frequency mixing in LiNbO₃ waveguides with integrated coupling structures", paper CThZ2, 475, *CLEO' USA 1998*.
30. P.E. Barnsley and P.J. Chidgey, "All-optical wavelength switching from 1.3 μm to a 1.55 μm WDM wavelength routed network: system results", *IEEE Photon. Technology Lett.* 4, 91(1992).
31. A. Uchida, M. Takeoka, T. Nakata, and F. Kannari, " Wide range all-optical wavelength conversion using dual-wavelength-pumped fiber Raman converter", *J. Lightwave Technology* 16, 92 (1998).

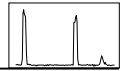


CHAPITRE V

SUPPRESSION DE LA DIFFUSION RAMAN STIMULEE DANS LES FIBRES OPTIQUES PAR POMPAGE MULTI-FREQUENTIEL

Résumé

Nous présentons une méthode de suppression de la diffusion Raman stimulée induite par un champ pompe multi-fréquentiel dans une fibre optique unimodale. Le principe de suppression, basé sur l'anti-symétrie spectrale de la susceptibilité Raman, est obtenu en choisissant convenablement l'écart de fréquence entre les composantes de pompe et leur distribution spectrale de puissance à l'entrée de la fibre. Par une analyse théorique et des simulations numériques, nous décrivons respectivement, le processus ordinaire, l'effet de cascade et le principe de suppression de la diffusion Raman stimulée. Nous présentons également des spectres expérimentaux réalisés à l'aide de deux impulsions pompes de fréquences différentes montrant l'efficacité de la suppression Raman.



Introduction

Bien que la diffusion Raman stimulée (DRS) dans les fibres optiques puisse être mise à profit pour réaliser des amplificateurs à large bande, des lasers accordables ou encore des convertisseurs de fréquences comme nous l'avons étudié au chapitre précédent, ce processus peut également être néfaste en limitant considérablement la puissance véhiculée dans les fibres^[1].

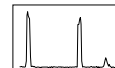
Par exemple, pour les systèmes de transmissions multiplexées en longueur d'onde, la diffusion Raman stimulée transfère l'énergie des canaux de hautes fréquences vers les canaux de basses fréquences, ce qui modifie la distribution de puissance des canaux ("Raman-induced crosstalk")^[2]. D'autre part, l'apparition des bandes Raman Stokes affecte l'évolution spectrale d'impulsions intenses se propageant dans les fibres optiques à travers l'atténuation de ces impulsions et les effets d'intermodulation de phase (voir Chap. III)^[3]. Les compresseurs d'impulsions à fibres sont ainsi limités en puissance, donc en taux de compression, par la diffusion Raman stimulée^[4].

Lorsque le profil spectral d'impulsions femtosecondes, de type solitons, est assez large pour recouvrir la bande de gain Raman, la DRS provoque également le transfert d'énergie des hautes fréquences de l'impulsion vers les basses fréquences de cette même impulsion. Cet effet fait référence à l'autodécalage en fréquence des solitons^[5,6] ("the soliton self-frequency shift").

Dans ce contexte, quelques mécanismes de suppression de la diffusion Raman stimulée dans les fibres optiques ont été suggérés. Un de ces mécanismes est la suppression paramétrique^[7-10] dans lequel un couplage Stokes-anti-Stokes Raman par mélange à quatre ondes empêche la croissance de la diffusion Stokes (ce phénomène est décrit au Chap IV.1.7). L'augmentation du facteur de compression temporelle a été ainsi démontrée en utilisant la suppression paramétrique de la diffusion Raman stimulée^[11].

D'autre part, la commutation de polarisation et la suppression de la DRS sur une des lignes neutres d'une fibre à maintien de polarisation peuvent être obtenues dans les fibres biréfringentes en utilisant une méthode qui n'est pas associée au mélange à quatre ondes mais à la composante orthogonale du gain Raman^[9,12].

Ces méthodes sont assez efficaces mais il serait cependant intéressant de supprimer la DRS dans une fibre unimodale sans utiliser ni la biréfringence, ni un processus paramétrique.



Un principe de suppression des bandes Stokes Raman, reposant sur le filtrage fréquentiel par un réseau d'indice de Bragg auto-induit via l'effet Kerr optique par le battement de deux fréquences, fut proposé au Laboratoire en collaboration avec l'Institut de Recherche en Communications Optiques et Micro-ondes^[13,14].

Dans ce chapitre, nous démontrons une nouvelle méthode de contrôle et de suppression de la diffusion Raman stimulée dans les fibres optiques unimodales, basée sur l'anti-symétrie de la susceptibilité Raman et utilisant un système de pompe multi-fréquentiel.

Le chapitre est organisé de la manière suivante : dans la première partie, nous présentons le modèle théorique général puis des simulations numériques de la suppression de la DRS. Ensuite nous décrivons la partie expérimentale et présentons des spectres obtenus pour deux fréquences de pompe, montrant la suppression partielle^[15] ou totale^[16].

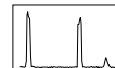
5.1. Principe de suppression

Le phénomène de DRS pour une fréquence de pompe unique est tel qu'une onde optique intense à la fréquence ω génère un faisceau de lumière diffusée Stokes à la fréquence $\omega - \Omega_R$, où le décalage spectral Raman Ω_R est déterminé par les modes de vibrations de la silice^[1,17,18] ($\Omega_R = 13,2$ THz ou 440 cm^{-1}). D'une manière générale, la DRS induit un transfert d'énergie unilatéral des hautes fréquences vers les basses fréquences.

Considérons maintenant la DRS dans une fibre optique unimodale induite par un champ pompe comportant des composantes fréquentielles multiples. L'onde pompe linéairement polarisée comporte N composantes de fréquences ω_{P_j} , ($j=1, N$) régulièrement espacées de $\Delta\omega$. En présence de DRS, chaque pompe P_j génère une onde diffusée Stokes S_j de fréquence $\omega_{S_j} = \omega_{P_j} - \Omega_R$. La pompe de plus haute fréquence est P_1 .

Le processus de transfert d'énergie activé par l'effet Raman entre les différentes composantes spectrales du champ pompe modifie le processus ordinaire de la DRS.

Le principe de suppression se base sur l'anti-symétrie de la susceptibilité Raman. Lorsque l'écart de fréquence entre les pompes correspond à deux fois le décalage Raman $\Delta\omega = 2\Omega_R = 880$ cm^{-1} , chaque fréquence Stokes Raman S_j associée à chaque pompe P_j (exceptée S_N associée à la pompe de plus basse fréquence P_N) apparaît à une fréquence correspondant au



maximum d'absorption anti-Stokes Raman induite par la pompe adjacente P_{j+1} . Chaque radiation Raman Stokes est alors soumise aux effets simultanés de l'amplification Stokes et de l'absorption anti-Stokes Raman. Par conséquent, aucune bande Raman Stokes S_j n'est générée, excepté S_N .

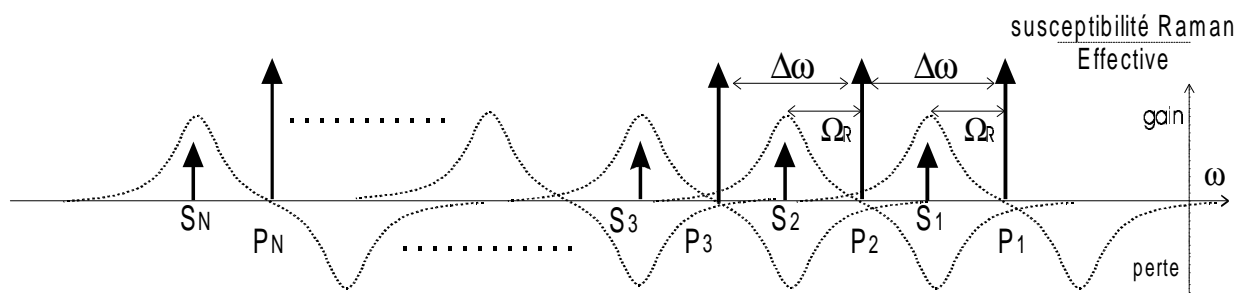


Figure 1 : Principe de la suppression de la diffusion Raman stimulée dans les fibres optiques par pompage multi-fréquentiel.

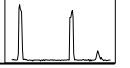
Nous montrerons de plus que la dynamique résultante est extrêmement sensible à la distribution de puissance des composantes spectrales du champ de pompe. La suppression totale de la DRS est alors possible en modifiant cette distribution de puissance à l'entrée de la fibre.

5.2. Théorie de la suppression de la diffusion Raman stimulée

5.2.1 Modèle théorique

Le modèle théorique, écrit et interprété par P. Tchofo Dinda du Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne, est basé sur un système de N équations couplées, différentes des équations de Schrödinger non linéaires utilisées dans les chapitres précédents.

Pour faciliter la démonstration de la suppression de la DRS, nous utilisons une analyse simplifiée dans laquelle chaque onde Stokes est remplacée par une onde monochromatique de fréquence $\omega_{Sj} = \omega_{Pj} - \Omega_R$ correspondant au pic de la réponse non linéaire Raman (voir fig. 3, chapitre IV). En réalité, la diffusion Raman stimulée prend naissance à partir du bruit quantique et peut être générée sur toute une bande de fréquences correspondant à la largeur de la bande de gain Raman (environ 10 THz).



Dans l'approximation monochromatique, le champ électrique total associé à ce système multi-fréquentiel peut s'écrire sous la forme suivante

$$E = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N \sum_{Q=P,S} E_{Qj} + \text{c.c.} = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N \sum_{Q=P,S} \frac{1}{\alpha N_{Qj}} A_{Qj}(z) \psi_{Qj}(x, y) \exp[i(k_{Qj}z - \omega_{Qj}t)] + \text{c.c.} \quad (1)$$

où ψ_{Qj} est la distribution transverse du champ à la fréquence ω_{Qj} , A_{Qj} est l'amplitude lentement variable. Les paramètres normalisés: $N_{Qj} = \iint (\psi_{Qj})^2 dx dy$ et $\alpha = n_c \epsilon_0 c / 2$, où n_c est l'indice du cœur de la fibre, sont définis tels que la puissance soit donnée par $Q_j = |A_{Qj}|^2$. La propagation non linéaire des $2N$ ondes de l'équation (1) est régie par un système d'équations aux amplitudes couplées. Déterminé à partir de la polarisation non linéaire d'ordre 3 et de l'équation de propagation dans les fibres, ce système d'équations est donné par^[19]

$$\frac{\partial A_{Qj}}{\partial z} = i\gamma_{Qj} \sum_{U,V,W} \sum_{l,m,n} H_{QjU_lV_mW_n} \exp(i\Delta kz) A_{U_l} A_{V_m}^* A_{W_n} \quad (2)$$

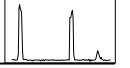
$$\text{où les coefficients } H_{QjU_lV_mW_n} = \eta_{U_lV_mW_n} \frac{\xi_{QjQ_lQ_mQ_n}}{\xi_{QjU_lV_mW_n}} \quad (U,V,W)=S, P, (l;m;n)=1,N. \quad (3)$$

mesurent l'importance du couplage non linéaire entre les ondes interagissantes (Q_j, U_l, V_m, W_n) , en tenant compte des recouvrements transverses. Ce recouvrement est donné par $\xi_{QjU_lV_mW_n}^{-1}$ où $\xi_{QjU_lV_mW_n} = (N_{Qj} N_{U_l} N_{V_m} N_{W_n})^{1/2} / (\iint \psi_{Qj} \psi_{U_l} \psi_{V_m} \psi_{W_n} dx dy)$. $\eta_{U_lV_mW_n}$ est le coefficient correspondant aux susceptibilités non linéaires instantanée (Kerr) et non instantanée (Raman) de la fibre. $\gamma_{Qj} = \omega_{Qj} n_2 / (c \xi_{QjQ_lQ_mQ_n})$ est le coefficient de Kerr, n_2 est l'indice non linéaire de la fibre et $\xi_{QjQ_lQ_mQ_n}$ est l'aire effective du mode de propagation. Le facteur $\exp(i\Delta kz)$ dans l'équation (2) est égal à 1 ou différent de 1 suivant que le désaccord de phase $\Delta k = k_{U_l} - k_{V_m} + k_{W_n} - k_{Q_j}$ induit par la dispersion de vitesse de groupe est nul ou pas. En posant $A_{Qj} = (Q_j)^{1/2} \exp(i\phi_{Qj})$, on peut alors écrire les équations aux modes couplés suivantes

$$\frac{\partial Q_j}{\partial z} = A_{Q_j} \frac{\partial A_{Q_j}^*}{\partial z} + A_{Q_j}^* \frac{\partial A_{Q_j}}{\partial z} \quad (4.a)$$

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial z} = \frac{i}{2Q_j} \left[A_{Q_j} \frac{\partial A_{Q_j}^*}{\partial z} - A_{Q_j}^* \frac{\partial A_{Q_j}}{\partial z} \right] \quad (4.b)$$

On peut remarquer qu'une valeur proche de zéro du désaccord de phase Δk dans l'équation (2) implique des termes de couplage cohérents. Ces termes induisent des couplages



paramétriques par mélange à quatre ondes entre les ondes interagissantes. En Annexe B, les équations aux modes couplés pour 3 fréquences de pompes ($N=3$) sont calculées en incluant tous les termes de couplage cohérents [Eqs. (A.10), (A.11), (A.12), (A.13), (A.14), (A.15)]. (Réf. 19). Pour les conditions expérimentales considérées dans cette étude (domaine visible : régime de dispersion normale forte et écarts fréquentiel importants), nous montrons que les termes de mélange à quatre ondes associés aux désaccords de phase possèdent des longueurs de cohérence très petites (quelques dizaines de millimètres) par rapport aux longueurs caractéristiques associées à la diffusion Raman stimulée (de l'ordre de quelques mètres). A partir de $N=4$, le calcul devient extrêmement lourd. Mais nous montrons en Annexe B que l'on peut négliger ces termes excepté dans des conditions spécifiques d'accord de phase. C'est le cas par exemple au maximum du gain Raman lorsque $\Delta\omega \approx \Omega_R \approx 440 \text{ cm}^{-1}$. Dans ce cas, les ondes Stokes Raman (sauf S_1) sont générées à partir des termes de couplage cohérent au tout début de la fibre. Ce cas particulier a été traité au chapitre précédent ^[20] et ne sera pas considéré dans cette étude.

Seuls deux types de coefficients de susceptibilité sont à retenir lorsque les termes de couplage cohérent sont négligés.

$$\eta_{Q_j Q_j^* Q_j} = 3\sigma/4 + \chi_R(0) \quad Q=S, P, \quad j=1, N. \quad (5)$$

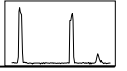
$$\eta_{Q_j Q_j^* G_l} = 3\sigma/2 + \chi_R(0) + \chi_R(\omega_{Q_j} - \omega_{G_l}) \quad G=S, P, \quad l=1, N, \quad Q_j \neq G_l \quad (6)$$

où les premiers et les seconds termes représentent respectivement les susceptibilités Kerr et Raman. Cette dernière est exprimée en fonction du décalage fréquentiel par rapport à chaque pompe (cf. figure 3 du chapitre IV). En prenant $A_{Q_j} = (Q_j)^{1/2}$, le système d'équations aux amplitudes couplées (2) peut s'écrire sous la forme d'un système d'équations aux puissances couplées ^[19]

$$\frac{\partial Q_j}{\partial z} = -2\gamma_{Q_j} \sum_{l=1} \sum_{G=S,P} \Im(H_{G_l G_l Q_j Q_j}) G_l Q_j \quad Q=S, P \quad j=1, N \quad (7)$$

La partie imaginaire des coefficients de couplage $\Im(H_{G_l G_l Q_j Q_j})$ dans l'équation (7) gouverne le transfert d'énergie unilatéral des hautes fréquences vers les basses fréquences, de $G_l(Q_j)$ vers Q_j (G_l) pour $\omega_{G_l} > \omega_{Q_j}$ ($\omega_{G_l} < \omega_{Q_j}$). La dynamique du processus de DRS avec un champ de pompe multi-fréquentiel résulte donc de l'effet combiné de tous les coefficients de couplage Raman.

Par la suite, nous utiliserons systématiquement les équations cohérentes couplées pour $N \leq 3$ et les équations couplées incohérentes pour $N > 3$.



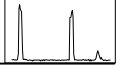
5.2.2. Simulations numériques

5.2.2.1. Diffusion Raman stimulée ordinaire

Dans le cas où $\Delta\omega \gg \Omega_R$, le couplage Raman entre les pompes est assez faible. Une composante de pompe $P_j(z=0)$, de puissance suffisamment supérieure au seuil d'apparition de la diffusion Raman stimulée^[21], conduit alors au processus ordinaire qui génère une bande Stokes S_j . La dynamique d'amplification des ondes S_j et d'atténuation des pompes P_j est illustrée sur les Fig. 1.(a), (b) et (c) obtenues en résolvant numériquement par la méthode de Runge-Kutta les équations (7) pour $\Delta\omega=4\Omega_R=1760 \text{ cm}^{-1}$ et $N=2, 3, \text{ et } 4$.

Figure 2 (ci-contre): Simulations numériques de l'évolution de la puissance normalisée $Q_j/P_m(0)$ des ondes pompes et Stokes, $Q=S, P, j=1,N$, en fonction de la distance de propagation z pour $\Delta\omega=4\Omega_R=1760 \text{ cm}^{-1}$ et $P_j=P_m(0)=150 \text{ W}$ étant la puissance moyenne. (a): $N=2$, (b): $N=3$, (c), $N=4$. $\omega_{p1}=590.5 \text{ THz}$.

Figure 3 (ci-dessous): (a) Dépendance en fréquence du recouvrement transverse d'une pompe ω_p avec sa bande Stokes associée $\omega_s=\omega_p-\Omega_R$. (a) $\xi_{PPSS}^{-1}/\xi_{POPOSOSO}^{-1}$ en fonction de ω_p . (b): $(\omega_s/\omega_{s0})(\xi_{PPSS}^{-1}/\xi_{POPOSOSO}^{-1})$ en fonction de ω_p . $\omega_{p0}=600 \text{ THz}$.

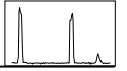


Bien que la puissance totale P_T soit également répartie sur chaque composante de fréquence, on remarque que les puissances des bandes Stokes S_j générées sont différentes en sortie de fibre. Nous attribuons cette différence à deux effets opposés. D'une part, le processus de transfert d'énergie unilatéral par la diffusion Raman stimulée favorise l'accroissement des bandes Stokes de plus basses fréquences. D'autre part, le recouvrement $\xi_{P_j P_j S_j S_j}^{-1}$ des champs transverses de chaque onde pompe P_j et de l'onde Stokes associée S_j peut varier considérablement d'une composante à l'autre sur un spectre large (ici la largeur totale du spectre s'étend de ω_{S_N} à ω_{P_1}). Les courbes de la figure 3 montrent que ce recouvrement décroît au fur et à mesure que la fréquence de pompe décroît, causant ainsi une baisse du gain Raman effectif. Typiquement, $\xi_{PPSS}^{-1}/\xi_{P_0 P_0 S_0 S_0}^{-1}$ avec $\omega_{P_0}=600$ THz, décroît de 40 % dans l'intervalle de fréquences $475 \text{ THz} \leq \omega_p \leq 600 \text{ THz}$ [voir fig.3(a)]. Par ailleurs, sur la figure 3 (b) est tracé $(\omega_S/\omega_{S_0})(\xi_{PPSS}^{-1}/\xi_{P_0 P_0 S_0 S_0}^{-1})$ en fonction de la fréquence de pompe ω_p . Ceci indique que la dépendance du gain Raman pour la fréquence Stokes ω_S contribue également faiblement à la réduction du gain Raman à basse fréquence.

En conclusion, le transfert d'énergie Raman favorise les basses fréquences alors que l'effet de recouvrement des champs transverses favorise les hautes fréquences. Pour $\Delta\omega=4\Omega_R=1760 \text{ cm}^{-1}$, la largeur totale du spectre occupé par les $2N$ ondes est tellement grande que l'effet de recouvrement des champs transverses devient prédominant. La puissance Stokes en sortie de fibre augmente donc avec la fréquence: $S_j(L) > S_{j+1}(L)$ (L étant la longueur de fibre). En conséquence, la pompe de plus haute fréquence est la plus atténuée. Mais le résultat important est que la suppression de la DRS ne peut être obtenue pour des écarts de fréquences $\Delta\omega$ trop grands.

5.2.2.2. Cascade Raman

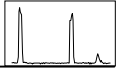
Un autre cas intéressant est lorsque l'écart de fréquence $\Delta\omega$ entre les différentes composantes spectrales du champ est relativement faible et se situe dans la bande de gain Raman: $0 < \Delta\omega < 1,5\Omega_R = 660 \text{ cm}^{-1}$. Dans ce cas, chaque pompe P_j (exceptée P_1) se trouve dans une région spectrale soumise à un fort gain Raman induit par la pompe P_{j-1} . Les pompes sont alors fortement couplées, ce qui implique un fort transfert d'énergie en cascade de toutes les pompes de hautes fréquences vers la pompe de plus basse fréquence P_N . Les figure 4 (a) (b) (c) ont été réalisées pour $N=2,3$ et 4 et $\Delta\omega=550 \text{ cm}^{-1}$. Lorsque la puissance totale est



également répartie sur les composantes de fréquences, la pompe P_N est fortement amplifiée au début de la fibre, et ensuite l'onde Stokes S_N générée croît aussi fortement.

Figure 4: Simulations numériques de l'évolution de la puissance normalisée des ondes pompes et Stokes $Q_j/P_m(0)$, $Q=S,P$, $j=1,N$, en fonction de la distance de propagation z pour $\Delta\omega=550 \text{ cm}^{-1}$. (a): $N=2$, $P_j=P_m(0)=150 \text{ W}$. (b): $N=3$, $P_j=P_m(0)$. (c): $N=4$, $P_j=P_m(0)$. (d) $N=2$, $P_1=1,83P_m(0)$, $P_2=0,17P_m(0)$. (e): $N=3$, $P_1=1,84P_m(0)$, $P_2=P_m(0)$, $P_3(0)=0,16P_m(0)$. (f): $N=4$, $P_1=1,81P_m(0)$, $P_2(0)=P_3(0)=P_m(0)$, $P_4(0)=0,19P_m(0)$. $\omega_{p1}=590.5 \text{ THz}$.

Bien que toutes les bandes Stokes à part S_N soient supprimées, la dynamique résultante se traduit par une forte atténuation de l'énergie de toutes les pompes. La puissance contenue dans S_N en sortie de fibre est telle que, si nous avons tenu compte de la génération des ordres



Stokes supérieurs dans le modèle théorique, nous aurions observé l'amplification des ordres S_{N+1}, S_{N+2}, \dots

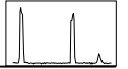
Cet effet de cascade Raman tend donc globalement à amplifier le processus Raman plutôt que de le supprimer.

A ce titre, les figures 4 (d) (e) (f) ont été réalisées en choisissant une distribution de puissance de manière à minimiser la puissance des bandes Stokes générées. Le processus de cascade amplifie alors fortement la pompe de plus basse fréquence qui, bien que de puissance initiale très faible, génère l'onde Stokes S_N sur les dernières longueurs de fibre. Ces figures montrent que la suppression totale de la DRS ne peut être obtenue dans le cas où l'écart de fréquence entre les pompes est petit.

5.2.2.3. Suppressions partielle et totale de la diffusion Raman stimulée

Lorsque l'écart de fréquence entre les pompes est choisi entre les deux cas extrêmes que nous venons de traiter, c'est à dire $1,5\Omega_R < \Delta\omega < 4\Omega_R$, le couplage Raman entre les pompes devient faible mais non négligeable. Dans ces conditions, on peut supposer que la dynamique résultante est essentiellement gouvernée par des processus de transferts d'énergie entre chaque onde Q_j ($Q=P,S$) et ses quatre plus proches voisins dans l'espace des fréquences. Les interactions avec les autres ondes peuvent être en effet négligées parce que la largeur de la bande de gain Raman est limitée, inférieure à $2\Omega_R$.

Ainsi, dans de telles circonstances, on s'attend à ce que la pompe de plus haute fréquence P_1 soit atténuée par un transfert d'énergie vers S_1 , et un léger transfert vers P_2 . Une situation intéressante apparaît lorsque l'écart de fréquence $\Delta\omega$ entre les pompes est d'environ deux fois le décalage spectral Raman ($\Delta\omega \approx 2\Omega_R = 880 \text{ cm}^{-1}$). En effet, chaque bande Stokes S_j , à l'exception de S_N , apparaît à une fréquence correspondant au maximum d'absorption anti-Stokes Raman induite par la pompe P_{j+1} . Cette onde S_j est par conséquent soumise aux effets simultanés de l'amplification Stokes par P_j et de l'absorption anti-Stokes Raman par P_{j+1} . Ces deux effets s'annulent. On peut ainsi s'attendre à ce qu'aucune bande Stokes Raman S_j ne soit générée, exceptée la plus basse fréquence S_N qui n'est pas soumise à l'absorption anti-Stokes induite puisque la pompe P_{N+1} n'existe pas. De fait, ce mécanisme de suppression dépend fortement de la distribution spectrale de puissance à l'entrée de la fibre.

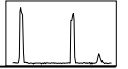


i) Puissances identiques: Suppression partielle

Les figures 1.(a)-(b)-(c), obtenues à partir des équations aux modes couplées pour $\Delta\omega=888 \text{ cm}^{-1}\approx 2\Omega_R$ et pour $N=2, 3$ and 4 , montrent l'efficacité de la suppression de la diffusion Raman stimulée. Toutes les bandes Stokes Raman, exceptée celle de plus basse fréquence S_N , sont supprimées lorsque la puissance moyenne $P_m(0)$, supérieure au seuil Raman, est également répartie sur chaque pompe. La suppression de la DRS est dite partielle dans ce cas.

On peut remarquer que la puissance des bandes S_N générées décroît lorsque le nombre de fréquences de pompes N augmente. Ceci est dû à l'effet de diminution du recouvrement des champs transverses expliqué auparavant. D'autre part, la pompe P_1 est légèrement atténuée de façon continue alors que la pompe P_N est amplifiée de façon continue jusqu'à la génération de S_N .

Figure 5: Suppression partielle de la DRS. Simulations numériques de l'évolution de la puissance normalisée des ondes pompes et Stokes $Q_j/P_m(0)$, $Q=S, P$, $j=1, N$, en fonction de la distance de propagation z pour $\Delta\omega=888 \text{ cm}^{-1}$ (a): $N=2$, (b): $N=3$, (c), $N=4$. $\omega_{P1}=590.5 \text{ THz}$



ii) Puissances différentes: Suppression totale

Notre stratégie pour atteindre la suppression totale de toutes les bandes Stokes Raman, y compris S_N , pour une puissance moyenne (identique à la suppression partielle) toujours supérieure au seuil Raman, est basée sur le fait que la DRS démarre à partir du bruit de diffusion spontanée. Elle requiert alors un minimum de distance de propagation pour devenir significative. On peut donc considérer, dans la première portion de la fibre, que la puissance des bandes Raman est négligeable et que la dynamique des ondes est essentiellement gouvernée par les transferts d'énergie entre les pompes. Chaque pompe P_j , ($j=2, N-1$) est soumise aux effets simultanés d'amplification Stokes et d'absorption anti-Stokes induites par les pompes adjacentes. La variation de puissance pour les pompes P_j , ($j=2, N-1$) intermédiaires est par conséquent très faible pour $\Delta\omega \approx 2\Omega_R$.

Au contraire, la pompe de plus haute (basse) fréquence P_1 (P_N), ne possédant qu'une seule pompe adjacente P_2 (P_{N-1}), est continuellement atténuée (amplifiée). Ainsi, bien que le couplage Raman entre P_1 et P_N ne soit pas direct (sauf pour $N=2$), la puissance perdue par P_1 est transférée à la pompe P_N via les pompes intermédiaires, donnant ainsi naissance à la génération de la bande Stokes S_N lorsque $P_j(0)=P_m(0)$.

Pour obtenir la suppression totale, la puissance d'entrée de toutes les pompes intermédiaires est choisie identique à la puissance moyenne incidente (valeur moyenne de la puissance totale P_T), soit

$$P_j(0) = P_m(0) = \frac{P_{\text{Total}}}{N} \quad j = 2, N-1 \quad (8)$$

Ensuite, la puissance de la pompe de plus haute (basse) fréquence est augmentée (diminuée), tout en conservant la même puissance moyenne $P_m(0)$, de manière à contrebalancer le processus de transfert d'énergie induit par la DRS et de minimiser la puissance de la bande Stokes S_N telle que^[19]

$$\frac{P_N(0) + P_1(0)}{2} = P_m(0) = \frac{P_T}{N} \quad (9)$$

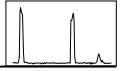
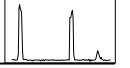


Figure 6: Suppression totale de la DRS. Simulations numériques de l'évolution de la puissance normalisée des ondes pompes et Stokes $Q_j/P_m(0)$, $Q=S, P$, $j=1,N$, en fonction de la distance de propagation z pour $\Delta\omega=888 \text{ cm}^{-1}$ et (a): $N=2$, (b): $N=3$, (c), $N=4$. $\Delta\omega=840 \text{ cm}^{-1}$ et (d): $N=2$, (e): $N=3$, (f), $N=4$. $\omega_{p1}=590.5 \text{ THz}$.

Les simulations numériques présentées sur la figure 6.(a)-(b)-(c), obtenues pour $\Delta\omega=888 \text{ cm}^{-1}$ et $N = 2, 3$, et 4 respectivement, illustrent parfaitement la suppression totale de la DRS. Pour ces trois figures, nous avons cherché le meilleur compromis entre une suppression totale de la DRS et une minimisation de la dispersion de puissance des pompes.

Nous avons calculé pour chaque cas la puissance totale des bandes Stokes générées $S_T=\sum S_j(L)/P_m(0)$, $S_T=0,14$ (fig. 6.a), $S_T=0,096$ (fig. 6.b) et $S_T=0,042$ (fig. 6.c). Ces valeurs représentent seulement 25 % de la puissance totale des ondes Stokes générées lorsque la puissance est également répartie sur les différentes pompes (cf. fig. 5). Nous avons remarqué que la puissance moyenne des ondes Stokes générées pouvait être inférieure à 25 %, mais au détriment d'une plus grande dispersion des puissances de pompes en sortie de fibre. La puissance totale des bandes Stokes générées de la fig.6 ne dépasse pas 7% de la puissance totale des pompes: $\sum S_j(N=2)=7\% P_T$, $\sum S_j(N=3)=3\% P_T$, and $\sum S_j(N=4)=1\% P_T$. Ces valeurs



montrent donc que la puissance Raman générée décroît également au fur et à mesure que le nombre de pompes N croît. Ceci est dû au fait que le processus de transfert d'énergie activé par la diffusion Raman stimulée lors du pompage multi-fréquentiel tend à restreindre l'effet Raman uniquement à la pompe de plus basse fréquence P_N . De plus, les effets de recouvrement des champs transverses, qui entrent en jeu à partir de $N=3$, réduisent le gain Raman effectif pour la bande Stokes de plus basse fréquence. La suppression totale du Raman résulte de la combinaison de ces deux effets. Par ailleurs, les figures 6.(d)-(e)-(f), obtenues pour un écart de fréquence entre les pompes plus faible $\Delta\omega=840 \text{ cm}^{-1} < 2\Omega_R$, montrent encore la suppression de la DRS mais avec moins d'efficacité et plus de dispersion de puissance des pompes en sortie que pour $\Delta\omega=888 \text{ cm}^{-1}$.

Nous pouvons également définir une procédure d'optimisation générale de la suppression de la DRS. Pour cela, on cherche, pour une puissance moyenne donnée, une distribution de puissance d'entrée des pompes qui minimise la quantité suivante

$$\Delta S_T(\Delta\omega) = \frac{\sum_{j=1}^N S_j(\Delta\omega, P_j(0))}{\sum_{j=1}^N S_j(\Delta\omega = 4\Omega_R, P_j(0) = P_m(0))} \quad (10)$$

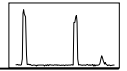
Dans l'équation (10), S_T représente le rapport de la puissance totale des bandes Stokes générées en sortie de fibre, pour un écart de fréquence $\Delta\omega$ donné, sur la puissance totale des bandes Stokes générées pour $\Delta\omega=4\Omega_R$ (où le couplage Raman est quasiment négligeable), c'est à dire en situation de DRS ordinaire (cf. fig. 2).

Pour obtenir une dispersion minimale des puissances de pompe en sortie, on minimise alors le facteur T donné par

$$T = \Delta S_T + \Delta P \quad (11)$$

$$\text{où } \Delta P = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N [P_j(L) - P_m(L)]^2 / P_m^2(0) \quad (12)$$

représente la variation de puissance des pompes en sortie de fibre en fonction de la valeur moyenne de la puissance en sortie de fibre $P_m(L)$. T est la somme des facteurs de la puissance totale Raman générée et de dispersion des puissances de pompe.



5.3 Expérience de suppression de la diffusion Raman stimulée

5.3.1 Montage expérimental

L'étude expérimentale de la méthode de suppression de la DRS a été réalisée pour le cas de deux fréquences de pompe. Le montage expérimental, représenté sur la figure 8, s'appuie sur le schéma d'amplification paramétrique décrit dans le chapitre II (voir fig II.13). L'onde pompe de plus haute fréquence P_1 est une impulsion de durée 40 ps et de longueur d'onde 508 nm (590.5 THz). Elle est délivrée par le générateur paramétrique pompé à 355 nm par le laser Nd:YAG triplé en fréquence. Ce même laser est doublé en fréquence pour générer l'onde pompe P_2 , une impulsion de durée 35 ps et de longueur d'onde 532 nm (563,9 THz).

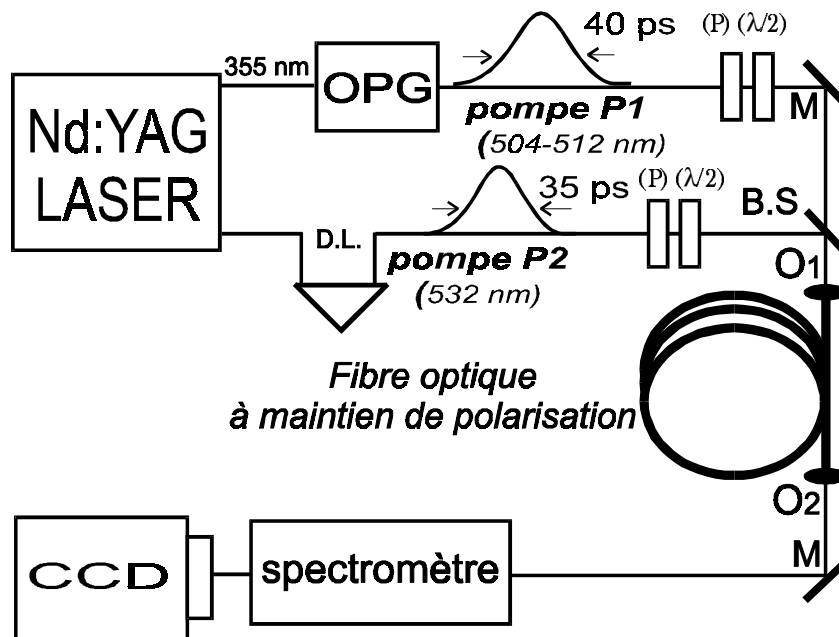
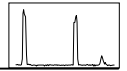


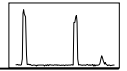
Figure 7: Schéma expérimental de la suppression de la diffusion Raman stimulée dans une fibre optique par pompage à deux fréquences. M: Miroirs, B.S: lame semi-transparente (50/50), (O1, O2): Objectifs de microscope $\times 10$, D.L.: ligne à retard pour la synchronisation des impulsions

Les deux impulsions P_1 et P_2 sont injectées simultanément au moyen d'une lame semi-transparente (50/50) et polarisées linéairement suivant l'axe rapide d'une fibre optique fortement biréfringente à maintien de polarisation ($\Delta n = 3.10^{-4}$). Ce choix d'axe permet en effet d'éviter l'apparition de bandes paramétriques indésirables liées à des effets d'instabilité de polarisation^[8]. La longueur de fibre est de 3 m. Les deux impulsions sont synchronisées à



l'entrée de la fibre à l'aide d'une caméra à balayage de fente. En sortie de fibre, l'intensité lumineuse est analysée à l'aide d'un spectromètre à réseau (0,75 m; 600 tr/mm) possédant une résolution de 200 GHz et d'une caméra CCD monocoup. Les deux autres faisceaux pompes sortant de la lame semi-transparente sont également analysés au moyen d'un spectroscopie à réseau (0,5m; 600 tr/mm) pour servir de références de puissances incidentes calibrées au préalable par un joulemètre.

Figure 8: Spectres expérimentaux enregistrés lors de la propagation dans une fibre de 3 m de deux impulsions picosecondes de fréquences $\omega_{p1}=590$ THz et $\omega_{p2}=564$ THz. DRS ordinaire: (a) $P_1=415$ W, $P_2=0$ W, (b) $P_1=0$ W, $P_2=415$ W. Suppression partielle de la DRS : (a') $P_1=415$ W, $P_2=415$ W, Suppression totale : (b') $P_1=460$ W, $P_2=370$ W, puissance moyenne égale à 415W.



5.3.2 Diffusion Raman ordinaire

Dans un premier temps, on détermine expérimentalement une puissance moyenne $P_m(0)$ supérieure au seuil d'apparition de la diffusion Raman stimulée (cf. chap.IV) pour obtenir la génération des bandes Stokes Raman S_1 et S_2 en injectant séparément les deux impulsions P_1 et P_2 . Une telle situation est représentée sur les figures 8 (a) et (b) sur lesquelles on observe l'apparition des bandes Stokes S_1 et S_2 bien développées pour une puissance crête valant respectivement $P_1(0) = 415$ W, $P_2(0) = 0$ et $P_1(0) = 0$, $P_m(0) = 415$ W.

5.3.3 Suppression partielle

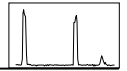
Ensuite les deux impulsions pompes sont injectées simultanément dans la fibre optique avec la même puissance crête $P_1 = P_2 = P_m(0) = 415$ W. La figure 8(a') montre l'efficacité de suppression de la diffusion Raman stimulée pour la bande Stokes S_1 comprise entre les deux pompes alors que la bande Stokes S_2 est fortement générée. En accord avec les simulations numériques décrites sur la figure 5, la figure expérimentale (8.a') correspond à la suppression partielle de la DRS^[15].

5.3.4 Suppression totale

Pour obtenir la suppression totale des bandes Stokes S_1 et S_2 , la puissance de la pompe P_1 est augmentée $P_1(0) = 460$ W et celle de P_2 est réduite $P_2(0) = 370$ W tout en conservant la même puissance moyenne $P_m(0) = 415$ W afin de satisfaire la relation (9). On observe alors sur la figure 8.(b') que la bande Stokes Raman S_1 est très faiblement générée et que S_2 n'est pas générée sur la longueur de fibre utilisée, bien que la puissance de P_1 soit nettement supérieure au seuil d'apparition de la DRS. La suppression de la DRS est alors totale^[16].

Cette observation confirme ainsi la théorie et les simulations numériques représentées sur la figure 6.

Il est important de remarquer que la comparaison entre la simulation et l'expérience est seulement qualitative puisque les puissances utilisées pour chacune ne correspondent pas. D'une part, nous pensons que ceci est dû à la nature approximative du modèle théorique, du fait que l'on considère toutes les bandes Stokes Raman S_j comme des ondes monochromatiques de fréquences uniques ω_{Sj} correspondant au maximum du gain Raman.



D'autre part, le modèle est réalisé pour des ondes continues alors que l'expérience fait intervenir des impulsions picosecondes soumises à des effets de décalage temporel liés à la dispersion de vitesse de groupe.

Par ailleurs, on constate sur la figure 8 que les pompes P_1 et P_2 sont élargies en fréquence par automodulation de phase (cf chap.III.1). De plus, elles présentent chacune un décalage vers les hautes fréquences. Ce glissement spectral est dû à la fois à l'intermodulation de phase entre chaque pompe et sa bande Stokes associée et aux effets d'atténuation des pompes. Comme l'impulsion Raman générée (S_1 ou S_2) se propage plus vite que la pompe (P_1 ou P_2) en régime de dispersion normale, le processus d'intermodulation de phase est accentué entre le front montant de l'impulsion pompe et le front descendant de l'impulsion Stokes (cf. chap. III.1) causant ainsi cette asymétrie spectrale. De plus, l'atténuation de la pompe se fait essentiellement sur son front montant, ce qui renforce l'asymétrie spectrale.

Par contre, on peut remarquer que cette asymétrie spectrale disparaît lors de la suppression de la DRS, pour la pompe P_1 sur la figure 8(a') et pour les deux pompes P_1 et P_2 sur la figure 8.(b'). A notre connaissance, c'est la première démonstration expérimentale de la propagation dans les fibres d'impulsions de fortes puissances sans qu'elles soient affectées par la diffusion Raman stimulée. Ce résultat, permettant de préserver la linéarité de l'élargissement spectral induit par auto ou intermodulation de phase, est important pour les expériences de compression d'impulsions. De meilleurs facteurs de compression pourraient être obtenus avec cette méthode.

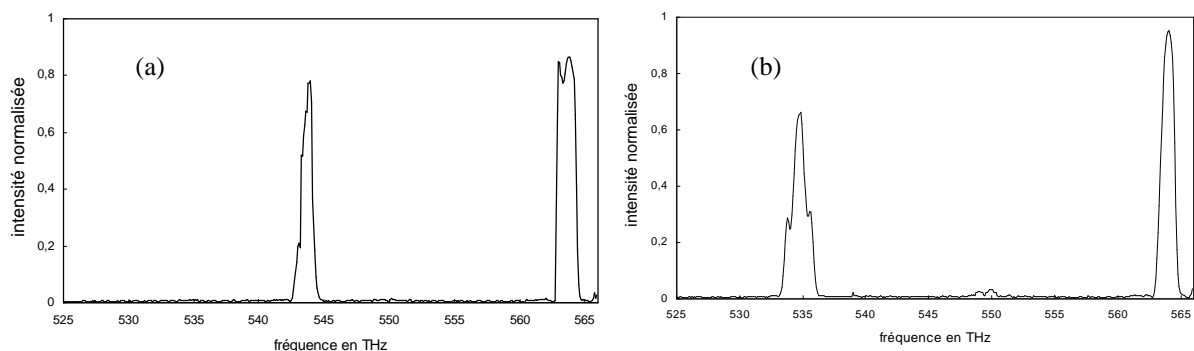
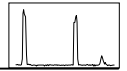


Figure 9: Spectres expérimentaux enregistrés lors de la propagation dans une fibre de 3 m de deux impulsions picosecondes de fréquences (a) $\omega_{P1}=563.9$ THz et $\omega_{P2}=544$ THz., $P_1=430$ W, $P_2=360$ W, (b) $\omega_{P1}=563.9$ THz et $\omega_{P2}=534.8$ THz $P_1=410$ W, $P_2=380$ W



Les spectres présentés sur les figures 9.(a) et (b) ont été réalisés pour un écart de fréquence $\Delta\omega$ entre les pompes respectivement supérieur ($\Delta\omega=977 \text{ cm}^{-1}$) et inférieur ($\Delta\omega=668 \text{ cm}^{-1}$) à deux fois le décalage spectral Raman $2\Omega_R$. Ces spectres montrent que la suppression de la DRS reste encore efficace sur une bande de fréquence de 300 cm^{-1} .

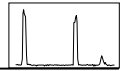
5.4 Conclusion

En conclusion, nous avons développé une nouvelle méthode permettant de contrôler ou de supprimer l'effet néfaste que représente la diffusion Raman stimulée dans de nombreuses applications. Le principe de suppression, basé sur l'anti-symétrie de la susceptibilité Raman, est démontré théoriquement pour un champ multi-fréquences et expérimentalement pour deux fréquences polarisées linéairement et se propageant dans une fibre optique unimodale. L'efficacité maximale de suppression est obtenue en choisissant l'écart de fréquence entre les pompes de 880 cm^{-1} , soit deux fois le décalage Raman, et pour une distribution spectrale de puissance appropriée à l'entrée de la fibre. Cette méthode de suppression est non paramétrique et ne souffre donc pas de l'apparition de bandes spectrales parasites.

La démonstration expérimentale de la suppression pour un nombre de fréquences de pompe $N \geq 3$ serait intéressante et devrait permettre, d'après les simulations, d'obtenir de meilleures efficacités de suppression.

Un autre point important concerne l'écart en fréquence entre les pompes, $\Delta\omega$, très élevé. Un tel écart, nécessaire pour supprimer la DRS, ne peut être directement intéressant pour les systèmes de télécommunications par multiplexage en longueur d'onde où l'écart entre les différents canaux est généralement inférieur au nanomètre ($\Delta\omega=880 \text{ cm}^{-1}=200 \text{ nm}$ à $1,5 \mu\text{m}$). Il serait tout de même intéressant d'estimer dans quelle mesure la DRS pourrait être réduite dans les systèmes multiplexés en longueur d'onde en plaçant une pompe décalée du côté Stokes de 880 cm^{-1} de la fréquence moyenne des canaux. En considérant que l'étendue spectrale des canaux reste assez faible devant $\Delta\omega=880 \text{ cm}^{-1}$, cette pompe de puissance adaptée permettrait de contrôler le transfert d'énergie entre canaux.

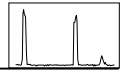
Par ailleurs, plusieurs méthodes pourraient permettre de réduire le paramètre $\Delta\omega$. Une de ces méthodes porte sur la modification de la réponse non linéaire Raman en utilisant des



matériaux dopants qui rapprocheraient le maximum du gain Raman parallèle vers la fréquence de la pompe^[22]. Une autre méthode consisterait à utiliser la biréfringence modale des fibres optiques. Si les composantes du champ pompe étaient polarisées alternativement suivant l'axe lent et rapide d'une fibre biréfringente, l'écart de fréquence pourrait être réduit en choisissant une région spectrale où le gain paramétrique disparaît^[23]. Pour obtenir la suppression de la DRS, la composante orthogonale du gain Raman assurerait un léger couplage Raman entre les pompes^[12].

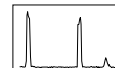
Pour finir, cette méthode de suppression est générale et pourrait s'appliquer à de nombreux matériaux présentant des propriétés non linéaires Raman similaires à celles de la silice.

Cette étude a été réalisée en collaboration avec Mrs. Patrice Tchofo-Dinda, Etienne Coquet et Stefan Wabnitz, du Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne.

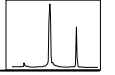


Références

1. G.P. Agrawal, *"Nonlinear Fiber Optics"*, chap.8, 2nd edition (Academic press Inc., San Diego, **1995**)
2. A. Li, C.J. Mahon, Z. Wang, G. Jacobsen, E. Bodtker, *"Experimental confirmation of crosstalk due to stimulated Raman scattering in WDM AM-VSB CATV transmission systems"*, Elec. Lett. 31, 1538 (**1995**).
3. K.C. Chan and H.F. Liu, *"Effect of Raman scattering and frequency chirping on soliton effect pulse compression"*, Opt. Lett. 14, 1150 (**1993**).
4. S. Kumar, A. Selvarajan and G.V. Anand, *"Influence of Raman scattering on the cross-phase modulation in optical fibers"*, Opt. Comm. 102, 329 (**1993**).
5. J.P. Gordon, *"Theory of the soliton self-frequency shift"*, Opt. Lett., Vol. 11, p-662-664 (**1986**).
6. F.M. Mitschke and L.F. Mollenauer, *"Discovery of the soliton self-frequency shift"*, Opt. Lett. 11, 659 (**1986**).
7. E. Golovchenko, P. V. Mamyshev, A.N. Pilipetski, and E.M. Dianov, *"Parametric suppression of stimulated Raman scattering"*, JETP Lett. 50, 190 (**1989**), *"Mutual influence of parametric and Raman effects in optical fibers"*, IEEE J. Quantum Electron. 26, N°10, 1815 (**1990**).
8. S. Trillo and S. Wabnitz, *"Parametric and Raman amplification in birefringent fibers"*, J. Opt. Soc. Am. B, Vol.9, N°7, 1061-1082 (**1992**).
9. P. Tchofo Dinda, G. Millot and S. Wabnitz, *"Polarization switching and suppression of stimulated Raman scattering in birefringent optical fibers"*, J. Opt. Soc. Am. B 15, 1433 (**1998**).
10. S. Pitois, G. Millot, and P. Tchofo-Dinda, *"Influence of the parametric four-wave mixing effects on stimulated Raman scattering in bimodal optical fibers"*, Opt. Lett. 23, 1456 (**1998**).
11. A.P. Vertikov, P.V. Mamyshev, A.M. Prokhorov, *"Increase of degree of fibre-grating pulse compression by parametric suppression of stimulated Raman scattering"*, Sov. Light. Comm. 1, 363 (**1991**).
12. P. Tchofo Dinda, G. Millot and S. Wabnitz, *"Polarization switching of stimulated Raman scattering in optical fibers by dual-frequency pumping"*, Opt. Lett., " Vol.22, N°21, p-1595 (1997).
13. B. Colombeau, J. Monneret, F. Reynaud, B. Carquille, F. Louradour, C. Froehly, *"Réduction du gain de la diffusion Raman stimulée dans les fibres optiques unimodales en silice"*, 10^{èmes} Journées nationales d'Optique guidée, Jouy-en-Josas, 28-30 août **1989**, recueil des communications p.31..
14. B. Carquille, H. Cornet, C. Froehly, A. Lacourt, E. Lantz, H. Maillotte, G. Martinelli, J. Monneret, *"Eléments logiques intrinsèques basés sur l'effet Kerr"*, Rapport DRET n°87.34.088.470.75.01, **1990**.
15. T. Sylvestre, H. Maillotte, E. Lantz, *"Stimulated Raman suppression under dual-frequency pumping in single-mode fibers"*, Electron. Lett. 34, 1417 (**1998**).
16. T. Sylvestre, H. Maillotte, P. Tchofo Dinda, and E. Coquet, *"Suppression of stimulated Raman scattering in optical fibers by power-controlled multifrequency pumping"*, Opt. Comm. 159, 32-36 (**1999**).



17. R. Hellwarth, "*Third-order optical susceptibilities of liquids and solids*", Prog. Quantum Electron., 5, pp.1-68 (1977).
18. D.J. Dougherty, F.X. Kartner, H. A. Haus, and E. Ippen, "*Measurement of the Raman gain spectrum of optical fibers*", Opt. Lett. 20, p-31 (1995).
19. P. Tchofo Dinda, T. Sylvestre, S. Wabnitz, H.Maillotte, E. coquet, and E. Lantz, "*Demonstration of stimulated Raman scattering suppression in a multi-frequency pumping configuration*", J. Opt. Soc. Am. B 1998 (à paraître).
20. T. Sylvestre, H. Maillotte and E. Lantz , "*Optical wavelength switching by stimulated Raman scattering in a single-mode fiber*", CLEO/EUROPE-EQEC'98, 14-18 september 1998, technical digest paper CThH33.
21. R.G. Smith, "*Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering*", Appl. Opt. 11, 2489 (1972).
22. C. Lin, "*Designing optical fibers for frequency conversion and optical amplification by stimulated Raman scattering and phased-matched four-photon mixing*", J. Opt. Comm. 4, 2 (1983).
23. P. Tchofo Dinda, G. Millot, E. Seve and M. Haelterman, "*Demonstration of a nonlinear gap in the modulational instability spectra of wave propagation in highly birefringent fibers*", Opt. Lett., Vol.21, p-1640 (1996).



Annexe A

Equations d'évolution des ondes Stokes, anti-Stokes et pompe en présence de susceptibilités Kerr et Raman

La polarisation non linéaire totale dans la fibre optique s'écrit comme la somme de la polarisation du troisième ordre Kerr, associée à la réponse électronique du matériau (considérée comme instantanée), et de la polarisation du troisième ordre Raman, associée aux modes vibrationnels des molécules du matériau (comportant un temps de réponse des molécules de l'ordre 50-100 fs), elle s'exprime par

$$P_T(r, t) = P_K(r, t) + P_R(r, t) \quad (\text{A.1})$$

$$P_T(r, t) = \epsilon_0 \chi_K^{(3)}(t) E(r, t) E(r, t) E(r, t) + \epsilon_0 E(r, t) \int_{-\infty}^t \chi_R^{(3)}(t-t') E(r, t') E(r, t') dt' \quad (\text{A.2})$$

où $E(r, t)$ est le champ électrique, ϵ_0 la permittivité du vide, $\chi_K^{(3)}$ et $\chi_R^{(3)}$ sont respectivement les susceptibilités Kerr et Raman.

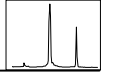
En considérant trois ondes pompe, Stokes et anti-Stokes oscillant respectivement à la pulsation ω_p , ω_s et ω_a , le champ électrique peut s'écrire sous la forme

$$\mathbf{E}(r, t) = \mathbf{E}_p(r, t) + \mathbf{E}_s(r, t) + \mathbf{E}_a(r, t) \quad (\text{A.3})$$

$$\mathbf{E}(r, t) = \frac{1}{2} \left(\mathbf{E}_p(r, t) \exp(-i\omega_p t) + \mathbf{E}_s(r, t) \exp(-i\omega_s t) + \mathbf{E}_a(r, t) \exp(-i\omega_a t) \right) + \text{c. c} \quad (\text{A.4})$$

où E_p , E_s et E_a sont respectivement les enveloppes des champs pompe, Stokes et anti-Stokes.

De la même manière, la polarisation Raman peut s'écrire sous la forme :



$$P_R(r, t) = \frac{1}{2} \left(P_{R_p}(r, t) \exp(-i\omega_p t) + P_{R_s}(r, t) \exp(-i\omega_s t) + P_{R_a}(r, t) \exp(-i\omega_a t) \right) + c.c \quad (\text{A.5})$$

Pour déterminer la polarisation Raman, nous avons besoin d'évaluer le produit $\mathbf{E} \times \mathbf{E}$ (cf. Eq.A.2)

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(r, t) \times \mathbf{E}(r, t) &= \frac{1}{2} \left[|E_p(r, t)|^2 + |E_s(r, t)|^2 + |E_a(r, t)|^2 \right] + \frac{1}{2} E_p(r, t) E_s^*(r, t) \exp(-i\Omega t) \\ &+ \frac{1}{2} E_p(r, t) E_a^*(r, t) \exp(+i\Omega t) + \frac{1}{2} E_p^*(r, t) E_s(r, t) \exp(+i\Omega t) + \\ &+ \frac{1}{2} E_p^*(r, t) E_a(r, t) \exp(-i\Omega t) + \dots \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

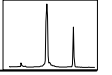
où $\Omega = \omega_p - \omega_s = \omega_a - \omega_p$ est l'écart en pulsation entre les ondes pompe et Stokes.

En ne conservant que les termes en accord de phase avec chaque pulsation, en négligeant les termes de second ordre ($2\omega_p, 2\omega_s, 2\omega_a, \omega_p + \omega_s, \dots$) et en introduisant l'Eq.(6) dans l'Eq.(2), on obtient les expressions de chaque polarisation non linéaire Raman suivantes

$$\begin{aligned} P_{R_s}(r, t) &= \frac{1}{4} \varepsilon_0 E_s(r, t) \int_{-\infty}^t \chi_R^{(3)}(t-t') \left[|E_p(r, t')|^2 + |E_s(r, t')|^2 + |E_a(r, t')|^2 \right] dt' \\ &+ \frac{1}{2} \varepsilon_0 E_p(r, t) \int_{-\infty}^t \chi_R^{(3)}(t-t') \left[E_s(r, t') E_p^*(r, t') + E_p(r, t') E_a^*(r, t') \right] \exp(i\Omega(t-t')) dt' \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

$$\begin{aligned} P_{R_{as}}(r, t) &= \frac{1}{4} \varepsilon_0 E_a(r, t) \int_{-\infty}^t \chi_R^{(3)}(t-t') \left[|E_p(r, t')|^2 + |E_s(r, t')|^2 + |E_a(r, t')|^2 \right] dt' \\ &+ \frac{1}{2} \varepsilon_0 E_p(r, t) \int_{-\infty}^t \chi_R^{(3)}(t-t') \left[E_a(r, t') E_p^*(r, t') + E_p(r, t') E_s^*(r, t') \right] \exp(-i\Omega(t-t')) dt' \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

$$\begin{aligned} P_{R_p}(r, t) &= \frac{1}{4} \varepsilon_0 E_p(r, t) \int_{-\infty}^t \chi_R^{(3)}(t-t') \left[|E_p(r, t')|^2 + |E_s(r, t')|^2 + |E_a(r, t')|^2 \right] dt' \\ &+ \frac{1}{2} \varepsilon_0 E_s(r, t) \int_{-\infty}^t \chi_R^{(3)}(t-t') E_p(r, t') E_s^*(r, t') \exp(-i\Omega(t-t')) dt' \\ &+ \frac{1}{2} \varepsilon_0 E_a(r, t) \int_{-\infty}^t \chi_R^{(3)}(t-t') E_p(r, t') E_a^*(r, t') \exp(i\Omega(t-t')) dt' \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$



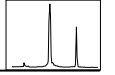
Les équations de Schrödinger non linéaires couplées régissant l'évolution des amplitudes modales lentement variables A_α des ondes Stokes, anti-Stokes et pompe tel que $E_\alpha(r,t)=A_\alpha(z,t)\exp(i\beta_\alpha z)$ s'écrivent sous la forme suivante

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_s}{\partial z} + \beta_{1s} \frac{\partial A_s}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2s} \frac{\partial^2 A_s}{\partial t^2} &= i\gamma_s (1-f_R) \left(|A_s|^2 + 2|A_p|^2 + 2|A_a|^2 \right) A_s \\ + i\gamma_s f_R A_s \int_{-\infty}^t h_R(t-t') &\left[|A_p(r,t')|^2 + |A_s(r,t')|^2 + |A_a(r,t')|^2 \right] dt' \\ + i\gamma_s f_R A_p(r,t) \int_{-\infty}^t h_R(t-t') &\left[A_p^*(r,t') A_s(r,t') + A_p(r,t') A_a^*(r,t') \right] \exp(i\Omega(t-t')) dt' \end{aligned} \quad (A.10)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_a}{\partial z} + \beta_{1a} \frac{\partial A_a}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2a} \frac{\partial^2 A_a}{\partial t^2} &= i\gamma_s (1-f_R) \left(|A_a|^2 + 2|A_p|^2 + 2|A_s|^2 \right) A_a \\ + i\gamma_a f_R A_a \int_{-\infty}^t h_R(t-t') &\left[|A_p(r,t')|^2 + |A_s(r,t')|^2 + |A_a(r,t')|^2 \right] dt' \\ + i\gamma_a f_R A_p(r,t) \int_{-\infty}^t h_R(t-t') &\left[A_p(r,t') A_s^*(r,t') + A_p(r,t') A_s^*(r,t') \right] \exp(-i\Omega(t-t')) dt' \end{aligned} \quad (A.11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_p}{\partial z} + \beta_{1p} \frac{\partial A_p}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2p} \frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2} &= i\gamma_p (1-f_R) \left(|A_p|^2 + 2|A_s|^2 + 2|A_a|^2 \right) A_p \\ + i\gamma_p f_R A_p \int_{-\infty}^t h_R(t-t') &\left[|A_p(r,t')|^2 + |A_s(r,t')|^2 + |A_a(r,t')|^2 \right] dt' \\ + i\gamma_p f_R A_s(r,t) \int_{-\infty}^t h_R(t-t') &A_p(r,t') A_s^*(r,t') \exp(-i\Omega(t-t')) dt' \\ + i\gamma_p f_R A_a(r,t) \int_{-\infty}^t h_R(t-t') &A_p(r,t') A_a^*(r,t') \exp(i\Omega(t-t')) dt' \end{aligned} \quad (A.12)$$

où $\beta_{1\alpha}=1/V_{g\alpha}$, $\beta_{2\alpha}$, $\gamma_\alpha=n_2\omega_\alpha/(c.A_{\text{eff}})$ sont respectivement la constante de propagation, le coefficient de dispersion de vitesse de groupe et le coefficient de Kerr de l'onde α . A_{eff} est l'aire effective du mode de propagation, $n_2=3.2.10^{-20} \text{ m}^2\text{W}^{-1}$ est le coefficient d'indice non linéaire. f_R est la contribution de l'effet Raman à la nonlinéarité. $f_R=0.18$ (Réf: *G.P Agrawal "Nonlinear fiber Optics" 2nd Edition, Chap 2*). $h_R(t)=\chi^{(3)}_R(t)/\chi^{(3)}_{R0}$ est la fonction de réponse Raman sans dimension. $\chi^{(3)}_{R0}$ est la valeur crête de $\chi^{(3)}_R(t)$. (*C. Headley III and G.P. Agrawal JOSA.B, Vol.13, N°10 p 2170 (1996)*)



Les 3 premiers termes du membre de droite des équations (10), (11) et (12) représentent l'automodulation et l'intermodulation de phase non linéaire induites par effet Kerr. Les 3 termes suivants décrivent la contribution Raman aux modulations de phase non linéaires. L'avant dernier terme des équations (10) et (11) est responsable de l'amplification Raman pour l'onde Stokes et de l'atténuation Raman pour l'onde anti-Stokes. Les derniers termes sont des termes de couplage Stokes-anti-Stokes Raman (*Y.R Shen and N. Bloembergen, Phys. Rev Vol 137 p-1787, N° 6 1965 et R Boyd, "nonlinear optics" p-377*).

Pour des impulsions de durée brève mais supérieure à la picoseconde, les amplitudes des ondes Stokes, anti-Stokes et pompe peuvent être considérées constantes par rapport au temps durant lequel varie la réponse Raman $h_R(t)$. On peut écrire par exemple pour l'onde Stokes :

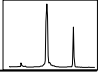
$$\begin{aligned}
 & i\gamma_s f_R A_s \int_{-\infty}^t h_R(t-t') \left[|A_p(r,t')|^2 + |A_s(r,t')|^2 + |A_a(r,t')|^2 \right] dt' \\
 & + i\gamma_s f_R A_p(r,t) \int_{-\infty}^t h_R(t-t') \left[A_p(r,t') A_s^*(r,t') + A_p(r,t') A_a^*(r,t') \right] \exp(i\Omega(t-t')) dt' \quad (A.13) \\
 & = i\gamma_s f_R A_s \left[|A_p|^2 + |A_s|^2 + |A_a|^2 \right] - \gamma_s f_R \tilde{h}''_R(-\Omega) |A_p|^2 A_s - \gamma_s \tilde{h}''_R(-\Omega) f_R A_p^2 A_a^*
 \end{aligned}$$

où $h_R(-\Omega) = i\tilde{h}''_R(-\Omega) = -i\tilde{h}''_R(\Omega)$ pour la valeur crête ($\omega = \Omega$) de la réponse spectrale Raman .

On peut alors définir les coefficients de gain Raman g_α en $m^{-1} W^{-1}$

$$\begin{aligned}
 g_s &= f_R \gamma_s \left| \tilde{h}''_R(-\Omega) \right| = 7.2 \cdot 10^{-3} & g_p &= f_R \gamma_p \left| \tilde{h}''_R(-\Omega) \right| = \frac{\omega_p}{\omega_s} g_s \\
 g_a &= -f_R \gamma_a \left| \tilde{h}''_R(-\Omega) \right| = -\frac{\omega_a}{\omega_s} g_s & g_{sa} &= g_{as} = f_R (\gamma_s \gamma_a)^{1/2} \left| \tilde{h}''_R(-\Omega) \right| \cong g_s \cong g_a
 \end{aligned}$$

Les équations couplées (10), (11) et (12) se réduisent alors à:



$$\begin{aligned} \frac{\partial A_s}{\partial z} + \beta_{1s} \frac{\partial A_s}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2s} \frac{\partial^2 A_s}{\partial t^2} = i\gamma_s \left(|A_s|^2 + (2-f_R)(|A_p|^2 + |A_a|^2) \right) A_s \\ + g_s |A_p|^2 A_s + (g_{sa} + i\gamma_s) A_p^2 A_s^* \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_a}{\partial z} + \beta_{1a} \frac{\partial A_a}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2a} \frac{\partial^2 A_a}{\partial t^2} = i\gamma_a \left(|A_a|^2 + (2-f_R)(|A_p|^2 + |A_s|^2) \right) A_a \\ + g_a |A_p|^2 A_a + (g_{as} + i\gamma_a) A_p^2 A_s^* \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_p}{\partial z} + \beta_{1p} \frac{\partial A_p}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2p} \frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2} = i\gamma_p \left(|A_p|^2 + (2-f_R)(|A_s|^2 + |A_a|^2) \right) A_p \\ - g_p |A_s|^2 A_p + g_p |A_a|^2 A_p \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

En régime de pompe non atténuée et en négligeant les modulations de phase dues aux ondes Stokes et anti-Stokes, l'évolution des amplitudes A_s et A_a satisfait le système d'équations couplées suivant:

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} + \beta_{1s} \frac{\partial A_s}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2s} \frac{\partial^2 A_s}{\partial t^2} = i\gamma_s (2-f_R) |A_p|^2 A_s + g_s |A_p|^2 A_s + (g_s + i\gamma_s) A_p^2 A_s^* \quad (\text{A.17})$$

$$\frac{\partial A_a}{\partial z} + \beta_{1a} \frac{\partial A_a}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2a} \frac{\partial^2 A_a}{\partial t^2} = i\gamma_a (2-f_R) |A_p|^2 A_a + g_a |A_p|^2 A_a + (g_a + i\gamma_a) A_p^2 A_s^* \quad (\text{A.18})$$

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} + \beta_{1p} \frac{\partial A_p}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2p} \frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2} = i\gamma_p |A_p|^2 A_p - g_p |A_s|^2 A_p + g_p |A_a|^2 A_p \quad (\text{A.19})$$

RESUME

Ce sujet de thèse porte sur une étude détaillée, théorique et expérimentale, des phénomènes paramétriques, de la diffusion Raman stimulée et de leurs interactions mutuelles, survenant en régime picoseconde dans les fibres optiques unimodales. Il vise notamment à suggérer de nouvelles fonctions de traitement tout-optique pour les télécommunications par fibres optiques.

Une part importante du travail met à profit la forte biréfringence des fibres à maintien de polarisation pour réaliser l'amplification paramétrique (ou instabilité de modulation induite) de signaux impulsionnels dans le régime de dispersion normale. Une approche phénoménologique montre l'équivalence physique entre le mélange à quatre ondes et l'instabilité de modulation, bien que les prédictions quantitatives habituelles basées sur ces deux approches théoriques aboutissent à des valeurs différentes du gain et de la condition d'accord de phase. La prise en compte d'ondes non accordées en phase générées lors du processus d'amplification permet de raccorder, à l'accord de phase parfait, le formalisme du mélange à quatre ondes avec celui de l'instabilité de modulation. D'autre part, si l'amplification de la fluorescence paramétrique, à partir du bruit, présente un gain quasi-exponentiel en fonction de la puissance de pompe, l'amplification d'un signal évolue selon une loi en cloche à cause du déphasage non linéaire induit par la pompe. Les résultats expérimentaux mettent en évidence cette dynamique en cloche et confirment la validité du modèle d'instabilité de modulation, montrant que le gain maximum diminue d'autant plus que la biréfringence est faible. En remplacement des sources impulsionnelles de puissance, une expérience supplémentaire utilisant des microlasers permet d'obtenir des gains supérieurs à 20 dB dans 20 m de fibre. Enfin l'étude des aspects temporels liés à l'amplification paramétrique par biréfringence débouche sur la génération de trains d'impulsions solitons noirs à des cadences supérieures au THz.

Une partie complémentaire analyse le processus d'intermodulation de phase dégénérée dans une fibre biréfringente et permet de décrire les effets spectraux et temporels, liés à l'utilisation d'impulsions picosecondes, qui affectent la propagation des ondes sur les axes de polarisation de la fibre. Les effets combinés de l'intermodulation de phase et de la différence de temps de groupe provoquent des rétrécissements et des asymétries des spectres modulés ainsi que des modulations temporelles rapides, en comparaison avec la situation où une impulsion est polarisée selon une ligne neutre. Cette comparaison permet de mesurer la biréfringence des fibres sur une grande dynamique (10^3) et une bonne précision (5%). Une expérience montre ensuite que l'intermodulation de phase dégénérée peut également être mise à profit pour réaliser des décalages spectraux de signaux sur une plage de 0 à $\pm 0,3$ nm.

Le troisième volet étudie les effets de couplage entre le mélange à quatre ondes et la diffusion Raman stimulée (DRS) en régime de dispersion normale pour réaliser de la commutation de longueur d'onde. Un signal picoseconde à la fréquence Raman anti-Stokes, injecté avec une impulsion pompe, induit la génération d'une impulsion Stokes par couplage paramétrique. La longueur de couplage, très faible, est cependant suffisante pour que l'amplification Raman Stokes prenne ensuite le relais, même très en dessous du seuil de DRS habituel. Le signal anti-Stokes est ensuite essentiellement gouverné par un processus d'absorption pure Raman. Cette méthode est originale puisqu'elle démarre sur un processus paramétrique complètement désaccordé en phase, mais assisté par l'amplification Raman Stokes et l'absorption anti-Stokes. Il permet ainsi une commutation/amplification tout-optique ultra-rapide de fréquences avec de très grands décalages spectraux (26 THz), normalement inaccessibles à la conversion paramétrique pure. Une application intéressante de ce procédé réside dans la possibilité de réaliser une conversion de longueur d'onde $1,3 \mu\text{m} \rightarrow 1,5 \mu\text{m}$ entre les deux fenêtres spectrales des télécommunications.

Bien que la diffusion Raman stimulée (DRS) dans les fibres optiques puisse être mise à profit pour un certain nombre d'applications, ce même processus peut être également source de pénalité en puissance et en débit dans les systèmes de télécommunications, notamment les transmissions multiplexées en longueur d'onde (WDM). La dernière partie de cette thèse montre la possibilité de supprimer la DRS dans une fibre unimodale. A partir d'un champ de pompe multi-fréquences, le mécanisme de suppression, basé sur l'antisymétrie spectrale de la susceptibilité Raman, est optimisé pour un écart entre les différentes composantes spectrales de pompe égal à deux fois le décalage Raman. Dans ce cas, chaque onde Stokes générée est soumise aux effets simultanés et opposés de l'amplification Stokes par la pompe adjacente de plus basse fréquence et de l'absorption anti-Stokes par la pompe de plus haute fréquence. La suppression totale de la DRS est obtenue en déséquilibrant les puissances de pompe de manière à contrebalancer l'effet additionnel de cascade Raman des hautes vers les basses fréquences. Outre les implications potentielles de cette méthode dans les transmissions WDM, ce principe de suppression présente un intérêt pour augmenter les facteurs de compression dans les compresseurs d'impulsions à fibre.