



**HAL**  
open science

# Attraction de polarisation et instabilité modulationnelle incohérente dans les fibres optiques

Alexandre Sauter

► **To cite this version:**

Alexandre Sauter. Attraction de polarisation et instabilité modulationnelle incohérente dans les fibres optiques. Physique [physics]. Université de Bourgogne, 2006. Français. NNT : . tel-00136498

**HAL Id: tel-00136498**

**<https://theses.hal.science/tel-00136498>**

Submitted on 14 Mar 2007

**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.

# Thèse

présentée pour obtenir le grade de

**Docteur en Physique**

par Alexandre SAUTER

Doctorant au Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne

Moniteur au département de Physique

## **Attraction de polarisation et instabilité modulationnelle incohérente dans les fibres optiques**

Thèse soutenue devant le jury composé de :

Carlos Montes	Directeur de Recherche, Université de Nice	<i>Rapporteur</i>
Thibaut Sylvestre	Chargé de Recherche, Université de Franche-Comté	<i>Rapporteur</i>
Philippe Delaye	Chargé de Recherche, Institut d'optique d'Orsay	<i>Examineur</i>
Olivier Faucher	Professeur, Université de Bourgogne	<i>Examineur</i>
Stéphane Pitois	Chargé de Recherche, Université de Bourgogne	<i>Directeur de thèse</i>
Guy Millot	Professeur, Université de Bourgogne	<i>Directeur de thèse</i>







<b>Remerciements.....</b>	<b>11</b>
<b>Introduction .....</b>	<b>13</b>
<b>Chapitre 1.....</b>	<b>17</b>
<b>Propagation de la lumière dans les fibres optiques.....</b>	<b>17</b>
<b>1. Généralités sur les fibres optiques .....</b>	<b>18</b>
<b>2. Pertes optiques.....</b>	<b>21</b>
2.1. Pertes intrinsèques.....	21
2.2. Pertes liées aux imperfections .....	22
2.3. Pertes mécaniques .....	23
<b>3. Dispersion chromatique.....</b>	<b>23</b>
<b>4. Effet Kerr Optique .....</b>	<b>27</b>
<b>5. Equation de Schrödinger Non Linéaire .....</b>	<b>29</b>
<b>6. Méthode de Fourier à pas divisé.....</b>	<b>31</b>
<b>7. Principaux effets non linéaires rencontrés par la lumière dans une fibre optique .....</b>	<b>33</b>
7.1. L'auto-modulation de phase (SPM) .....	33
7.2. Le mélange à quatre ondes (FWM).....	34
7.3. L'instabilité modulationnelle (MI).....	36
7.4. La diffusion Raman stimulée (SRS).....	39
<b>Chapitre 2.....</b>	<b>44</b>
<b>Instabilité modulationnelle incohérente dans les fibres optiques.....</b>	<b>44</b>
<b>1. Introduction .....</b>	<b>45</b>
<b>2. Analyse Théorique.....</b>	<b>47</b>
2.1. Incohérence temporelle d'une onde .....	47
2.1.1. Impulsion limitée par transformée de Fourier.....	47
2.1.2. Caractéristiques de l'onde incohérente .....	49

2.1.2.1. Définition : processus stochastique .....	49
2.1.2.2. Statistique gaussienne .....	50
2.1.2.3. Théorème limite central : .....	51
2.1.2.4. Justification du choix de la statistique gaussienne .....	51
2.1.2.5. Statistique stationnaire .....	52
2.1.2.6. Importance de la fonction d'auto-corrélation .....	52
2.1.2.7. Temps de cohérence .....	53
2.1.3. Régime d'interaction .....	55
2.2. Instabilité Modulationnelle incohérente .....	55
2.2.1. Equation fermée pour la fonction d'auto-corrélation .....	56
2.2.2. Analyse de stabilité linéaire .....	57
2.2.3. Analyse du résultat .....	60
2.2.3.1. Seuil de disparition de l'instabilité modulationnelle incohérente dans un milieu non linéaire à réponse instantanée .....	61
2.2.3.2. Allure du gain incohérent .....	62
2.2.3.3. Interprétation du comportement du gain .....	65
<b>3. Démonstration expérimentale des propriétés de l'instabilité modulationnelle incohérente .....</b>	<b>68</b>
3.1. Choix de la source .....	68
3.2. Dispositif expérimental .....	69
3.2.1. Conditions d'injection .....	71
3.2.2. Acquisition des données .....	71
3.3. Résultats expérimentaux : étude en longueur d'onde .....	72
3.3.1. Exemple de spectre expérimental et discussion .....	73
3.3.2. Généralisation aux autres spectres expérimentaux .....	75
3.3.3. Conclusion autour des résultats expérimentaux .....	77
3.4. Simulations numériques .....	77
3.4.1. Algorithme utilisé .....	78
3.4.2. Résultats des simulations et comparaison avec les points expérimentaux .....	79
3.5. Synthèse des résultats et discussion .....	80
3.5.1. Désaccord entre résultats expérimentaux et théorie : explications .....	81
3.5.2. Solutions possibles .....	82
3.5.3. Synthèse .....	83

<b>4. Conclusion .....</b>	<b>84</b>
<b>Chapitre 3.....</b>	<b>85</b>
<b>Attraction de polarisation dans les fibres optiques isotropes .....</b>	<b>85</b>
<b>1. Introduction .....</b>	<b>86</b>
<b>2. Rappels théoriques .....</b>	<b>87</b>
2.1. Polarisation non linéaire.....	87
2.2. Equations de propagation couplées pour deux ondes contra propagatives .....	89
2.3. Représentation de la polarisation : formalisme des vecteurs de Stokes. Sphère de Poincaré.....	91
2.4. Définition du degré de polarisation .....	94
<b>3. Attraction de polarisation.....</b>	<b>96</b>
3.1. Présentation .....	96
3.2. Caractéristiques de l'attraction de polarisation en régime impulsionnel .....	97
3.3. Observations expérimentales.....	101
3.3.1. <i>Dispositif expérimental</i> .....	101
3.3.2. <i>Spécificités du montage</i> .....	104
3.3.3. <i>Résultats expérimentaux</i> .....	104
3.3.3.1. Observation préliminaire.....	104
3.3.3.2. Etude en puissance de l'attraction de polarisation .....	106
3.4. Conclusion.....	108
<b>4. Etude du processus d'attraction de polarisation dans le domaine télécom .....</b>	<b>110</b>
4.1. Etude expérimentale avec deux ondes co-propagatives .....	110
4.1.1. <i>Définitions</i> .....	113
4.1.2. <i>Montage expérimental</i> .....	114
4.1.3. <i>Conditions d'utilisation du montage</i> .....	117
4.1.4. <i>Choix de la fibre optique</i> .....	117
4.1.5. <i>Mesures expérimentales</i> .....	119
4.1.5.1. Etude en longueur d'onde .....	120
4.1.5.2. Etude en puissance .....	121



4.1.5.3. Etude en polarisation .....	122
4.1.6. Explications .....	123
4.2. Etude numérique .....	124
4.2.1. Paramètres .....	125
4.2.2. Etude en puissance .....	125
4.2.3. Influence de la différence de vitesse de groupe entre la pompe et le signal sur l'efficacité de l'attraction de polarisation .....	128
4.3. Conclusion.....	132
<b>5. Optimisation du profil des impulsions .....</b>	<b>134</b>
5.1. Introduction .....	134
5.2. Algorithmes d'évolution .....	135
5.3. Algorithme utilisé.....	137
5.4. Conclusion.....	140
<b>6. Attraction de polarisation combinée à la diffusion Raman stimulée .....</b>	<b>141</b>
6.1. Expression du gain pour la diffusion Raman stimulée en base circulaire.....	141
6.2. Simulations numériques .....	144
6.3. Observations expérimentales.....	147
6.3.1. Gain Raman.....	147
6.3.2. Caractérisation de l'attraction de polarisation conjuguée à l'amplification par diffusion Raman stimulée .....	148
6.3.2.1. Etude en puissance .....	149
6.3.2.2. Etude en longueur d'onde .....	151
6.4. Conclusion.....	153
<b>7. Formalisme hamiltonien. Dynamique du système .....</b>	<b>155</b>
7.1. Calcul de l'hamiltonien .....	155
7.2. Dynamique du système .....	157
7.2.1. Evolution de la polarisation du signal.....	158
7.2.2. Potentiels oscillants.....	161
7.2.3. Interprétation à l'aide du premier invariant de Poincaré .....	162
7.3. Etude de l'impact du facteur de couplage anisotrope des fibres optiques sur le phénomène d'attraction de polarisation .....	164

7.3.1. <i>Expression du potentiel généralisé</i> .....	165
7.3.2. <i>Interprétation</i> .....	167
7.4. Généralisation du processus d'attraction de polarisation .....	169
<b>8. Conclusion</b> .....	<b>175</b>
<b>Conclusion</b> .....	<b>176</b>
<b>Bibliographie</b> .....	<b>180</b>



# Remerciements

Malgré une attaque en règle du réseau électrique à l'encontre de mon disque dur, je vais enfin pouvoir conclure cette thèse en présentant les remerciements qui s'imposent.

Mes premiers remerciements iront tout naturellement à mes directeurs de thèse, Guy Millot et Stéphane Pitois. Je les remercie vivement pour leurs compétences, leur disponibilité et leurs précieux conseils. Je tiens également à remercier l'ensemble de l'équipe « Solitons et télécommunications optiques », en particulier Antonio Picozzi qui a largement contribué à ce travail de thèse et dont la gentillesse à toute épreuve n'a d'égal que la compétence. Je remercie l'ensemble du Laboratoire de physique de l'Université de Bourgogne pour son accueil chaleureux. L'aide que m'a apporté Edouard Hertz en ce qui concerne les algorithmes d'évolution m'a été vitale, je profite donc de ces quelques lignes pour le remercier chaleureusement. Ces travaux n'auraient pu avoir lieu sans l'aide précieuse des techniciens du laboratoire et de l'atelier, qu'ils en soient remerciés.

J'ai eu la chance, au cours de ces trois années, de pouvoir travailler dans une ambiance particulièrement conviviale et plaisante, et les thésards de physique y sont pour beaucoup. Cette thèse m'aurait parue beaucoup plus longue si je n'avais pas eu Jérémie, Anne Laure, Arnaud, Jérôme, Benoît, Hélène, Vincent, Vincent, Davy, Olivier et tous les autres. Grâce à vous, les bons moments ont largement pris le pas sur les mauvais. J'espère de tout cœur qu'il en sera, ou qu'il en a été, de même pour vous.

Ces années de thèse ont été pour moi l'occasion de découvrir le milieu de la vulgarisation scientifique grâce à l'Expérimentarium, dirigé d'une main de maître par Lionel Maillot. Les opportunités de contact avec un public de tout âge ont été d'une immense richesse à mes yeux. Cette expérience m'a également permis de prendre du recul sur la physique, et sur la manière que j'avais de l'aborder. J'adresse donc tous mes remerciements à Lionel, pour la qualité de son travail et les belles opportunités qu'il m'a offert. L'Expérimentarium regroupe en son sein des doctorants d'origines diverses. A ce titre, il a été pour moi l'occasion de

rencontres riches et variées et de moments forts. J'en profite donc pour remercier tous les doctorants de l'Expérimentarium, et plus particulièrement Suzanne, Arnaud, Sylvain, Fabien, Diana, Sandrine, Camille, Marie-Amandine, Philippe, etc.

« *L'éternité c'est long, surtout vers la fin* ». Sans aller jusque là, trois ans représentent déjà une belle durée. Ces années ont été riches en rebondissements et aléas divers et variés. Avoir mes amis à mes côtés lors des bons et des mauvais moments qui les ont jalonnés m'a été précieux. Je ne sais que dire pour vous remercier comme il se doit, mais cette thèse ne serait peut-être pas arrivée à son terme sans vous. De tout cœur, merci.

Enfin, *last but not least*, j'aimerais simplement remercier mes parents, Patrick et Elisabeth, dont le soutien inconditionnel et l'amour m'ont permis d'en arriver là.

Voilà, j'espère n'avoir oublié personne. Si tel était le cas, ne vous en offusquez pas, je m'en excuse par avance.

Alexandre

# **Introduction**

Dire de la lumière qu'elle fait partie de notre quotidien est un euphémisme. Le cycle solaire rythme intimement nos vies et l'existence de la planète toute entière. Dès les premiers âges de l'Homme, la lumière a été considérée comme un phénomène exceptionnel : source de bienfaits, elle éloigne les ténèbres et protège. Rien d'étonnant alors à ce qu'elle soit devenu un objet de vénération. Elle est, dans de nombreuses religions, le symbole du divin, l'expression directe d'une présence supérieure protectrice et rayonnante. Attribut de puissance et de connaissance, elle incarne la quintessence du cœur, de l'esprit et de l'âme vers laquelle tend l'Homme. Au-delà de ces considérations spirituelles, qui traduisent la fascination primaire de l'Homme pour cette formidable manifestation du champ électromagnétique qu'est la lumière, de nombreux esprits éclairés se sont intéressés au fil des âges à sa compréhension. Le choix de la lumière comme sujet d'étude est relativement délicat : il s'agit en effet de toucher au mystère divin, de chercher à l'expliquer, à le dévoiler. Les travaux divers et variés de générations de savants donneront toutefois naissance à l'optique géométrique que nous connaissons aujourd'hui, bon nombre de ses lois ayant été explicitées dans leur forme actuelle par des intellectuels aussi prestigieux et respectés que René Descartes (1596-1650) ou Isaac Newton (1642-1727). Cependant, la nature profonde de la lumière n'est pas expliquée par ces théories. On ne comprend pas réellement, par exemple, comment la lumière arrive à se propager dans le vide. Les scientifiques de l'époque utilisent pour l'expliquer un concept établi par Aristote dans l'antiquité : un fluide céleste nommé éther qui remplirait l'univers et permettrait à la lumière des étoiles lointaines de nous parvenir. Aussi poétique soit-il, le concept de l'éther ne survivra pas longtemps au siècle des lumières. Les théories ondulatoire et corpusculaire (notamment défendue par Newton) apparaissent rapidement et s'affrontent. Pour certains, la lumière est une onde électromagnétique. Pour d'autres, elle est constituée de particules. Le conflit sera incessant et inextricable jusqu'au début du 20<sup>ème</sup> siècle. L'établissement par les grands esprits d'alors de la dualité onde-corpuscule, qui explique que la lumière a simultanément les propriétés d'une onde et d'une particule, mettra fin au conflit. C'est à cette époque que la théorie de la lumière telle que nous la connaissons prend forme : il s'agit d'un champ électromagnétique ayant les propriétés d'un corpuscule se déplaçant dans le vide à une vitesse de 299 792 458 m/s. L'apparition de ces concepts s'accompagnera d'une véritable révolution scientifique à travers la découverte de la relativité et de la physique quantique. Un des grands bouleversements de la physique durant la deuxième moitié du 20<sup>ème</sup> siècle sera l'apparition du laser. Bon nombre de processus physiques qui n'avaient jusqu'alors qu'une existence théorique deviennent accessibles à l'expérience. L'idée de faire se propager la lumière sur une très grande distance dans un guide d'onde afin de communiquer apparaît

également rapidement. C'est ainsi que naissent les premières fibres optiques « modernes » au cours des années 1970. Des fibres avaient déjà été développées dans les années 1950 [1] afin de transmettre des images, mais leurs pertes colossales (environ 1000 dB/km) les rendaient totalement inadaptées à une utilisation sur longue distance. Les premières expérimentations montrèrent que de nombreux phénomènes déformaient la lumière lors de sa propagation dans une fibre : un problème de taille pour communiquer ! Deux grandes familles de phénomènes furent identifiées comme responsables : la dispersion et les effets non linéaires. La dispersion est responsable d'un étalement du profil temporel d'une impulsion optique. Elle est causée par la différence de vitesse pouvant exister entre différentes composantes spectrales de l'impulsion. Ce phénomène est lié aux caractéristiques du milieu dans lequel se propage la lumière. Il est donc possible, en modifiant la composition des fibres optiques, de modifier la dispersion. Les phénomènes non linéaires étaient quant à eux connus des théoriciens depuis longtemps. En effet, tout système dynamique (i.e., en évolution au cours du temps) peut subir une évolution non linéaire si un certain seuil de puissance est atteint. Cela signifie que la réponse du système à une excitation n'est plus proportionnelle à cette excitation dès lors que la puissance est suffisamment grande. Or les systèmes dans lesquels il est facile d'observer des processus non linéaires (écoulement turbulent d'un fluide par exemple) ne sont pas très adaptés pour y mener des mesures expérimentales. Comment caractériser le mouvement d'un fluide dans une conduite ? Comment le mesurer ?

La découverte d'effets non linéaires dans les fibres optiques a changé la donne. Il est en effet relativement aisé, en comparaison, d'établir un protocole expérimental afin d'étudier ces processus : nous pouvons caractériser la lumière qui entre et qui sort de la fibre, ainsi que la fibre elle-même. Il est dès lors possible d'en déduire l'évolution de la lumière à l'intérieur de la fibre. Les années 1970 ont donc vu fleurir les études sur les effets non linéaires dans les fibres optiques. Un enrichissement considérable fut alors apporté à l'optique non linéaire, aussi bien d'un point de vue fondamental qu'appliqué. Appliqué, car ces connaissances permirent de mieux maîtriser les systèmes optiques, donc de mettre au point les réseaux de télécommunications que nous utilisons à l'heure actuelle [2]. Les phénomènes non linéaires trouvèrent également un emploi dans ces nouveaux systèmes. D'effets néfastes et parasites, ils devinrent sources de nouvelles avancées : utilisation de la diffusion Raman stimulée pour l'amplification [3], découverte des solitons optiques [4, 5], compression d'impulsions ultra courtes [6], etc. Fondamental également, car ces études sur l'optique non linéaire permirent d'élargir considérablement les connaissances et la compréhension des phénomènes non linéaires dans leur ensemble. C'est dans cette thématique que s'inscrit ce travail de thèse.



Deux phénomènes y sont présentés : un processus d'attraction de polarisation dans les fibres optiques isotropes d'une part, la caractérisation de l'instabilité modulationnelle générée à partir d'ondes incohérentes dans une fibre optique d'autre part.

Ce mémoire se décompose en trois chapitres. Dans le premier, nous rappellerons les éléments de physique nécessaires à une bonne compréhension du reste du manuscrit. Il y sera fait état des propriétés des fibres optiques et des phénomènes de dispersion et de non linéarité qui peuvent y avoir lieu. Le deuxième chapitre abordera l'instabilité modulationnelle incohérente. Nous y examinons la possibilité de générer de l'instabilité modulationnelle à l'aide d'une onde incohérente. L'originalité de ce travail porte sur deux points : d'une part, l'étude des phénomènes non linéaires d'auto-organisation de la lumière dans les fibres optiques à quasiment toujours été menée avec des ondes cohérentes [7-11]. Nous cherchons donc à vérifier si des phénomènes analogues existent pour des ondes incohérentes et, si tel est le cas, quelles sont leurs propriétés. D'autre part, ce type de phénomène a déjà été observé pour des ondes incohérentes [12-28], mais dans des milieux photoréfractifs dont le temps de réponse est particulièrement lent (de l'ordre du dixième de seconde, contre environ 3 femtosecondes pour les fibres optiques). Nous pensons que cette différence est fondamentale quant au comportement de l'instabilité modulationnelle. Nous espérons approfondir, grâce à ce travail, notre connaissance et notre compréhension du comportement des ondes incohérentes dans les fibres optiques. Le troisième et dernier chapitre porte quant à lui sur un phénomène d'attraction de polarisation dans une fibre optique isotrope. Il se manifeste lors de l'interaction en configuration contra-propagative d'une onde pompe et d'une onde signal au sein d'une fibre optique, la polarisation de l'onde signal pouvant être attirée vers la polarisation de l'onde pompe. Ce travail s'enracine dans des observations effectuées durant des travaux menés dans notre équipe relatifs aux solitons à parois de domaine [29-32]. Il consiste en la caractérisation expérimentale de l'attraction de polarisation, ainsi qu'en une étude théorique et numérique. Nous présentons des observations expérimentales et numériques du phénomène dans le domaine visible, pour deux ondes contra-propagatives [33]. Nous présentons également une étude en configuration co-propagative, dans le domaine télécom, afin de déterminer si l'attraction de polarisation est suffisamment efficace pour être employée comme polariseur non linéaire dans les systèmes télécoms. Nous poursuivons par une étude expérimentale et théorique des interactions entre attraction de polarisation et diffusion Raman [33], puis nous concluons avec le développement d'un formalisme hamiltonien décrivant et expliquant le phénomène [34].

# **Chapitre 1.**

## **Propagation de la lumière dans les fibres optiques**

Ce chapitre présente les principales lois régissant la propagation de la lumière dans une fibre optique [1], ainsi que les différents phénomènes traités dans ce mémoire [1, 35]. Constituant un récapitulatif des connaissances d'optique non linéaire utilisées par la suite, il est utile pour une bonne compréhension de ce mémoire.

## 1. Généralités sur les fibres optiques

Les fibres optiques sont des guides d'onde diélectriques, principalement constitués de silice ( $\text{SiO}_2$ ). Leur principale vocation est de guider une onde électromagnétique d'une extrémité à l'autre de la fibre. La structure d'une fibre optique standard est représentée sur la Fig. 1(a). Nous observons deux zones bien distinctes au sein de la fibre : le cœur et la gaine optique. Le cœur, cylindrique, a un diamètre  $a$  de quelques  $\mu\text{m}$  et un indice optique  $n_c$ . La gaine optique qui l'entoure est d'un diamètre  $b$  très supérieur à celui du cœur et a pour indice optique  $n_g < n_c$ . L'ensemble est enrobé de gaines plastiques ou polymères, pour une meilleure protection. La gaine optique et le cœur étant tous deux constitués de silice, la différence d'indice optique  $\Delta n = n_c - n_g$  entre ces deux milieux est rendue possible par l'adjonction de dopants. Des dopants comme le Germanium ou le Phosphore permettant d'augmenter l'indice de la silice, ils seront ajoutés au cœur ; le Fluor, qui tend à diminuer ce même indice, pourra être mêlé à la silice de la gaine. Une approche simpliste basée sur l'optique géométrique considère que les rayons lumineux injectés dans la fibre se propageront dans le cœur et y seront confinés grâce à un phénomène de réflexion totale à l'interface cœur-gaine, comme représenté sur la Fig. 1(b).

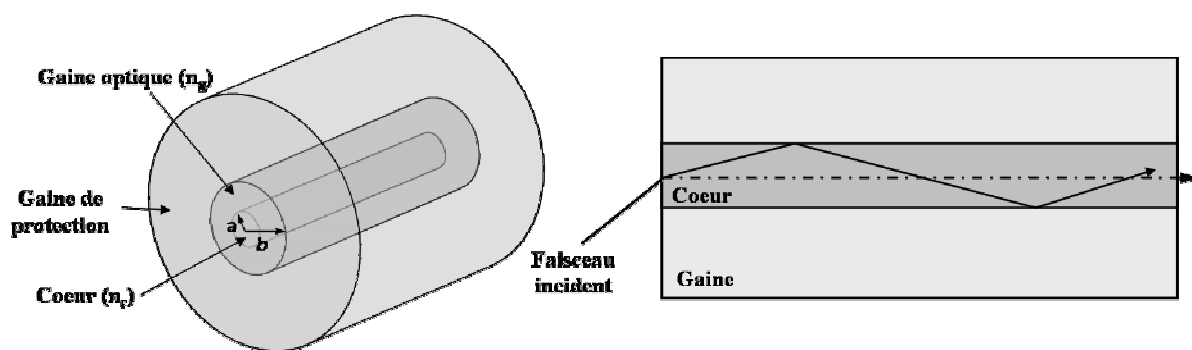


Fig. 1 (a) Structure d'une fibre optique. (b) Trajet d'un faisceau lumineux par réflexion totale dans le cœur d'une fibre optique.

Cette approche doit être complétée par l'approche électro-magnétique si nous désirons avoir une meilleure compréhension du phénomène. En effet, la fibre optique est un guide d'onde dont la géométrie garantit un confinement du champ électro-magnétique au sein du cœur. En fonction des paramètres géométriques de la fibre (diamètre du cœur, différence d'indice optique entre la gaine et le cœur), le champ électro-magnétique peut avoir plusieurs modes à sa disposition pour se propager dans le guide. Nous entendons par mode des configurations spatio-temporelles du champ au cœur de la fibre. Une fibre sera monomode si sa fréquence normalisée, définie par  $V = \frac{2\pi}{\lambda_0} a \sqrt{n_c^2 - n_g^2}$ , est inférieure à 2.405. Dans ce cas, un seul mode du champ électro-magnétique est à même de se propager dans la fibre. Si  $V > 2.405$ , la fibre est multimode. Le nombre de modes pouvant coexister dans la fibre dépend de la valeur de  $V$  : plus cette dernière est grande, plus ils sont nombreux. Chaque mode correspond à une constante de propagation et à des propriétés de polarisation. Dans le cas d'une fibre au cœur parfaitement circulaire, certains groupes de modes ont la même constante de propagation, ce qui conduit à leur dégénérescence. Leur combinaison linéaire permet de définir les modes linéairement polarisés appelés modes  $LP_{m,n}$ . Le mode  $LP_{01}$ , aussi appelé mode fondamental, est le premier à apparaître dans une fibre optique. Il correspond à une répartition uniforme de l'énergie dans le cœur. Le mode  $LP_{11}$  est le second mode guidé par la fibre, il apparaît lorsque  $V > 2.405$ . Il se caractérise par une distribution d'intensité dans le cœur qui fait apparaître deux lobes. La lumière se propageant excitera tel ou tel mode présent dans la fibre en fonction de ses conditions d'injection.

Ces considérations sont exactes dans le cas d'une fibre à saut d'indice, c'est-à-dire une fibre dont l'indice varie brutalement à l'interface cœur-gaine tout en étant homogène dans le cœur et la gaine. Le profil d'indice d'une fibre de ce type est représenté sur la Fig. 2. Ce type de fibre est le plus répandu dans le domaine télécom. Le guidage de la lumière s'y fait pour un  $\Delta n$  minimal de l'ordre de  $10^{-3}$ . Il existe également des fibres dites à gradient d'indice, dont le profil d'indice évolue plus lentement, sans rupture aussi nette. Bien que le cœur ne soit pas, pour les fibres à gradient d'indice, comparable au cœur d'une fibre à saut d'indice, le comportement global reste inchangé : la lumière reste confinée autour de l'axe de la fibre et se propage d'une extrémité à l'autre. Ce type de fibre est particulièrement intéressant pour les fibres multimodes, puisqu'elles permettent à des modes dotés de constantes de propagation différentes de se propager à même vitesse, donc de ne pas subir de dispersion modale.

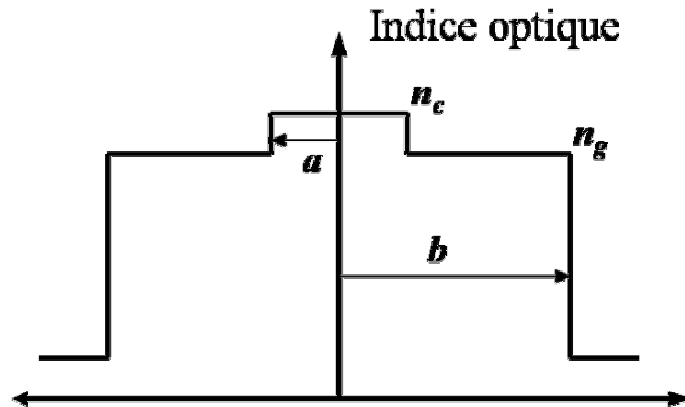


Fig. 2 Profil d'indice d'une fibre à saut d'indice

Lors de la propagation dans la fibre, les interactions lumière/matière vont jouer un rôle important via trois grands types de phénomènes : les pertes optiques, la dispersion chromatique et l'effet Kerr optique. Leur importance respective dépend des paramètres du système (longueur d'onde, type de fibre, etc.) et conditionne l'évolution de la lumière lors de sa propagation.

Une fibre optique idéale étant constituée d'un verre amorphe, elle est isotrope. Cela signifie que son indice optique est le même quelle que soit la direction de l'espace considérée. En pratique, les fibres sont bien souvent dotées d'une biréfringence radiale résiduelle, faible et aléatoire. Une mauvaise circularité du cœur donnera un cœur de section légèrement elliptique, brisant ainsi l'isotropie du guidage. La présence de dopants pourra également modifier l'indice optique localement selon une direction privilégiée, et ainsi induire une légère biréfringence. A l'heure actuelle, les fibres isotropes proposées par les professionnels sont dotées d'une biréfringence résiduelle de l'ordre de  $\Delta n = 5 \times 10^{-8}$ . Cette très faible biréfringence est obtenue lors de la fabrication en torsadant la silice fondue à grande vitesse [36]. Les défauts sont alors moyennés sur l'ensemble de la fibre. Cette biréfringence s'exprime comme la différence d'indice  $\Delta n$  entre deux axes radiaux orthogonaux du cœur de la fibre. Des contraintes mécaniques appliquées à la fibre, comme un enroulement, modifient également sa biréfringence. Dans le cas d'un enroulement, la biréfringence induite sera  $\Delta n = 0.133(r/R)^2$  [37], avec  $r$  le rayon de la gaine et  $R$  le rayon de la bobine sur laquelle est enroulée la fibre. Sachant que, dans le cas d'une fibre standard, la valeur de la biréfringence et la direction des axes varient aléatoirement tout au long de la fibre, une onde polarisée rectilignement en entrée de fibre ressortira avec une polarisation impossible à prévoir. Il est donc parfois nécessaire d'utiliser des fibres dotées d'une forte biréfringence. Ces fibres sont dotées d'une biréfringence de l'ordre de  $5 \times 10^{-4}$ , dont l'amplitude et les axes varient très peu,

et ne sont quasiment pas sensible aux perturbations extérieures. Elles garantissent le maintien de la polarisation d'une onde polarisée rectilignement s'y propageant suivant l'un des axes.

## 2. Pertes optiques

La lumière se propageant dans une fibre optique subit des pertes se traduisant par une diminution de l'intensité de l'onde. L'origine de ces pertes optiques est multiple. D'une part nous sommes confrontés à des pertes intrinsèques résultant des interactions fondamentales entre la lumière et la silice (diffusion Rayleigh, absorption de la silice), d'autre part nous avons affaire à des pertes liées aux contraintes mécaniques exercées sur la fibre (enroulement, torsade, etc.) et aux imperfections liées à sa fabrication. Pour une puissance  $P_0$  injectée dans une fibre optique de longueur  $L$ , la puissance transmise  $P_t$  s'exprimera par :

$$P_t = P_0 \exp(-\alpha_L L), \quad (1.1)$$

où  $\alpha_L$  désigne le coefficient de perte linéique de la fibre, en  $\text{km}^{-1}$ .

Dans la littérature, les pertes sont généralement exprimées en décibel par kilomètre (dB/km) pour des raisons de commodité. Le coefficient de perte  $\alpha_{dB}$  s'écrit alors :

$$\alpha_{dB} = -\frac{10}{L} \log\left(\frac{P_t}{P_0}\right) = 4.343\alpha_L \quad (1.2)$$

L'expression des pertes en dB/km a l'avantage d'être plus pratique à utiliser, en permettant d'ajouter directement les différentes valeurs de pertes entre elles. Ainsi, une fibre présentant 0.3 dB/km de pertes intrinsèques et 1dB de pertes d'injection aura des pertes globales de 1.3 dB/km.

### 2.1. Pertes intrinsèques

Les pertes intrinsèques regroupent l'ensemble des pertes liées à la nature du matériau dont est faite la fibre. Ce travail s'inscrivant dans le cadre des systèmes de télécommunications, nous nous intéresserons exclusivement aux fibres en silice. Ces pertes étant intimement liées à l'interaction silice/lumière, il est impossible de s'en affranchir et imposent donc la limite fondamentale des pertes de la fibre. La première source de pertes est la diffusion Rayleigh. Ce

phénomène, également responsable de la couleur bleue du ciel, décroît avec la longueur d'onde en  $1/\lambda^4$ . La diffusion Rayleigh provient de la diffusion élastique de la lumière par la matière : la lumière interagit avec la matière, puis est réémise dans toutes les directions sans perte d'énergie. Remarquons que l'intensité diffusée varie en fonction de l'angle par rapport à l'onde incidente : une majorité de photons seront réémis dans leur direction de propagation initiale. Les photons diffusés dans des directions opposées ou transverses à la direction de propagation initiale contribueront aux pertes. L'absorption de la silice est le deuxième facteur à prendre en compte dans le cadre des pertes intrinsèques. Cette absorption apparaît dans l'infrarouge, à partir de 1600 nm environ. Comme on peut le voir sur la Fig. 3, l'ensemble des pertes intrinsèques dans les fibres optiques en silice présente un minimum de 0.2 dB/km autour de 1550 nm. Cette longueur d'onde a donc été naturellement choisie pour les télécommunications longue distance.

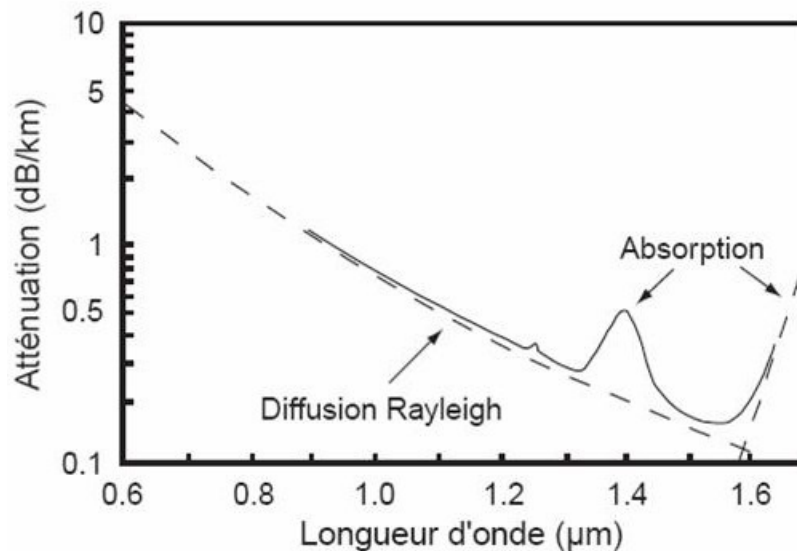


Fig. 3 Pertes par diffusion Rayleigh (pointillés) et par absorption dans une fibre optique monomode en silice

## 2.2. Pertes liées aux imperfections

Sachant que les fibres ne peuvent être fabriquées de manière parfaite, il apparaît un autre type de pertes. Ces imperfections dans les processus de fabrication (craquelures, bulles d'air, préformes qui ne sont pas parfaitement circulaires, etc.) peuvent provoquer des variations locales de l'indice optique du matériau, provoquant la diffusion de la lumière dans toutes les directions de l'espace. En outre, la présence d'eau dans l'atmosphère lors du tirage de la fibre peut générer l'apparition d'ions  $\text{OH}^-$  dans le cœur de celle-ci. Ces ions sont responsables d'un

pic d'absorption autour de 1400 nm. Ce pic peut, à l'heure actuelle, être fortement diminué en éliminant au maximum les molécules d'eau présentes lors de la fabrication de la fibre et responsables de l'existence des ions OH<sup>-</sup>. Enfin, diverses résonances (avec les ions dopant notamment) peuvent contribuer aux pertes de la fibre.

### 2.3. Pertes mécaniques

Lors de sa propagation, la lumière (et donc, l'énergie) se situe essentiellement dans le cœur de la fibre. Or il peut arriver qu'une partie de cette énergie « glisse » dans la gaine optique, où elle se diffuse rapidement. Ce sera principalement le cas lorsque la fibre subit des contraintes mécaniques du type enroulement (« bending »). Une partie non négligeable de la lumière se diffuse alors dans la gaine, provoquant une augmentation considérable des pertes si le rayon d'enroulement est trop faible. Pour finir, il est important de remarquer qu'une partie importante des pertes optiques sont également dues aux conditions d'injection de la lumière dans la fibre, et au couplage entre fibres. Un cœur de faible rayon rend l'injection de la lumière plus délicate, et augmente donc d'autant les pertes. De même, un mauvais alignement lors du couplage entre deux fibres provoquera des pertes importantes.

## 3. Dispersion chromatique

La réponse d'un matériau diélectrique à une onde électromagnétique qui le traverse dépend généralement de la fréquence  $\omega$  de l'onde. Cette propriété, connue sous le nom de *dispersion chromatique*, se manifeste par une dépendance fréquentielle de l'indice optique du matériau,  $n(\omega)$ . Ce phénomène est relié aux fréquences de résonance auxquelles le matériau absorbe les radiations électromagnétiques. A condition de se situer loin des fréquences de résonance, il est alors possible de modéliser l'indice optique par la formule de Sellmeier :

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_j^2}, \quad (1.3)$$

où  $\omega_j$ ,  $\lambda_j$  et  $B_j$  représentent respectivement la pulsation, la longueur d'onde dans le vide et l'amplitude de la  $j^{\text{ième}}$  résonance. L'équation (1.3) tient compte de toutes les fréquences de



résonance du matériau considéré. Dans le cas d'une fibre optique en silice, elle correspond à la somme de trois termes ( $m=3$ ) défini par les résonances suivantes :

$m$	$\lambda_j$ (nm)	$B_j$
1	68.4043	0.6961663
2	116.2414	0.4079426
3	9896.161	0.8974794

Sachant que la vitesse de phase  $v_g$ , qui caractérise la vitesse de propagation de l'énergie, est donnée par  $\frac{1}{v_g} = \frac{n(\omega)}{c} + \frac{\omega}{c} \frac{dn(\omega)}{d\omega}$  (avec  $c$  la célérité de la lumière dans le vide), il en résulte

une dépendance de la vitesse de groupe en fonction de la fréquence. Une impulsion optique n'est jamais, en pratique, parfaitement monochromatique. Les différentes fréquences présentes dans le spectre de l'impulsion vont donc se déplacer dans la fibre optique à des vitesses de groupe différentes, ce qui conduira à un étalement de l'impulsion, comme nous pouvons le voir sur la Fig. 4.

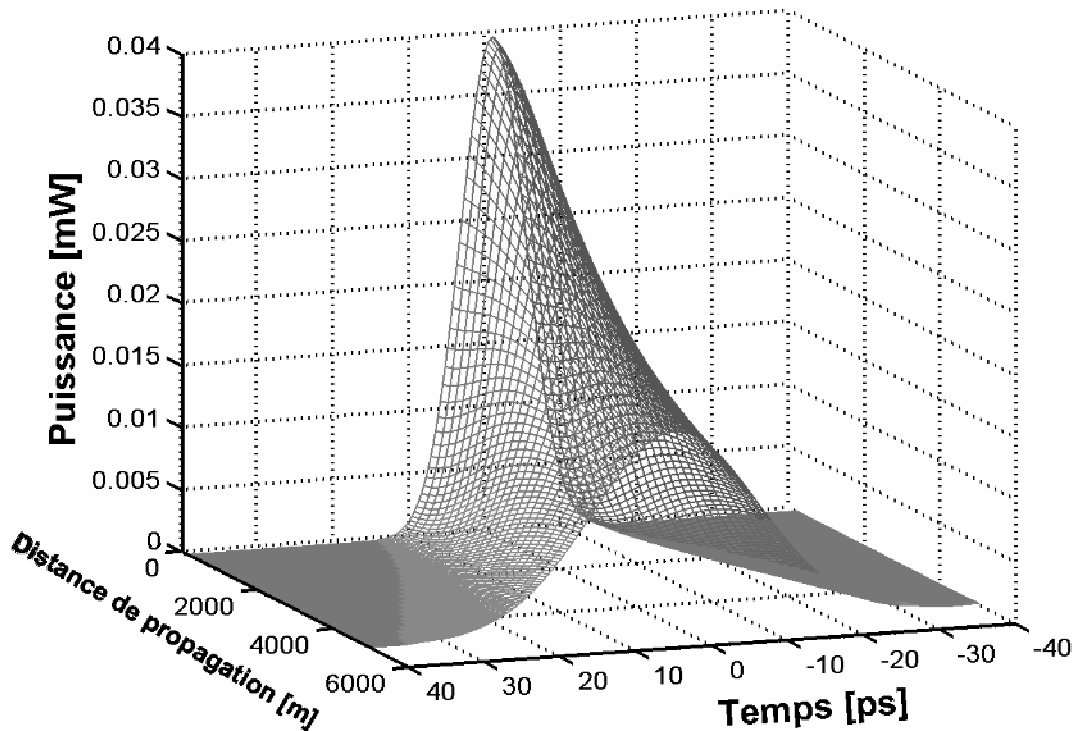


Fig. 4 Etalement d'une impulsion de forme gaussienne du à la dispersion chromatique d'ordre 2 au fur et à mesure de sa propagation dans la fibre.

Mathématiquement, les effets de la dispersion sont mis en évidence par le développement en série de Taylor de la constante de propagation  $\beta(\omega)$  autour de la fréquence porteuse  $\omega_0$  :

$$B(\omega) = \frac{\omega}{c} n(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots, \quad (1.4)$$

où  $\beta_0 = \beta(\omega)$  et  $\beta_m = \left( \frac{\partial^m \beta}{\partial \omega^m} \right)_{\omega=\omega_0}$  pour  $m = 1, 2, \dots$

Le paramètre  $\beta_1$  traduit la vitesse à laquelle se propage l'énergie de l'impulsion, vitesse caractérisée par le terme de vitesse de groupe de l'onde  $v_g$ , tandis que  $\beta_2$  est responsable de l'élargissement de l'impulsion. Tous deux sont liés à l'indice optique et à ses dérivées par les relations :

$$\beta_1 = \frac{1}{c} \left( n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) = \frac{1}{v_g} \quad (1.5)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left( 2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2n}{d\omega^2} \right) = -\frac{1}{v_g^2} \frac{\partial v_g}{\partial \omega} \approx \frac{\omega}{c} \frac{d^2n}{d\omega^2} \approx \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2n}{d\lambda^2} \quad (1.6)$$

Le coefficient  $\beta_2$ , qui s'exprime en  $\text{ps}^2/\text{m}$ , représente la dépendance de la vitesse de groupe vis-à-vis de la fréquence de l'onde. Il est généralement appelé coefficient de dispersion de la vitesse de groupe (GVD). La littérature fait également référence au paramètre  $D$ , exprimé en  $\text{ps}/\text{km.nm}$ , lorsqu'il s'agit de traiter la dispersion d'ordre 2. Les deux paramètres sont reliés par :

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (1.7)$$

Il est important de remarquer que  $D$  est le fruit de la contribution de deux effets : la dispersion chromatique du matériau  $D_m$ , et la dispersion du guide  $D_g$ . La dispersion  $D_m$  a un comportement monotone vis-à-vis de la longueur d'onde, et s'annule pour la silice au voisinage de  $1.27 \mu\text{m}$ . La contribution du guide à la dispersion d'ordre 2,  $D_g$ , dépend uniquement de la géométrie du guide. Elle n'aura généralement pour les fibres standards qu'une faible influence par rapport à  $D_m$ , se contentant la plupart du temps de décaler légèrement la longueur d'onde de dispersion nulle  $\lambda_0$ .  $\lambda_0$  se situe généralement aux alentours de  $1.3 \mu\text{m}$  pour les fibres à saut d'indice. Nous pouvons définir deux régimes de dispersion à partir de la longueur d'onde de dispersion nulle  $\lambda_0$  : un régime de dispersion *normal* ( $D < 0$ ) et un régime de dispersion *anormal* ( $D > 0$ ). En régime de dispersion normal, les composantes spectrales de basses fréquences se propagent plus vite que les hautes fréquences, et inversement en régime de dispersion normal. La valeur de  $\lambda_0$  peut être modifiée au sein d'une

fibres, en jouant sur divers paramètres. Comme il a été dit précédemment, la géométrie de la fibre peut décaler légèrement  $\lambda_0$ . Des dopants adaptés ( $\text{GeO}_2$  ou  $\text{P}_2\text{O}_5$  par exemple) ou une modification du profil d'indice peuvent grandement décaler la longueur d'onde de coupure.

La dispersion chromatique d'ordre 3, caractérisée par le paramètre  $\beta_3$  de la fibre, peut également avoir un rôle important à jouer lors de la propagation. Elle est généralement exprimée par le paramètre  $S$ , en  $\text{ps}/\text{km}\cdot\text{nm}^2$ , appelé pente de la dispersion, qui souligne la dépendance de  $D$  vis-à-vis de la longueur d'onde. Il se définit par :

$$S = \frac{\partial D}{\partial \lambda} \quad (1.8)$$

Il traduit le fait que chaque composante spectrale d'une impulsion optique voit un coefficient de GVD différent. Les effets de la dispersion chromatique d'ordre 3 sont généralement négligeables par rapport à ceux de l'ordre 2, mais ils peuvent néanmoins être observés pour des impulsions ayant un spectre très large (impulsions ultra-courtes dont la largeur totale à mi hauteur est inférieure à 1ps), où pour des impulsions dont la longueur d'onde est très proche du  $\lambda_0$  de la fibre.

Il est possible à l'heure actuelle d'atteindre une large gamme de paramètres (pertes, longueur d'onde de coupure, dispersion d'ordre 2, etc.) avec les fibres optiques. Cette accordabilité permet une grande souplesse dans les applications qui peuvent être faites des fibres optiques. Le tableau suivant présente les caractéristiques de quelques fibres optiques standards, à 1550 nm, et illustre la diversité qui existe dans ce domaine.

Fibre	D (ps/km.nm)	S (ps/km.nm <sup>2</sup> )	Pertes (dB/km)	Aire effective (μm <sup>2</sup> )
DSF	0	0.09	0.22	55
NZ-DSF	[-6 ; +6]	0.07	0.22	55
LEAF <sup>TM</sup>	4.2	0.085	0.22	72
Teralight <sup>TM</sup> (TL)	8	0.058	0.2	60
SMF-28	17	0.07	0.2	80
Reverse-TL	-16	-0.116	0.28	25
RDF	-25	-0.11	0.35	25
DCF	-90	-0.45	0.6	20

**Acronymes utilisés:** DSF: Dispersion Shifted Fiber, NZ-DSF: Non Zero Dispersion Shifted Fiber, LEAF: Large Effective Area Fiber, SMF: Single Mode Fiber, RDF: Reverse Dispersion Fiber, DCF: Dispersion Compensating Fiber

Une grandeur importante à définir est la longueur de dispersion  $L_d$ , qui correspond à la distance de propagation au bout de laquelle l'impulsion s'est élargie d'un facteur  $\sqrt{2}$ . Elle est donnée par :

$$L_d = \frac{t_0^2}{|\beta_2|} \quad (1.9)$$

où  $t_0$  désigne la demi largeur à 1/e de l'intensité de l'impulsion, reliée à sa largeur à mi-hauteur (FWHM) par :

$$FWHM = 2t_0\sqrt{\ln 2} \approx 1.665t_0 \quad (1.10)$$

Ce paramètre permet d'évaluer l'influence qu'aura la dispersion d'ordre 2 sur un système : si la longueur de propagation  $L$  est très inférieure à la longueur de dispersion  $L_d$ , nous savons par avance que la dispersion d'ordre 2 n'influera pas sur la propagation.

## 4. Effet Kerr Optique

La présence d'un champ électromagnétique incident dans un milieu diélectrique induit un déplacement des charges et une polarisation au sein du matériau. Dans le cas d'une onde incidente de faible amplitude devant le champ électrique du matériau et de fréquence suffisamment éloignée de ses fréquences de résonance, la réponse du milieu est proportionnelle au champ incident. La réponse est alors dite linéaire, la polarisation induite dans le matériau par le champ extérieur possédant la même fréquence que le champ qui lui a donné naissance, et une amplitude proportionnelle. La réponse linéaire reste cependant confinée à une portion congrue de l'ensemble des réponses possibles. L'ensemble des systèmes dynamiques a plutôt tendance à adopter, naturellement, une réponse non linéaire. Dans le cas qui nous intéresse, à savoir une onde lumineuse intense traversant un matériau diélectrique, une réponse non linéaire se traduit par une polarisation dont l'amplitude n'est plus linéairement proportionnelle au champ incident, et l'apparition d'harmoniques.

En considérant une fibre isotrope et un champ initial  $E$  polarisé rectilignement, nous pouvons exprimer la polarisation résultante sous la forme d'un développement en série de puissance de  $E$ . Nous pouvons interpréter cette polarisation comme la somme de deux contributions : une polarisation linéaire,  $P_L$ , proportionnelle au champ  $E$ , et une polarisation non linéaire,  $P_{NL}$ , proportionnelle aux puissances de  $E$ . La polarisation est donc de la forme :

$$P = P_L + P_{NL} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E + \frac{3\varepsilon_0}{4} \chi^{(3)} |E|^2 E + \dots \quad (1.11)$$

où  $\chi^{(1)}$  et  $\chi^{(3)}$  sont respectivement les tenseurs de susceptibilité d'ordre 2 et 4 de la silice fondue, et  $\varepsilon_0$  la permittivité du vide. La fibre optique étant composée de silice fondue sous forme d'un verre amorphe, le tenseur de susceptibilité de rang 3,  $\chi^{(2)}$ , n'apparaît pas dans l'équation (1.11). En effet, la symétrie macroscopique, liée à la nature centrosymétrique du milieu, permet d'annuler ce tenseur. Le tenseur de susceptibilité d'ordre 4 sera donc responsable des effets non linéaires de plus petit ordre dans les fibres optiques.

Étudions maintenant en détail l'influence de la non linéarité sur l'indice optique du matériau. Commençons par réécrire la relation (1.11) sous la forme :

$$P = \varepsilon_0 [\chi^{(1)} + \varepsilon_{NL}] E \quad (1.12)$$

avec :

$$\varepsilon_{NL} = \frac{3}{4} \chi^{(3)} |E|^2 \quad (1.13)$$

Polarisation et indice optique sont liés par la relation suivante :

$$D = n^2 \varepsilon_0 E = \varepsilon_0 E + P \quad (1.14)$$

Il vient alors naturellement :

$$n^2 = 1 + \chi^{(1)} + \varepsilon_{NL} = (n_0 + \Delta n_{NL})^2 \approx n_0^2 + 2n_0 \Delta n_{NL} \quad (1.15)$$

En posant  $n_0 = \sqrt{1 + \chi^{(1)}}$ , il vient finalement qu'à une pulsation  $\omega$  donnée :

$$n(\omega, |E|^2) = n_0(\omega) + n_2 |E|^2 \quad (1.16)$$

où  $n_2$  représente l'indice optique non linéaire. Il est donné par :

$$n_2 = \frac{3}{8n_0} \chi^{(3)} \quad (1.17)$$

L'équation (1.16) nous renseigne sur deux choses. D'une part la partie linéaire de la polarisation est responsable de la dépendance en fréquence de l'indice optique. D'autre part nous voyons que la partie non linéaire de la polarisation engendre une dépendance de l'indice optique en fonction de l'intensité  $I$  du champ incident. Ce phénomène est connu sous le nom d'*effet Kerr optique*.

Sachant que  $I = a|E|^2$ , avec  $a = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c n_0$ , l'indice optique peut être réécrit sous la forme :

$$n(\omega, I) = n_0(\omega) + n_2^I I \quad (1.18)$$

avec  $n_2^l = \frac{n_2}{a}$ .

Dans les fibres télécoms standards,  $n_2^l$  est de l'ordre de  $2.5 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ . Cela signifie que, pour une puissance incidente de  $1 \text{ GW}/\text{cm}^2$ ,  $\Delta n_{NL}$  vaudra environ  $2.5 \times 10^{-7}$ . La variation d'indice optique causée par la non linéarité de la fibre reste donc minime par rapport à  $n_0 \approx 1.45$  pour la silice fondue. Cette variation sera toutefois responsable de bien des phénomènes au sein des fibres optiques, connus sous le nom d'effets non linéaires, grâce aux grandes longueurs de propagation. Nous pouvons citer, entre autres, l'auto-modulation de phase, l'instabilité modulationnelle, le mélange à quatre ondes, etc. Certains d'entre eux feront l'objet de plus de détails dans la suite de ce mémoire. Mais, pour aller plus loin, nous avons besoin d'établir l'équation de propagation d'une onde lumineuse dans un milieu non linéaire, plus connue sous le nom d'équation de Schrödinger Non Linéaire (NLS).

## 5. Equation de Schrödinger Non Linéaire

La propagation d'une onde lumineuse dans une fibre optique peut être décrite par l'équation de Schrödinger Non Linéaire. Cette équation est l'outil de base pour simuler la propagation d'impulsions lumineuses. En effet, bien qu'il soit possible de lui trouver des solutions analytiques sous certaines conditions, cette équation est la plupart du temps utilisée pour une résolution numérique des problèmes de propagation dans les fibres optiques. La dérivation rigoureuse des équations de Maxwell permet d'aboutir à l'équation de Schrödinger Non Linéaire. Cette démarche étant relativement complexe et largement traitée dans de nombreux ouvrages, nous n'en ferons la démonstration ici qu'à travers une approche phénoménologique simple [38].

Considérons une impulsion lumineuse se propageant dans une fibre optique suivant la direction  $z$ . Son champ électrique  $E(z,t)$  est doté d'une enveloppe  $A(z,t)$ . La constante de propagation de sa porteuse est notée  $\beta_0$  et sa fréquence centrale  $\omega_0$ . Elle s'écrit sous la forme :

$$E(z,t) = A(z,t) \exp[i(\beta_0 z - \omega_0 t)] \quad (1.19)$$

Nous faisons ici l'approximation de l'enveloppe lentement variable, c'est-à-dire que  $A(z,t)$  varie lentement en  $z$  et en  $t$  devant les variations de l'onde porteuse. En respectant cette condition le spectre de l'impulsion est centré autour de  $\omega_0$ , et ses nombres d'ondes sont

proches de  $\beta_0$ . Il est alors possible de développer le nombre d'onde  $\beta(\omega)$  en série de Taylor autour de  $\beta_0$  :

$$\beta(\omega) = \frac{\omega}{c} n(\omega) = \beta_0 + \left( \frac{\partial \beta}{\partial \omega} \right)_{\omega_0} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^2 + \left( \frac{\partial \beta}{\partial |A|^2} \right)_{|A|=0} |A|^2 + \dots \quad (1.20)$$

La dépendance en  $|A|^2$  du nombre d'onde dans le développement de Taylor provient de l'effet Kerr, qui implique une dépendance de l'indice optique en intensité (équation (1.16)).

Posons  $B = \beta - \beta_0$ ,  $\Omega = \omega - \omega_0$ ,  $\beta_1 = \left( \frac{\partial \beta}{\partial \omega} \right)_{\omega_0}$  et  $\beta_2 = \left( \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_0}$  (cf. les équations. (1.5) et

(1.6)). L'équation précédente apparaît alors comme une relation de dispersion non linéaire de l'onde enveloppe :

$$B = \beta_1 \Omega + \frac{1}{2} \beta_2 \Omega^2 + \gamma |A|^2 \quad (1.21)$$

$\gamma = \left( \frac{\partial \beta}{\partial |A|^2} \right)_{|A|=0}$  est le coefficient non linéaire. D'après l'équation (1.16), et sachant

que  $\beta(\omega) = \frac{\omega}{c} n(\omega)$  et :  $\gamma = n_2 \frac{\omega}{c}$ .

Appliquons maintenant la transformée de Fourier (TF) à l'équation (1.21). Dans l'espace de Fourier,  $B$  se transforme en opérateur spatial  $-i \frac{\partial}{\partial z}$  et  $\Omega$  en opérateur temporel  $i \frac{\partial}{\partial t}$ .

L'ensemble de l'équation (1.21) devient donc un opérateur, que nous pouvons appliquer à  $A(z, t)$ . Il en résulte l'équation suivante :

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + i \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \gamma |A|^2 A = 0 \quad (1.22)$$

Nous allons ensuite opérer un changement de variable. Nous nous plaçons dans un système de coordonnées se déplaçant à la même vitesse  $v_g = \frac{1}{\beta_1}$  que l'impulsion. La variable temporelle se réécrit alors sous la forme  $t \equiv t - \beta_1 z$ . La forme conventionnelle du terme non linéaire s'exprime en  $m^{-1} W^{-1}$  et est donnée par  $\gamma = \frac{n_2^I \omega_0}{c A_{eff}}$ ,  $\gamma$  étant le coefficient Kerr de la fibre optique.  $A_{eff}$  est l'aire effective de la fibre optique. Ce paramètre permet de tenir compte des variations d'intensité le long de la section transverse de la fibre en faisant intervenir la distribution  $F(x,y)$  du mode de propagation. Il est défini par :

$$A_{eff} = \frac{\left( \iint_{\mathbb{R}^2} |F(x,y)|^2 dx dy \right)^2}{\iint_{\mathbb{R}^2} |F(x,y)|^4 dx dy} \quad (1.23)$$

Nous obtenons finalement l'équation de Schrödinger Non Linéaire (NLS) donnée par :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = i \gamma |A|^2 A \quad (1.24)$$

Dérivée dans les fibres optiques en 1973 par Hasegawa et Tappert [4], cette équation est à l'origine de nombreuses recherches dans le domaine de l'optique non linéaire. Comme nous pouvons le voir, la version la plus simple de l'équation NLS n'inclut que l'effet Kerr et la dispersion d'ordre 2. Les pertes, les termes de dispersion d'ordre supérieur, etc., ne sont pas pris en compte dans l'équation (1.24). Il est toutefois aisé, comme nous le verrons par la suite, d'adapter l'équation NLS aux conditions requises en la généralisant.

## 6. Méthode de Fourier à pas divisé

La méthode de Fourier à pas divisé est une méthode numérique utilisée pour résoudre rapidement l'équation de Schrödinger Non Linéaire. Elle permet d'effectuer des simulations de propagation d'impulsions lumineuses dans une fibre optique. Cette méthode a été utilisée dans la totalité des simulations numériques présentées dans la suite de ce mémoire, couplée à des algorithmes développés sous *Matlab*.

Le principe de cette méthode est de considérer que l'équation de Schrödinger peut se mettre sous la forme :



$$\frac{\partial A}{\partial z} = \left( \hat{D} + \hat{N} \right) A \quad (1.25)$$

$\hat{D}$  représente l'opérateur des effets linéaires (dans le cas de l'équation (1.24), la dispersion d'ordre 2) et  $\hat{N}$  représente l'opérateur des effets non linéaires. Ils sont définis, dans le cas de l'équation (1.24), par :

$$\hat{D} = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \quad (1.26)$$

$$\text{et} \quad \hat{N} = i\gamma |A|^2 \quad (1.27)$$

En pratique, il est bien connu que les effets linéaires et non linéaires ont lieu en même temps tout au long de la propagation dans la fibre. L'idée de cette méthode est de dire que, sur une toute petite distance de propagation  $dz$ , les opérateurs  $\hat{D}$  et  $\hat{N}$  commutent. Dans ce cas, les deux types d'effets peuvent être découplés et appliqués successivement à l'impulsion considérée. La Fig. 5 illustre le déroulement de la propagation d'un point de vue numérique.

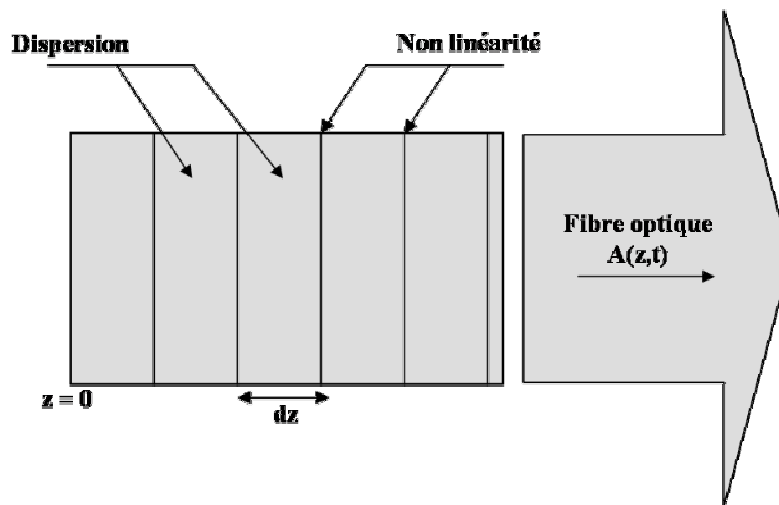


Fig. 5 Illustration schématique de la méthode de Fourier à pas divisé

A chaque pas, la dispersion est d'abord appliquée à l'impulsion, en considérant que  $\hat{N}=0$ , puis les effets non linéaires sont appliqués en considérant cette fois que  $\hat{D}=0$ . La résolution de l'équation (1.24) se fera donc de la manière suivante :

### Etape 1 : pas dispersif

Ce pas s'effectue dans l'espace des fréquences, où l'opérateur  $\frac{\partial}{\partial t}$  équivaut à une multiplication par  $-i\omega$ . Il en résulte :

$$\begin{aligned}
A'(z + dz, t) &= TF^{-1} \left[ \exp \left( dz \hat{D} \right) TF[A(z, t)] \right] \\
A'(z + dz, t) &= TF^{-1} \left[ \exp \left( i \frac{\beta_2}{2} \omega^2 dz \right) TF[A(z, t)] \right]
\end{aligned}
\tag{1.28}$$

### Etape 2 : pas non linéaire

Nous appliquons l'opérateur  $\hat{N}$  dans le domaine temporel :

$$\begin{aligned}
A(z + dz, t) &= \exp \left( dz \hat{N} \right) A'(z + dz, t) \\
A(z + dz, t) &= \exp \left( i \gamma |A|^2 dz \right) A'(z + dz, t)
\end{aligned}
\tag{1.29}$$

L'itération successive de ces deux opérations un grand nombre de fois permet de simuler efficacement la propagation d'une impulsion lumineuse de proche en proche dans une fibre optique.

## 7. Principaux effets non linéaires rencontrés par la lumière dans une fibre optique

Nous présentons ici les phénomènes non linéaires traités dans le reste de ce mémoire.

### 7.1. L'auto-modulation de phase (SPM)

L'auto-modulation de phase d'une impulsion (SPM) traduit directement la dépendance de l'indice optique vis-à-vis de l'intensité de l'impulsion qui le traverse (effet Kerr optique). Soit une onde lumineuse de champ  $A(z, t)$  se propageant dans un milieu non linéaire et non dispersif. Sa propagation est modélisée par l'équation de Schrödinger Non Linéaire (1.24) avec un  $\beta_2$  nul :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i \gamma |A|^2 A
\tag{1.30}$$

La solution de cette équation est de la forme :

$$A(z,t) = A(0,t) \exp(i\gamma |A(0,t)|^2 z) \quad (1.31)$$

Il apparaît clairement que  $|A(z,t)| = |A(0,t)|$ , et donc que le profil d'intensité n'est pas modifié lors de la propagation. En revanche la phase de l'impulsion est modifiée par sa propre intensité. Ce phénomène est qualifié d'auto-modulation de phase. Il y a accumulation d'une phase non linéaire  $\Phi_{NL} = \gamma |A(0,t)|^2 z$  tout au long de la propagation, conduisant à un élargissement du profil spectral de l'impulsion. Cette phase non linéaire dépend du profil initial de l'impulsion et de sa puissance. Considérons maintenant un profil d'impulsion Gaussien. Celui-ci correspond en effet au profil typique des impulsions émises par les lasers. Dans ce cas, la phase non linéaire est maximale au centre de l'impulsion, où  $\Phi_{NL}^{\max} = \gamma P_c z$ , avec  $P_c = |A(0,0)|^2$  la puissance crête de l'impulsion. Nous pouvons remarquer que la phase non linéaire varie temporellement, la phase instantanée n'est donc pas la même en tout point de l'impulsion. Il en résulte un glissement de fréquence (ou « chirp ») tout au long de l'impulsion : l'effet SPM crée des photons de fréquence inférieure à la porteuse  $\omega_0$  sur le front montant de l'impulsion, et des photons de fréquence supérieure sur le front descendant. Ce chirp  $\delta\omega(t)$  se définit par :

$$\delta\omega(t) = \omega(t) - \omega(0) = -\frac{\partial\Phi_{NL}}{\partial t} = -\gamma z \frac{\partial |A(0,t)|^2}{\partial t} \quad (1.32)$$

Nous pouvons, comme pour la dispersion, définir une longueur caractéristique des effets non linéaires,  $L_{NL}$ . Elle représente la longueur de fibre nécessaire pour obtenir une phase non linéaire  $\Phi_{NL}$  au centre de l'impulsion égale à 1. Elle s'exprime par :

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_c} \quad (1.33)$$

Ces deux grandeurs,  $L_D$  et  $L_{NL}$ , permettent de définir les régimes de propagation : nous savons que si  $L_{NL} \gg L_D$  le système pourra être considéré comme purement dispersif, alors que si  $L_D \gg L_{NL}$  le système ne subira que les effets non linéaires, et sera par conséquent modélisé par l'équation (1.30).

## 7.2. Le mélange à quatre ondes (FWM)

Nous n'avons parlé jusqu'à maintenant que du cas d'une seule impulsion lumineuse se propageant dans un milieu non linéaire. Or il est courant de faire se propager simultanément

plusieurs impulsions de fréquences différentes. Il peut résulter de leur interaction de nombreux phénomènes non linéaires, appelés phénomènes paramétriques : mélange à quatre ondes, instabilité modulationnelle, etc. Ils peuvent traduire l'apparition de nouvelles fréquences et des échanges d'énergie entre les photons qualifiés de pompes et les photons nouvellement créés, qualifiés de « Stokes » ou « d'anti-Stokes ». Le mélange à quatre ondes est intéressant à étudier, dans le sens où il nous renseigne sur les mécanismes fondamentaux des phénomènes paramétriques.

Considérons deux champs électriques  $E_1$  et  $E_2$  de pulsations respectives  $\omega_1$  et  $\omega_2$  tel que  $\omega_2 > \omega_1$ , se propageant simultanément au sein d'une fibre optique. Supposons les deux champs électriques polarisés rectilignement suivant le même état de polarisation. Le champ électrique total s'écrit alors simplement :  $E_{tot} = E_1 + E_2$ . Dans l'hypothèse où la différence de fréquence  $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$  est faible devant la fréquence centrale  $\omega_0 = \frac{(\omega_1 + \omega_2)}{2}$ , l'équation (1.11) nous donne la polarisation non linéaire résultant de l'interaction entre le champ total et le matériau :

$$P_{NL} = \frac{3\epsilon_0}{4} \chi^{(3)} |E_{tot}|^2 E_{tot} \quad (1.34)$$

En remplaçant  $E_{tot}$  par son expression, nous obtenons :

$$P_{NL} = 2n_0 n_2' \left[ (|E_1|^2 + 2|E_2|^2) E_1 + (|E_2|^2 + 2|E_1|^2) E_2 + E_1^2 E_2^* + E_2^2 E_1^* \right] \quad (1.35)$$

Les deux premiers termes traduisent la réponse non linéaire du matériau aux pulsations  $\omega_1$  et  $\omega_2$  tandis que les deux derniers termes correspondent à la génération de deux nouvelles fréquences. Le signal généré à plus basse fréquence  $\omega_s = 2\omega_1 - \omega_2$  est appelé onde Stokes, tandis que celui généré à plus haute fréquence  $\omega_{as} = 2\omega_2 - \omega_1$  est appelé anti-Stokes. La génération de ces deux nouvelles fréquences à partir des deux ondes initiales (qualifiées de « pompes ») est appelé phénomène de mélange à quatre ondes (FWM) partiellement dégénéré. L'apparition de ces nouvelles fréquences peut aussi être interprétée comme l'annihilation de deux photons pompes et la création de deux nouveaux photons, aux fréquences  $\omega_s$  et  $\omega_{as}$ . Il doit y avoir, dans ce cas, conservation de l'énergie. Elle se traduit par :

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_s + \omega_{as} \quad (1.36)$$

Le spectre final, représenté sur la Fig. 6, vérifie lui aussi cette relation.

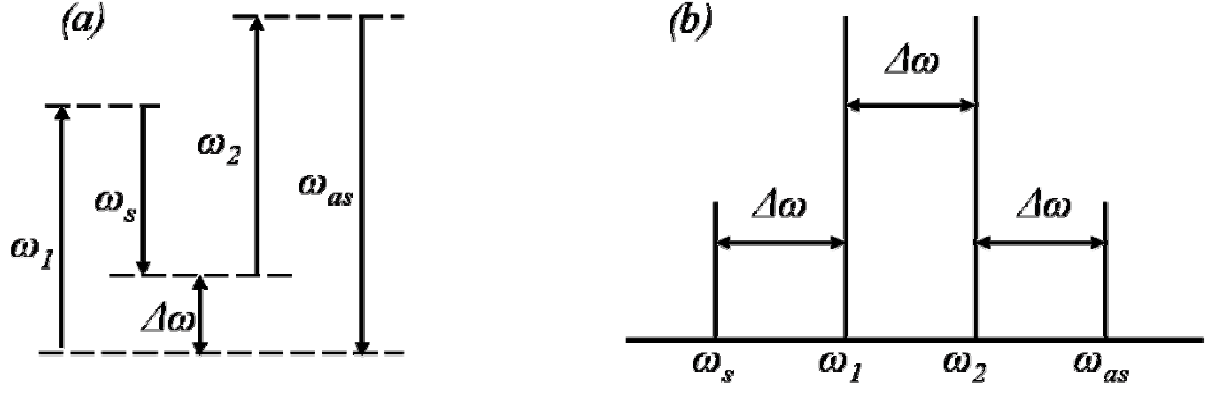


Fig. 6 (a) Principe du mélange à quatre ondes. (b) Spectre d'un mélange à quatre ondes.

En outre ce phénomène ne sera efficace que si la quantité de mouvement est conservée, c'est-à-dire si :

$$\Delta k = k_1 + k_2 - k_s - k_{as} = 0 \quad (1.37)$$

avec  $k_i = n \frac{\omega_i}{c}$ ,  $k_1$  et  $k_2$  correspondant à la quantité de mouvement des deux photons de la pompe,  $k_s$  et  $k_{as}$  correspondant respectivement à la quantité de mouvement du photon Stokes et du photon anti-Stokes nouvellement créés.

Cette condition est connue sous le nom de condition d'accord de phase. Bien que de nombreux couples de photons créés soient capables de respecter la relation (1.36), la condition d'accord de phase (1.37) nous renseigne sur ceux qui seront réellement capables d'apparaître lors d'une interaction non linéaire entre deux ondes.

### 7.3. L'instabilité modulationnelle (MI)

Lors de la propagation d'impulsions lumineuses dans un milieu non linéaire, de petites perturbations de l'amplitude et de la phase peuvent, sous certaines conditions, croître exponentiellement grâce aux effets combinés de la dispersion et de la non linéarité [7-11]. Pour une pompe de fréquence  $\omega_p$ , ce phénomène se caractérisera par l'apparition de bandes Stokes et anti-Stokes dans le spectre, symétriques vis-à-vis de la pompe. Tout comme le mélange à quatre ondes, ce processus peut être interprété comme la destruction de deux photons de la pompe permettant la création d'un photon Stokes et d'un photon anti-Stokes. L'interaction de la pompe avec le milieu non linéaire est responsable de l'apparition de ces photons Stokes et anti-Stokes, et donc de la croissance de la perturbation. Un spectre d'instabilité modulationnelle typique est représenté sur la Fig. 7(a). Du point de vue temporel,

le phénomène d'instabilité modulationnelle provoque une modulation du profil de l'impulsion, comme nous pouvons le voir sur la Fig. 7(b). Ce processus peut ainsi causer la dislocation de signaux continus.

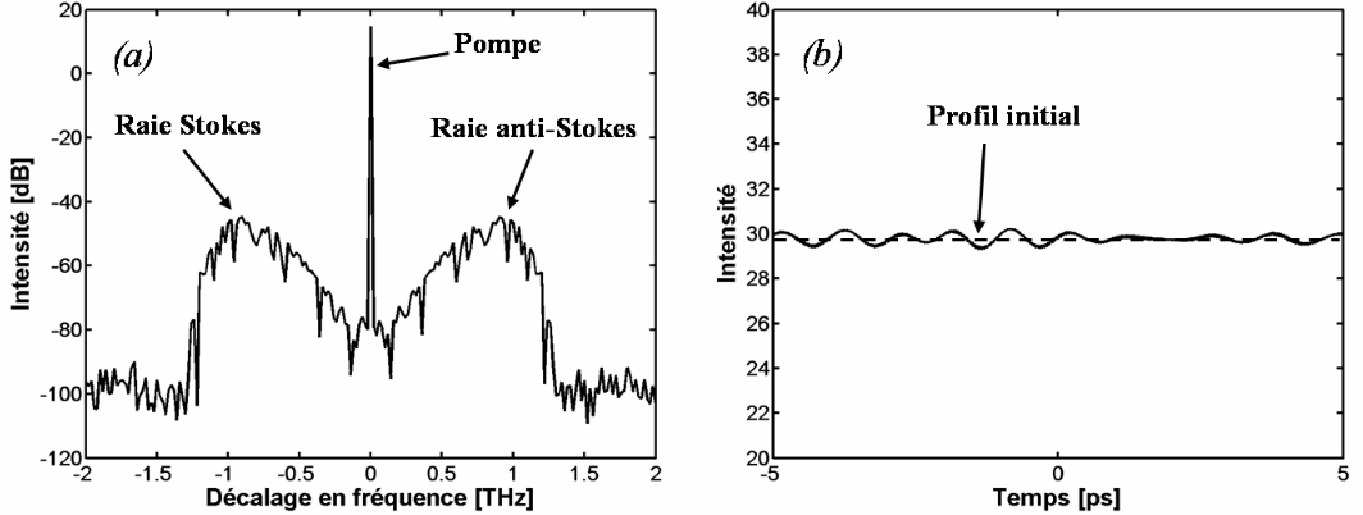


Fig. 7 (a) Spectre typique d'instabilité modulationnelle. (b) Modulation du profil temporel d'un signal continu par l'instabilité modulationnelle.

L'instabilité modulationnelle est dite scalaire lorsque elle ne résulte que de la propagation d'un seul mode de propagation. Par opposition, elle est qualifiée de vectorielle lorsqu'elle résulte de l'interaction entre différents modes de propagation se propageant dans le milieu. Nous n'étudierons ici que l'instabilité modulationnelle scalaire.

Considérons une onde continue d'intensité constante, d'amplitude  $A(z) = \sqrt{P_0} \exp(i\gamma P_0 z)$ , dont le spectre est centré autour de la fréquence  $\omega_0$ . Cette onde est une solution stationnaire, son profil d'intensité n'évoluera donc pas au cours de sa propagation dans la fibre optique. Mais que se passera-t-il si une perturbation vient s'y ajouter ? Pour le savoir, nous allons procéder à une analyse de stabilité linéaire de la solution stationnaire. Nous introduisons donc dans le champ une perturbation en amplitude  $a(z,t)$ , si bien que notre champ total est désormais de la forme :

$$A(z,t) = (\sqrt{P_0} + a(z,t)) \exp(i\gamma P_0 z) \quad (1.38)$$

En introduisant l'équation (1.38) dans l'équation de Schrödinger Non Linéaire (1.24) et en la linéarisant en  $a(z,t)$ , nous obtenons :

$$\frac{\partial a}{\partial z} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 a}{\partial t^2} = i\gamma P_0 (a + a^*) \quad (1.39)$$

Prenons pour la perturbation une solution de la forme :

$$a(z, t) = u \cos(Kz - \Omega t) + iv \sin(Kz - \Omega t) \quad (1.40)$$

où  $K$  est le nombre d'onde de la perturbation,  $u$  et  $v$  les amplitudes de ses parties imaginaires et réelles et  $\Omega$  sa fréquence. Les équations (1.39) et (1.40) nous permettent d'aboutir à la relation de dispersion de la perturbation :

$$K^2 = \frac{\beta_2^2 \Omega^2}{4} \left[ \Omega^2 + \frac{4\gamma P_0}{\beta_2} \right] \quad (1.41)$$

Cette relation de dispersion met en évidence l'importance de la GVD vis-à-vis de la stabilité de l'onde. Si nous nous trouvons en régime de dispersion normal ( $\beta_2 > 0$ ), le nombre d'onde  $K$  sera réel et l'état stationnaire restera stable malgré la perturbation. Dans le cas d'un coefficient  $\beta_2$  négatif (régime de dispersion anormal), nous définissons

$$\Omega_c = \sqrt{\frac{4\gamma P_0}{|\beta_2|}} \quad (1.42)$$

et la baptisons fréquence critique. En effet,  $K$  aura une partie imaginaire non nulle si  $\Omega < \Omega_c$ .

La perturbation  $a(z, t)$  subira dans ce cas une croissance exponentielle au fur et à mesure de la propagation en  $z$ . Par conséquent, la solution stationnaire sera instable pour  $\beta_2 < 0$ . Cette instabilité est communément appelée instabilité modulationnelle (MI). Pour aller plus loin dans notre étude, considérons le gain du processus, défini par :

$$g(\Omega) = 2|\text{Im}(K)| = |\beta_2| \Omega \sqrt{\Omega_c^2 - \Omega^2} \quad (1.43)$$

$g(\Omega)$  correspond au gain que subira une perturbation décalée de  $\Omega$  par rapport à la fréquence  $\omega_0$  de la pompe. Le gain est maximum pour deux fréquences données par :

$$\Omega_{\max} = \pm \frac{\Omega_c}{\sqrt{2}} = \pm \sqrt{\frac{2\gamma P_0}{|\beta_2|}} \quad (1.44)$$

Il prend alors la valeur :

$$g_{\max} = g(\Omega_{\max}) = \frac{1}{2} |\beta_2| \Omega_c^2 = 2\gamma P_0 \quad (1.45)$$

Lorsque la perturbation correspond au bruit optique présent dans une fibre optique l'ensemble des fréquences permises par la formule du gain (1.43) sera amplifié avec un maximum d'amplification aux fréquences  $\pm \Omega_{\max}$ , générant ainsi des raies Stokes et anti-Stokes symétriques par rapport à la pompe. Nous sommes alors dans le cas de la Fig. 7(a). C'est la croissance de ces raies spectrales latérales, et donc l'apparition de nouvelles fréquences dans le spectre décalées de  $\pm \Omega$ , qui provoque la modulation de la pompe. Il est possible, cependant, que la perturbation soit une autre onde lumineuse se propageant dans la fibre à une

fréquence  $\omega_{sonde} = \omega_0 \pm \Omega$ . Elle est alors baptisée onde-sonde. Dans ce cas, la sonde subira une amplification dont la valeur du gain nous est donnée par l'équation (1.43). Nous verrons également apparaître dans le spectre un signal idler à la fréquence  $2\omega_0 - \omega_{sonde} = \omega_0 \pm \Omega$ . Ce processus est aussi connu sous le nom d'instabilité modulationnelle induite.

Comme il a été dit précédemment, le mécanisme d'instabilité modulationnelle (induite ou non) peut être interprété comme un processus de mélange à quatre ondes dégénéré, dans le sens où la destruction de deux photons de la pompe donne naissance à un photon Stokes et un photon anti-Stokes.

## 7.4. La diffusion Raman stimulée (SRS)

Le phénomène de diffusion non linéaire connu sous le nom de diffusion Raman résulte d'une interaction inélastique entre un photon et le milieu diélectrique dans lequel il se propage [39, 40]. Le mécanisme est basé sur la destruction de photons de l'onde incidente et la création de photons Stokes. Le principe de base de la diffusion Raman est le suivant : en interagissant avec un photon incident d'énergie  $\hbar\omega$ , le matériau excite un de ses modes de vibration (ou phonon), et passe donc à un niveau excité.  $\Omega_r$  est la fréquence du mode de vibration excité. Le reste de l'énergie du photon initial,  $\hbar\omega_s$ , est réémise sous la forme d'un photon de plus basse fréquence ( $\omega_s = \omega - \Omega_r$ ). Cette partie du mécanisme est donc responsable de la création de photons Stokes. Il est également possible pour les molécules excitées d'interagir avec les photons incidents. Elles retourneront alors dans leur état fondamental en émettant un photon anti-Stokes à la fréquence  $\omega_{as} = \omega + \Omega_r$ . En pratique, la diffusion Raman dans les fibres optiques génère majoritairement des photons Stokes. La durée de vie très réduite des états excités ne leur permet pas d'interagir efficacement avec les photons incidents. Tous n'auront pas la même fréquence : une large gamme de modes de vibration est excitable par les photons incidents, avec plus ou moins de facilité. Le phénomène est simplement optimal pour un décalage de 13.2 THz environ [41, 42]. La Fig. 8 représente la courbe expérimentale de gain spectral de la diffusion Raman dans la silice (courbe pleine) [41, 42]. Remarquons que la diffusion Raman génère des photons dont la polarisation peut être parallèle ou orthogonale à la polarisation de l'onde initiale. Le gain est nettement plus élevé pour une polarisation parallèle, la majorité des photons émis seront donc dotés d'une polarisation identique à celle de la pompe. La Fig. 8 illustre le propos précédent : une onde monochromatique générera par diffusion Raman des composantes spectrales sur une large plage de fréquences,



préférentiellement pour un décalage de 13.2 THz avec la pompe. Ce phénomène est utilisé, dans sa forme la plus élémentaire, pour la conversion de fréquence et pour l'amplification d'ondes optiques.

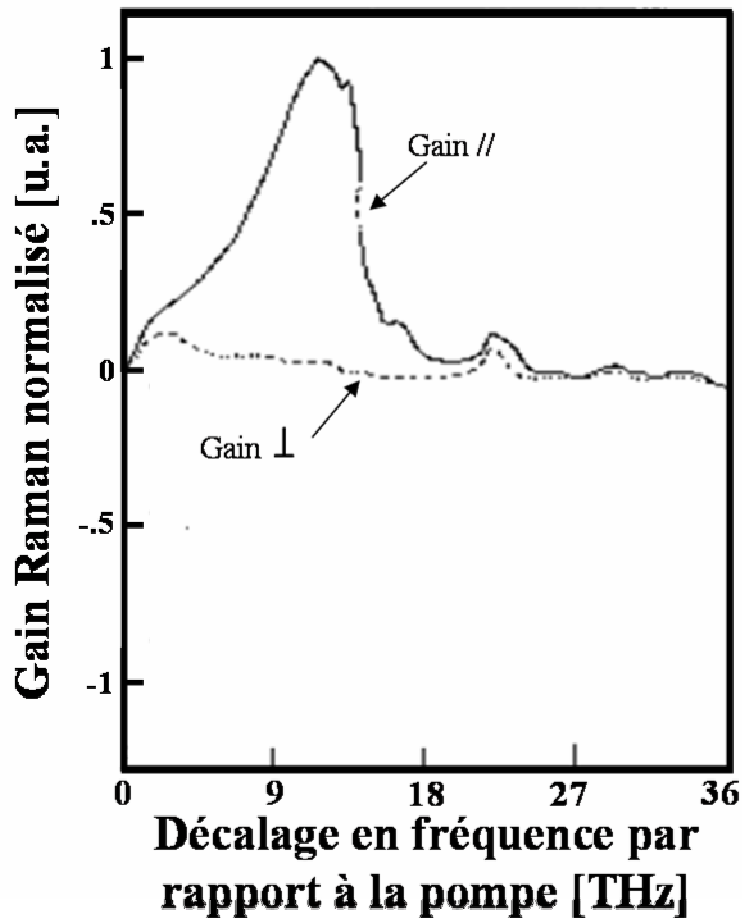


Fig. 8 Courbes de gain expérimentales normalisées pour la diffusion Raman spontanée dans la silice, d'après [42]. Trait plein: pour la composante de polarisation de l'onde Raman diffusée parallèle à celle de la pompe. Pointillés: pour la composante de polarisation de l'onde Raman diffusée orthogonale à celle de la pompe.

Notons également que la diffusion Raman ne nécessite pas de conditions d'accord de phase spécifiques qui pourraient restreindre son existence : elle est donc toujours présente, à condition que les puissances mises en jeu dans le système soient suffisantes. Un seuil usuel est défini par la puissance de pompe en entrée de fibre pour laquelle la puissance de la raie Stokes est égale à la puissance de la pompe en sortie de fibre. Autrement dit,  $P_s(L) = P_p(L) = P_0 \exp(-\alpha_p L)$ , avec  $\alpha_p$  le coefficient d'absorption de la fibre à la longueur d'onde de la fibre, et  $P_0$  la puissance initiale de la pompe.

Tout comme l'instabilité modulationnelle, la diffusion Raman peut être stimulée par un signal extérieur. Dans ce cas le photon du signal, de fréquence  $\omega_{sig}$  inférieure à la fréquence de la pompe  $\omega$ , va provoquer la réémission d'un photon par le matériau à la même fréquence  $\omega_{sig}$ ,

le reste de l'énergie permettant au matériau d'atteindre un état excité. Le principe de la diffusion Raman stimulée est représenté sur la Fig. 9 :

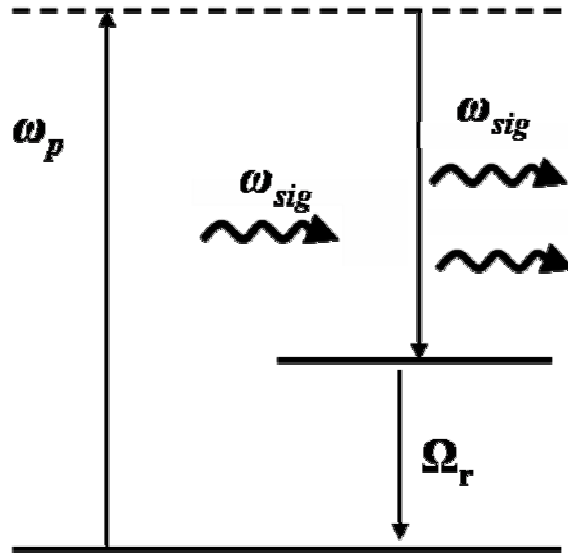


Fig. 9 Principe de la diffusion Raman stimulée.

Ce phénomène sera d'autant plus efficace que le décalage en fréquence entre la pompe et le signal  $\Omega_r = \omega - \omega_{sig}$  se situe près d'un maximum de la courbe de gain du phénomène. Il est ainsi possible d'envisager la diffusion Raman stimulée comme procédé d'amplification optique : un décalage adéquat (13.2 THz environ dans les fibres optiques) entre la pompe et le signal garantit une amplification importante du signal.

Il est important de remarquer que, dans le cas d'un processus stimulé, le gain Raman est fortement dépendant des polarisations relatives du signal et de la pompe. Pour des polarisations parallèles, le gain sera celui représenté en trait plein sur la Fig. 8. Dans le cas de polarisations orthogonales, c'est la courbe en pointillés qui s'appliquera.

Il nous sera utile, par la suite, de disposer d'un modèle à même de simuler le gain du phénomène de diffusion Raman stimulée en milieu isotrope. Considérons pour cela l'expression de la polarisation d'ordre 3 au sein d'une fibre optique :

$$P_i^{(3)}(r, z, t) = \sigma_{ijkl} E_j(t) E_k(t) E_l(t) + E_j(t) \int_{-\infty}^t ds_1 f_{ijkl}(t-s_1) E_k(s_1) E_l(s_1) \quad (1.46)$$

Seul le deuxième terme du membre de droite intervient dans la diffusion Raman stimulée, le terme  $f_{ijkl}(t)$  étant appelé fonction de réponse Raman. Dans le cas d'un matériau isotrope, elle s'écrit :

$$f_{ijkl}(t) = a(t)\delta_{ij}\delta_{kl} + \frac{1}{2}b(t)(\delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jk}) \quad (1.47)$$

où  $i, j, k, l = 1, 2$ .

$a(t)$  et  $b(t)$  sont des fonctions ajustées pour correspondre aux mesures de gain expérimentales effectuées pour des polarisations rectilignes. Nous utilisons pour  $a(t)$  et  $b(t)$  les approximations proposées par Trillo et Wabnitz [42]:

$$\begin{aligned} a(t) + b(t) &= \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1\tau_2} \exp\left(\frac{-t}{\tau_2}\right) \sin\left(\frac{t}{\tau_1}\right) \\ \frac{b(t)}{2} &= \frac{r}{\tau_2} \exp\left(\frac{-t}{\tau_2}\right) \end{aligned} \quad (1.48)$$

$r$  est un coefficient de proportionnalité entre le gain parallèle et le gain orthogonal, pour lequel nous prenons  $r = 1/3.5$  dans la silice.  $\tau_1$  et  $\tau_2$  sont des paramètres d'ajustement des fonctions  $a$  et  $b$ , et valent respectivement 12 et 32 fs.

La fonction de réponse Raman est représentée dans le domaine fréquentiel par :

$$F_{ijkl}(\omega) = A(\omega)\delta_{ij}\delta_{kl} + \frac{1}{2}B(\omega)(\delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jk}) \quad (1.49)$$

avec

$$\begin{aligned} A(\omega) &= \int_{-\infty}^{+\infty} a(t)\exp(i\omega t) dt \\ B(\omega) &= \int_{-\infty}^{+\infty} b(t)\exp(i\omega t) dt \end{aligned} \quad (1.50)$$

Or il se trouve que la partie imaginaire de  $F_{1111} = A(\omega) + B(\omega)$  est proportionnelle à la section de diffusion Raman parallèle (et donc au gain parallèle), tandis que la partie imaginaire de  $F_{1221} = \frac{1}{2}B(\omega)$  est proportionnelle à la section de diffusion Raman orthogonale. Nous sommes ainsi capable de déterminer directement les coefficients de gain Raman à l'aide de ce modèle. Les courbes de gain obtenues à l'aide de ce modèle sont visibles sur la Fig. 10.

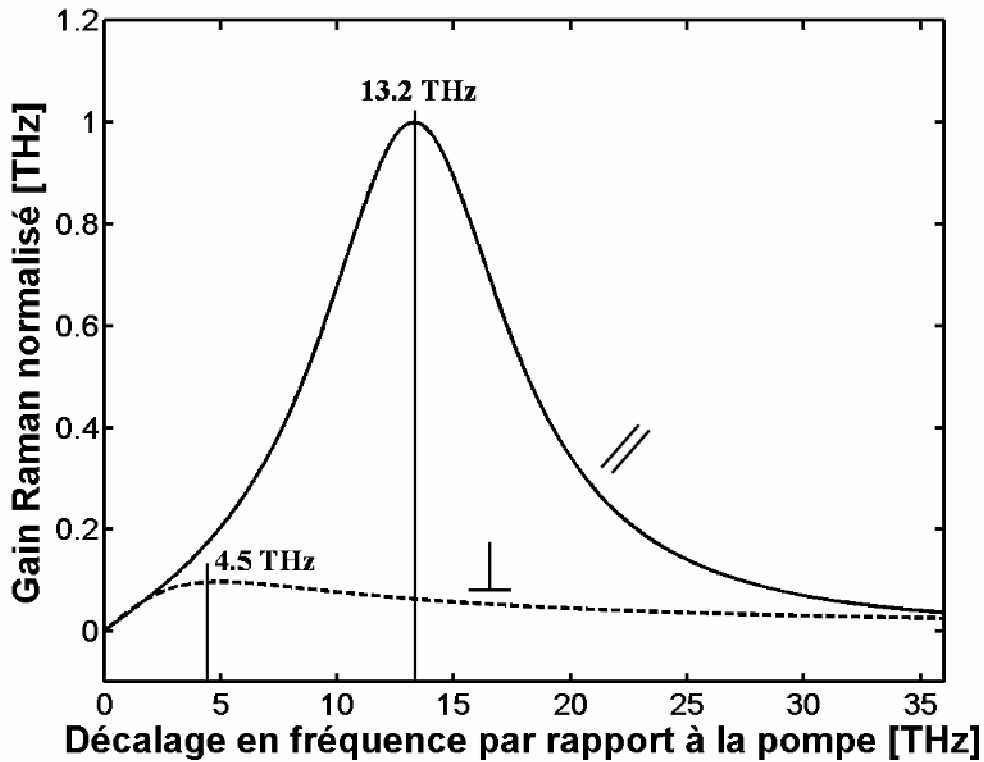


Fig. 10 Courbes de gain normalisées pour la diffusion Raman stimulée dans la silice. Trait plein: pour la composante de polarisation de l'onde Raman diffusée parallèle à celle de la pompe. Pointillés: pour la composante de polarisation de l'onde Raman diffusée orthogonale à celle de la pompe.

Nous avons vu, dans ce chapitre, les éléments utiles à une bonne compréhension de la suite de ce mémoire. Nous allons désormais aborder les phénomènes d'instabilité modulationnelle incohérente dans les fibres optiques et l'attraction de polarisation dans les fibres optiques isotropes.

## **Chapitre 2**

# **Instabilité modulationnelle incohérente dans les fibres optiques**

# 1. Introduction

Nous avons abordé dans le premier chapitre le phénomène d'instabilité modulationnelle. Historiquement, l'instabilité modulationnelle a été observée dans les fibres optiques pour la première fois en 1985 par Tai, Hasegawa et Tomita [43]. Pendant longtemps, les études sur l'instabilité modulationnelle dans les fibres optiques n'ont été effectuées qu'avec des sources de lumière cohérente [7-11], la cohérence étant supposée être une condition *sine qua non* d'existence pour ce type d'interaction non linéaire. Or des travaux effectués à partir de la fin des années 1990 ont mis en avant l'existence d'effets non linéaires d'auto-organisation de la lumière générés à partir d'ondes incohérentes [12-28]. Certains ont fait état de l'observation, aussi bien théorique qu'expérimentale, d'instabilité modulationnelle générée à partir d'une onde incohérente dans un cristal photoréfractif [13-22]. Ces travaux ont ainsi mis en évidence la possibilité de générer de l'instabilité modulationnelle sans onde cohérente. Remarquons toutefois que les milieux dans lesquels l'instabilité modulationnelle incohérente a été observée sont très différents d'une fibre optique. En effet, les cristaux photoréfractifs sont des milieux à temps de réponse non linéaire non instantanée. Cela signifie que leur temps de réponse est supérieur à la durée de cohérence temporelle de l'impulsion : il est typiquement de l'ordre du dixième de seconde. En d'autres termes, le milieu ne « voit pas » les fluctuations d'intensité rapides dues à une éventuelle incohérence temporelle de l'onde. Il effectuera naturellement une moyenne temporelle sur le profil d'intensité de l'onde. Un tel comportement est représenté sur la Fig. 11.

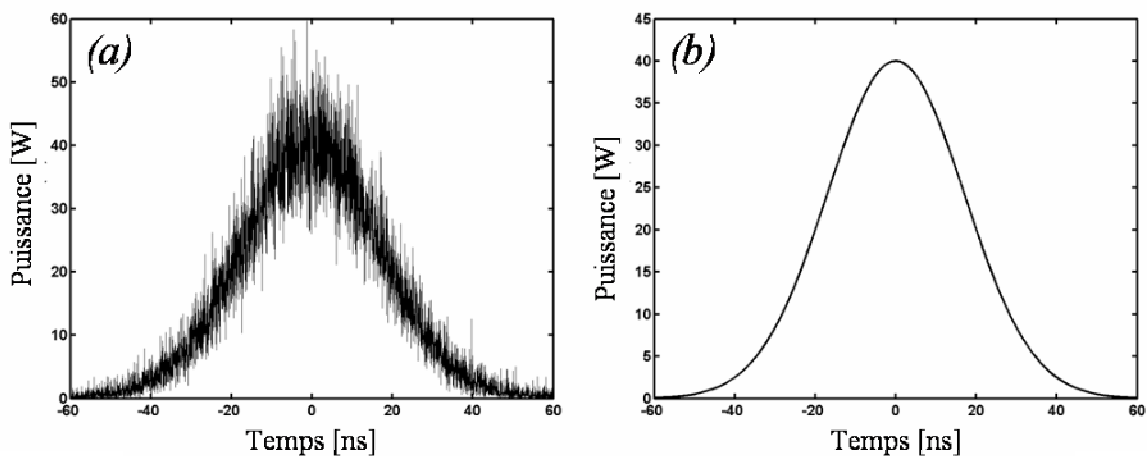


Fig. 11 (a) Profil d'intensité d'une impulsion gaussienne temporellement incohérente. (b) Profil d'intensité de l'impulsion perçu par un milieu à réponse non linéaire non instantanée.

En comparaison, la fibre optique est un milieu très différent. Le temps de réponse non linéaire de la silice est en effet de l'ordre de quelques femtosecondes, nettement inférieur à la durée de cohérence temporelle des impulsions. Bien que la réponse ne soit pas alors à proprement parler instantanée, nous parlerons par la suite de ce type de milieu comme des milieux à réponse non linéaire instantanée. La différence de comportement entre les milieux photoréfractifs et les fibres optiques est liée au principe de fonctionnement de ces deux milieux [35]. Dans une fibre optique, la non linéarité est provoquée par l'interaction du champ électromagnétique avec les porteurs de charges liés à chaque atome ou molécule. Leur excitation par un champ électromagnétique intense provoque dans le matériau une polarisation non linéaire. Les matériaux photo réfractifs voient pour leur part apparaître une variation d'indice optique entraînant une polarisation non linéaire lorsqu'ils sont soumis à un champ électromagnétique. L'illumination du matériau par deux faisceaux laser interférant va provoquer une photoionisation locale qui va créer des porteurs de charges libres dans le matériau. Ceux-ci auront tendance à diffuser dans le matériau, créant ainsi une densité de charge variable spatialement. Cette variation de densité de charge va être responsable de l'apparition d'une variation dans la distribution du champ électrique. C'est cette variation qui, par effet Pockels, est responsable de la variation d'indice optique, et donc de la polarisation non linéaire. Des travaux ont finalement démontré qu'il était également possible d'observer des phénomènes non linéaires à l'aide d'ondes incohérentes dans ce type de milieu. Des solitons incohérents ont ainsi pu y être observés [44, 45]. Or l'instabilité modulationnelle apparaissant généralement dans les mêmes conditions que les solitons, elle est souvent considérée comme un précurseur à leur génération. Il est alors légitime de se demander quelles peuvent être les propriétés de l'instabilité modulationnelle dans ces conditions. Nous avons donc effectué une étude aussi bien théorique qu'expérimentale, et mis en évidence les caractéristiques essentielles de l'instabilité modulationnelle incohérente en milieu non linéaire à réponse instantanée.

## 2. Analyse Théorique

### 2.1. Incohérence temporelle d'une onde

Dans le modèle onde-corpuscule, la lumière est décrite comme un ensemble de particules d'énergie, les photons, ayant les propriétés d'une onde. La notion de cohérence, pour la lumière, découle de ce modèle : deux photons émis par la même source, éloignés dans le temps ou dans l'espace, sont dit cohérents lorsqu'il existe une relation entre leurs phases respectives. En d'autres termes il est possible de déterminer la phase de n'importe quel photon émis en connaissant cette relation et en connaissant les coordonnées d'un autre photon issu de la même source (position dans l'espace, temps écoulé depuis son émission) : leur différence de phase n'est pas aléatoire. Nous nous intéressons ici plus spécifiquement à la cohérence temporelle, c'est-à-dire la cohérence qui peut exister entre deux photons émis à des instants différents par une source lumineuse. Celle-ci est liée à la largeur de bande spectrale de la source, une onde réellement monochromatique ayant théoriquement une longueur et un temps de cohérence infini (ce qui signifie que deux photons émis dans un intervalle de temps infini auront toujours une relation de phase). En pratique les sources lumineuses ne sont pas parfaitement monochromatiques, et leur temps de cohérence est généralement inversement proportionnel à leur largeur de bande. Comment pouvons nous alors définir une onde incohérente, et quels moyens avons-nous pour la caractériser ?

#### 2.1.1. Impulsion limitée par transformée de Fourier

Considérons une impulsion lumineuse de largeur à mi hauteur  $\tau_p$ . La transformée de Fourier du profil temporel de l'impulsion nous donne son spectre, de largeur à mi hauteur  $\Delta\omega_p$ . Il est alors possible de définir une relation entre la durée de l'impulsion et la largeur du spectre :

$$\Delta\omega_p \cdot \tau_p = 2\pi\Delta\nu_p \cdot \tau_p \geq 2\pi C_b \quad (2.1)$$

où  $C_b$  est un paramètre dépendant de la forme de l'impulsion (cf. tableau récapitulatif).



Enveloppe du champ	Profil temporel	$\tau_p$ (FWHM)	Profil spectral	$\Delta\omega_p$ (FWHM)	$C_b$
Gaussienne	$e^{-2\left(\frac{t}{\tau_G}\right)^2}$	$1.177 \tau_G$	$\frac{e^{-2(\Omega\tau_G)^2}}{2}$	$2.355 / \tau_G$	0.441
Sech	$\operatorname{sech}^2\left(\frac{t}{\tau_s}\right)$	$1.763 \tau_s$	$\operatorname{sech}^2\left(\frac{\pi\Omega\tau_s}{2}\right)$	$1.122 / \tau_s$	0.315
Lorentzienne	$\left[1 + \left(\frac{t}{\tau_L}\right)^2\right]^{-2}$	$1.287 \tau_L$	$e^{-2 \Omega \tau_L}$	$0.693 / \tau_L$	0.142
Sech asymétrique	$\left[e^{\frac{t}{\tau_a}} + e^{-\frac{3t}{\tau_a}}\right]^{-2}$	$1.043 \tau_a$	$\operatorname{sech}\left(\frac{\pi\Omega\tau_a}{2}\right)$	$1.677 / \tau_a$	0.278
rectangulaire	1 si $\left \frac{t}{\tau_r}\right  \leq 1, 0$ sinon	$\tau_r$	$\operatorname{sinc}^2(\Omega\tau_r)$	$5.56 / \tau_r$	0.886

où  $\tau_G, \tau_a$ , etc., désignent les largeurs à 1/e des impulsions.

Lorsque  $\Delta v_p \cdot \tau_p = C_b$ , on parle d'impulsion *limitée par transformée de Fourier*. Dans ces conditions, la phase  $\varphi(t)$  est linéaire et la fréquence spectrale  $\omega(t) = \text{cte}$ . L'onde est alors cohérente, la phase étant stationnaire. La présence de bruit peut modifier la phase lors de la propagation de l'impulsion, de même qu'un certain nombre d'effets non linéaires (cf. chapitre 1), ce qui aura pour conséquence d'élargir le spectre. Ainsi les sources laser émettent, pour la plupart, des impulsions lumineuses en limite de Fourier. Elles ont une largeur spectrale très fine et sont dotées d'une phase stationnaire. Leur cohérence est aisément démontrée dans des expériences d'interférométrie, comme l'expérience des fentes d'Young ou de Michelson-Morley. Le fait qu'une impulsion soit limitée en transformée de Fourier semble donc garantir sa cohérence. Il faut toutefois remarquer qu'une impulsion subissant par exemple un élargissement spectral au cours de sa propagation ne deviendra pas forcément incohérente pour autant. Même si la largeur spectrale intervient dans la définition de l'incohérence, le fait qu'une impulsion ne soit pas limitée en transformée de Fourier n'est pas suffisant pour définir une onde incohérente. Il est donc nécessaire de faire appel à d'autres critères pour définir complètement une onde incohérente.

## 2.1.2. Caractéristiques de l'onde incohérente

Comme nous l'avons vu plus haut, la cohérence est liée à l'existence d'une phase non aléatoire entre les différentes composantes spectrales d'une onde. Le caractère aléatoire de la phase sera donc, *a contrario*, une des conditions déterminantes pour caractériser l'incohérence. Nous choisissons donc de définir notre onde incohérente comme un champ stochastique doté d'une phase spectrale aléatoire. Considérons pour cela un champ  $A(t)$  stochastique, de moyenne nulle et de statistique gaussienne.

### 2.1.2.1. Définition : processus stochastique

Une définition existante [46] nous dit « tout processus dont l'évolution temporelle peut être analysée en termes de probabilités est dit processus stochastique ». Autrement dit, si nous effectuons  $N$  expériences avec la même condition initiale  $x(t_0) = x_0$ , nous obtiendrons  $N$  réalisations du processus. Nous devons alors trouver un moyen de construire la distribution de probabilité du processus à partir de l'expérience. Prenons, au temps  $t_j$  un petit intervalle  $I_j = [x_j, x_j + dx_j]$  et regardons le nombre de réalisations qui passent dans cet intervalle. La probabilité qu'une réalisation prenne une valeur entre  $x_j$  et  $x_j + dx_j$  s'obtiendra alors par le nombre de réalisations passant par  $I_j$  divisé par le nombre total de réalisations. Si nous prenons  $n$  intervalles  $I_j = [x_j, x_j + dx_j]$ ,  $j = 1, \dots, n$ ,  $n = 1, 2, \dots$  nous définissons les distributions de probabilités jointes du processus par :

$$W(x_1, t_1; \dots; x_n, t_n) dx_1 \dots dx_n = \text{probabilité de trouver } \{x(t_1) \in I_1, \dots, x(t_n) \in I_n\}$$

avec  $t_i \neq t_j \forall i \neq j$  et  $i, j \leq n, n = 1, 2, \dots$

Dans ces conditions, les fonctions  $W(x_1, t_1; \dots; x_n, t_n) dx_1 \dots dx_n, t_1 \neq t_2 \neq \dots \neq t_n$  sont appelées *densités de probabilités absolues* du processus, et doivent satisfaire aux conditions naturelles suivantes :

- i.  $W(x_1, t_1; \dots; x_n, t_n) dx_1 \dots dx_n \geq 0$
- ii.  $\int_{\mathbb{R}^k} dx_1 \dots dx_n W(x_1, t_1; \dots; x_n, t_n) = 1 \quad \forall \{x_1, t_1; \dots; x_n, t_n\}$
- iii.  $W(x_1, t_1; \dots; x_n, t_n) dx_1 \dots dx_n$  est une fonction symétrique sous les permutations des arguments  $\{x_1, t_1; \dots; x_n, t_n\}$ .
- iv.  $\int_{\mathbb{R}} dx_n W(x_1, t_1; \dots; x_n, t_n) = W(x_1, t_1; \dots; x_{n-1}, t_{n-1})$

Un *processus stochastique* est défini par la donnée de l'ensemble des probabilités absolues  $\{W(x_1, t_1; \dots; x_n, t_n)\}_{n \geq 1}$  satisfaisant aux conditions i à iv.

Le champ stochastique traduit bien la nature aléatoire des fluctuations du champ au cours du temps. En effet l'ajout d'une phase spectrale aléatoire, qui est la condition « forte » dans notre définition de l'incohérence, aura directement une incidence sur le profil du champ, donnant un comportement similaire à du bruit optique.

### 2.1.2.2. Statistique gaussienne

Le fait d'avoir un champ stochastique implique de traiter le problème par une approche probabiliste. Il faut donc attribuer à notre champ une statistique qui fixe sa densité de probabilité, c'est-à-dire la probabilité de trouver le champ dans un état donné lors d'une réalisation. Le choix d'une statistique gaussienne du champ équivaut à dire que la probabilité de trouver le champ dans un état particulier lors d'une mesure est donnée par une gaussienne.

En d'autres termes,  $P(A) = \alpha e^{-\frac{A^2}{2}}$ . Une statistique gaussienne est représentée sur la Fig. 12. Les barres représentent des mesures de l'amplitude du champ sur un grand nombre de réalisations, qui suivent bien une loi gaussienne comme illustré par la courbe en pointillés.

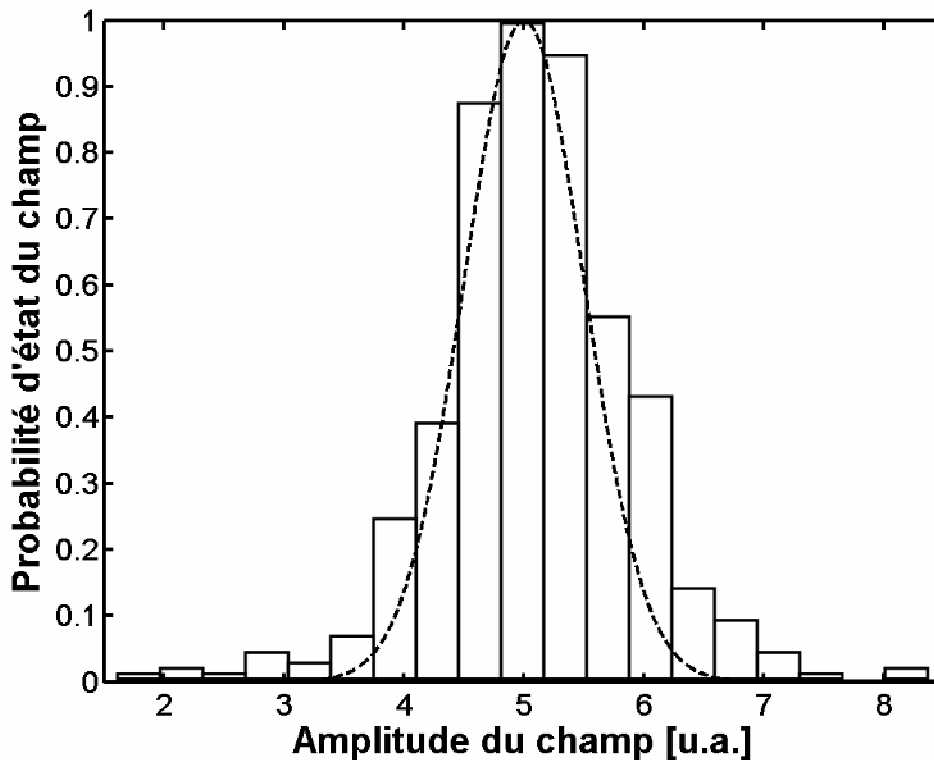


Fig. 12 Représentation d'une statistique gaussienne. Barres : mesures du champ pour un grand nombre de réalisations. La courbe en pointillés indique que le champ suit une statistique gaussienne.

Le choix de la statistique gaussienne est dicté ici par le théorème limite central.

### 2.1.2.3. Théorème limite central :

Considérons [47] un ensemble de  $N$  variables aléatoires  $\{u_i\}_{i=1,N}$  que nous supposons indépendantes, de moyenne et de second moment  $\langle u_i u_j \rangle_{i \neq j}$  finis. Notons  $\{\bar{u}_i\}_{i=1,N}$  les moyennes des variables, et  $\{\sigma_i^2\}_{i=1,N}$  leurs variances. Nous définissons alors la variable aléatoire somme par

$$Z(N) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{i=1}^N \frac{u_i - \bar{u}_i}{\sigma_i} \quad (2.3)$$

Dans ces conditions, le *théorème limite central* nous dit que la densité de probabilité  $P(Z)$  de la variable  $Z(N)$  tend vers une fonction gaussienne si  $N$  tend vers l'infini. Autrement dit :

$$P(Z) \xrightarrow{N \rightarrow \infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{Z^2}{2}} \quad (2.4)$$

### 2.1.2.4. Justification du choix de la statistique gaussienne

Les ondes incohérentes que nous considérons se doivent d'être réalisables en pratiques (c'est-à-dire que nous devons être capables de les générer expérimentalement) si nous voulons pouvoir mettre au point une expérience pour observer le phénomène. Elles doivent notamment être capable de se propager sur une grande distance tout en gardant une qualité de faisceau suffisamment bonne pour être injecté dans une fibre optique. Nous entendons par « qualité de faisceau suffisamment bonne » une faible divergence du faisceau et un faisceau suffisamment puissant pour se propager sans trop se dégrader sur une longue distance. Des sources naturellement incohérentes, comme des sources de lumière blanche, sont donc à exclure. Il est par contre possible de générer des ondes incohérentes à partir d'un laser, garantissant ainsi la possibilité de se propager dans une fibre optique. Il s'agit généralement de passer par une cavité fortement multimode. Du fait de la largeur du gain du dispositif, le faisceau laser excite de nombreux modes lors de son passage dans la cavité. Le champ total en sortie s'écrira alors simplement comme la somme des modes issus de la cavité. En effet les différents modes sont considérés comme étant totalement indépendants les uns des autres, ils n'ont donc aucune relation de phase les uns vis-à-vis des autres. Si nous notons  $\{A_i\}_{i=1,N}$  l'ensemble des  $N$  modes excités simultanément par le laser dans la cavité, le champ total s'écrit :

$$A = \sum_{i=1}^N A_i \quad (2.5)$$

Les conditions d'application du théorème limite central sont alors réunies, le rôle de la variable somme (équation (2.3)) étant joué ici par le champ total défini en (2.5). L'onde incohérente issue d'un tel dispositif tendra donc bien vers une statistique gaussienne.

### 2.1.2.5. Statistique stationnaire

Nous imposons également à la statistique du champ d'être stationnaire, ce qui signifie que la densité de probabilité du champ est invariante lors d'une translation arbitraire de l'origine des temps. Autrement dit,

$$P(A, t) = P(A, t + T) \quad (2.6)$$

où  $T$  est une constante arbitraire.

Dans ces conditions, la fonction d'auto-corrélation du champ s'écrit :

$$C(t_1, t_2) = \langle A(t_1)A^*(t_2) \rangle = \langle A(t)A^*(t - \tau) \rangle = C(\tau) \quad (2.7)$$

où  $\tau = t_1 - t_2$  représente l'écart temporel qui sépare les deux mesures du champ,  $t$  pouvant prendre une valeur quelconque. Il en découle que la fonction d'auto-corrélation du champ incohérent ne dépend que de l'écart temporel entre deux réalisations du champ, et non de la position temporelle absolue des réalisations elle mêmes. En d'autres termes, la fonction d'auto-corrélation du champ sera toujours la même pour peu que la distance  $\tau$  séparant les deux réalisations considérées soit identique à chaque fois.

### 2.1.2.6. Importance de la fonction d'auto-corrélation

La fonction d'auto-corrélation  $C(t_1, t_2)$  permet d'évaluer la corrélation du champ avec lui-même, en deux points espacés dans le temps. Autrement dit, elle permet de regarder comment a évolué le champ initialement dans un état « a » après qu'un intervalle de temps  $t$  se soit écoulé. Le champ  $A(t)$  étant stochastique, son étude directe ne peut pas nous apprendre grand-chose. De nature aléatoire, il est le fruit d'un processus statistique. Il n'est donc pas possible de définir le champ autrement que par une approche probabiliste. C'est justement là qu'intervient la fonction d'auto-corrélation. Elle nous permet en effet d'étudier l'évolution du champ au cours du temps. Qui plus est, la propriété illustrée par l'équation (2.7) nous permet d'appliquer le *théorème de Wiener-Kintchine* [46], qui dit que *la densité spectrale d'un processus stochastique et stationnaire est donné par la transformée de Fourier de la fonction d'auto-corrélation du champ*. La fonction d'auto-corrélation est donc bien adaptée à l'étude spectrale d'une onde incohérente.

### 2.1.2.7. Temps de cohérence

Il semble légitime de se demander si il existe un moyen plus fin de caractériser l'incohérence. Intuitivement, nous pouvons estimer que de la lumière émise par une cavité similaire à celle décrite dans la section 2.1.2.4 sera « moins » incohérente que de la lumière blanche par exemple. C'est à ce moment là qu'intervient à nouveau la fonction d'auto-corrélation. De manière générale, la fonction d'auto-corrélation est une fonction centrée autour de zéro, maximale en ce point, et qui décroît plus ou moins vite au fur et à mesure que l'on s'en éloigne. Ce comportement est aisé à comprendre : plus on s'éloigne dans le temps, moins le champ est corrélé avec lui-même. La Fig. 13 illustre cette explication dans le cas d'une impulsion gaussienne cohérente. En comparaison, une onde continue aura une fonction d'auto-corrélation constante, de valeur maximale en tout point.

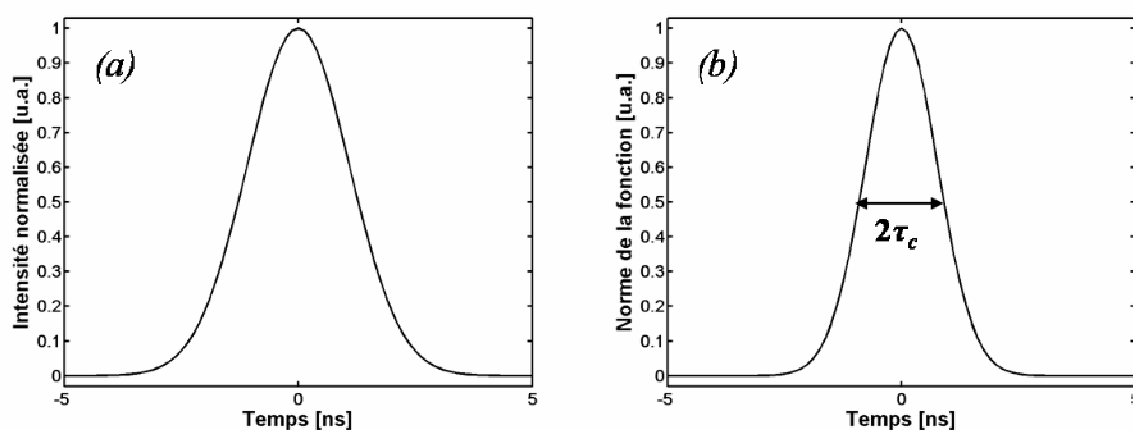


Fig. 13 (a) Profil temporel d'une impulsion gaussienne cohérente. (b) Fonction d'auto-corrélation correspondante, avec un temps de corrélation défini à mi-hauteur de la fonction d'auto-corrélation.

Nous voyons bien que la fonction d'auto-corrélation décroît sur une durée de l'ordre de la largeur temporelle de l'impulsion (pour une impulsion cohérente). C'est ainsi que nous définissons le temps de cohérence  $\tau_c$  d'une onde : il s'agit du temps mis par la fonction d'auto-corrélation pour atteindre une certaine valeur. Plusieurs définitions existent, mais il s'agit généralement d'avoir atteint  $1/2$  ou  $1/e$  du maximal. Nous considérerons par la suite que le temps de cohérence de l'onde est donné par la largeur à mi hauteur de la fonction d'auto-corrélation.

Nous pouvons appliquer la même définition du temps de cohérence aux ondes incohérentes. Dans le cas d'un champ stochastique, le temps de cohérence mesurera le temps de fluctuation moyen du champ. Plus le champ variera vite, plus le temps de cohérence sera court, comme nous pouvons le voir sur la Fig. 14.

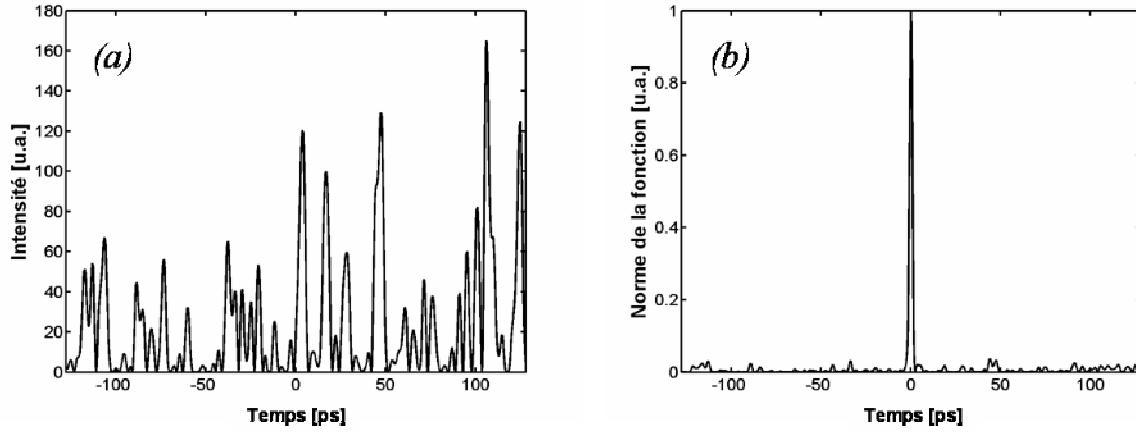


Fig. 14 (a)Exemple de profil temporel d'un champ stochastique. (b)Fonction d'auto-corrélation correspondante.

Il nous permettra donc d'évaluer « combien de temps le champ reste cohérent ». Remarquons également que le temps de cohérence d'une onde incohérente est directement relié à sa largeur spectrale. Notons  $\Delta\nu$  la largeur spectrale à mi hauteur d'une onde incohérente, et  $\tau_c$  son temps de cohérence. Le théorème de Wiener-Kintchin, explicité dans la section 2.1.2.6, nous permet alors de relier la largeur spectrale et le temps de cohérence de l'onde incohérente :

$$\Delta\nu \approx \frac{1}{\tau_c} \quad (2.8)$$

Le temps de cohérence est d'autant plus important qu'il nous donne une référence temporelle à partir de laquelle caractériser les différents effets se produisant lors de la propagation du champ (dispersion, effets non linéaires, etc.). Nous pouvons ainsi voir le temps de cohérence comme l'analogue de la durée d'impulsion dans le cas d'une onde cohérente. Il apparaît dès lors que la dispersion va affecter l'onde incohérente en se basant sur son temps de cohérence, et non sur une durée d'impulsion impossible à définir clairement dans le cadre d'un champ stochastique. Nous devons alors redéfinir la longueur de dispersion  $L_D$ . Puisque c'est le temps de cohérence qui va déterminer l'amplitude des effets dispersifs, nous définissons, dans le cas d'une onde incohérente :

$$L_D = \frac{\tau_c^2}{|\beta_2|} \quad (2.9)$$

où  $\beta_2$  représente le terme de dispersion d'ordre 2. Il paraît légitime de relier ainsi les effets de la dispersion et le temps de cohérence. En effet, l'équation (2.8) nous indique qu'il existe un lien très clair entre la largeur spectrale et le temps de cohérence, de la même manière qu'il existe un rapport entre largeur spectrale et durée de l'impulsion dans le cas d'une onde cohérente. Ainsi, plus le temps de cohérence d'une onde sera faible, plus son spectre sera

large. La présence de nombreuses fréquences dans le spectre garantit des effets dispersifs importants, donc une longueur de dispersion faible. La définition du temps non linéaire ne changera pas, elle sera donc identique à celle donnée par l'équation (1.33) :

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (2.10)$$

avec  $\gamma$  le coefficient non linéaire du milieu, et  $P_0$  la puissance moyenne de l'onde.

### 2.1.3. Régime d'interaction

Il est intéressant, pour finir, de comparer le temps de cohérence au temps non linéaire lorsque l'on parle d'ondes incohérentes. En effet, un temps de cohérence nettement supérieur au temps non linéaire signifie que les fluctuations de l'onde ont peu de poids face aux interactions non linéaires. Dans ces conditions le caractère stochastique de l'onde influence peu l'évolution du champ en comparaison des autres effets. C'est pour cela que nous définissons deux régimes d'interaction : un régime d'interaction incohérent, défini par

$$L_D \ll L_{NL} \quad (2.11)$$

et un régime d'interaction cohérent, défini par

$$L_D \gg L_{NL} \quad (2.12)$$

Ces deux régimes nous indiquent qui, des effets linéaires ou des effets non linéaires, sont dominant au cours de l'interaction dans le matériau. Nous nous placerons par la suite dans le régime d'interaction incohérent. Cela signifie que les fluctuations du champ stochastique seront rapides devant les effets non linéaires : nous nous assurons donc de leur influence lors de la propagation de l'onde.

## 2.2. Instabilité Modulationnelle incohérente

Nous venons, dans la section précédente, de définir la notion d'onde optique incohérente que nous utiliserons dans notre étude, ainsi que ses principales caractéristiques. Nous allons maintenant nous intéresser au processus d'instabilité modulationnelle appliqué à une onde optique incohérente telle que nous la décrivons dans la section 2.1.2.



### 2.2.1. Equation fermée pour la fonction d'auto-corrélation

Nous allons étudier la propagation d'une onde dans une fibre optique. Nous ferons donc naturellement appel à l'équation de Schrödinger Non Linéaire (équation (1.24)) pour décrire sa propagation :

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \gamma |A|^2 A \quad (2.13)$$

Nous avons vu précédemment que la fonction d'auto-corrélation était la plus à même de décrire correctement l'évolution d'un champ stochastique ; nous allons donc l'exprimer sous la forme [48] :

$$C(z, t_1, t_2) = \langle A(z, t_1) A^*(z, t_2) \rangle = \int dt A(z, t - t_1) A^*(z, t - t_2) \quad (2.14)$$

Nous allons ensuite dériver l'expression (2.14) :

$$\frac{\partial C(z, t_1, t_2)}{\partial z} = \int dt \frac{\partial A(z, t - t_1)}{\partial z} A^*(z, t - t_2) + \int dt \frac{\partial A^*(z, t - t_2)}{\partial z} A(z, t - t_1) \quad (2.15)$$

En notant  $A_i = A(z, t - t_i)$  et en développant grâce à l'équation (2.13), nous obtenons :

$$\frac{\partial C(z, t_1, t_2)}{\partial z} = \int dt \left( -\frac{i\beta_2}{2} \right) \left( \frac{\partial^2 A_1}{\partial t_1^2} A_2^* - \frac{\partial^2 A_2^*}{\partial t_2^2} A_1 \right) + \int dt i\gamma (A_1 A_2^*) \left( |A_1|^2 - |A_2^*|^2 \right) \quad (2.16)$$

Cette équation se réduit finalement à :

$$\frac{\partial C(z, t_1, t_2)}{\partial z} = -i \frac{\beta_2}{2} \left( \frac{\partial^2 C(z, t_1, t_2)}{\partial t_1^2} - \frac{\partial^2 C(z, t_1, t_2)}{\partial t_2^2} \right) + i\gamma \left( \langle A_1^2 A_1^* A_2^* \rangle - \langle A_2^{*2} A_2 A_1 \rangle \right) \quad (2.17)$$

Nous faisons alors appel aux propriétés de la statistique gaussienne, qui nous permettent de décomposer les moments statistiques d'ordre 4 en produit de moments d'ordre 2. Ainsi :

$$\langle A_1^2 A_1^* A_2^* \rangle = 2 \langle A_1 A_1^* \rangle \langle A_1 A_2^* \rangle \quad (2.17)(a)$$

$$\langle A_2^{*2} A_1 A_2 \rangle = 2 \langle A_2 A_2^* \rangle \langle A_1 A_2^* \rangle \quad (2.17)(b)$$

Nous effectuons également le changement de variable suivant :

$$\eta = \frac{(t_1 + t_2)}{2} \quad (2.18)(a)$$

$$\tau = t_1 - t_2 \quad (2.18)(b)$$

Nous sommes alors en mesure d'écrire une équation d'évolution fermée pour la fonction d'auto-corrélation du champ stochastique :

$$i \frac{\partial C}{\partial z} = \beta_2 \frac{\partial^2 C}{\partial \eta \partial \tau} + 2\gamma \left( \langle |A_2|^2 - |A_1|^2 \rangle \right) C \quad (2.19)$$

## 2.2.2. Analyse de stabilité linéaire

Nous allons chercher à effectuer une analyse de stabilité linéaire de l'onde. Pour cela nous introduisons une perturbation dans la fonction d'auto-corrélation, et cherchons sous quelles conditions et à quelles fréquences cette perturbation est capable de croître dans le spectre de l'onde incohérente, générant par là même l'instabilité modulationnelle.

En écrivant la fonction d'auto-corrélation sous la forme :

$$C(\eta, \tau, z) = \left\langle A\left(\eta + \frac{\tau}{2}, z\right) A^*\left(\eta - \frac{\tau}{2}, z\right) \right\rangle \quad (2.20)$$

d'où

$$C(\eta, \tau, z) = C^*(\eta, -\tau, z) \quad (2.21)$$

et

$$C(\eta, \tau = 0, z) = \left\langle |u(\eta, z)|^2 \right\rangle \quad (2.22)$$

l'équation (2.19) peut alors se réécrire sous la forme :

$$i \frac{\partial C}{\partial z} = \beta_2 \frac{\partial^2 C}{\partial \eta \partial \tau} + 2\gamma \left( C\left(\eta - \frac{\tau}{2}, \tau = 0, z\right) - C\left(\eta + \frac{\tau}{2}, \tau = 0, z\right) \right) \quad (2.23)$$

Nous considérons maintenant que la fonction d'auto-corrélation du champ stochastique se décompose en un terme principal, représenté par une solution stationnaire de l'équation (2.23) et une perturbation inhomogène de faible amplitude par rapport au terme principal :

$$C(\eta, \tau, z) = C_0(\tau) + C_1(\eta, \tau, z) \quad (2.24)(a)$$

$$|C_0| \gg |C_1| \quad (2.24)(b)$$

Le terme  $C_1$  représente une perturbation quelconque, de faible amplitude, du champ stochastique. Nous la représentons ici par sa fonction d'auto-corrélation. La faible amplitude de la perturbation nous permet de linéariser le problème afin de le résoudre.

Dès lors l'équation (2.23) devient :

$$i \frac{\partial C_1}{\partial z} = \beta_2 \frac{\partial^2 C_1}{\partial \eta \partial \tau} + 2\gamma C_0(\tau) \left( C_1\left(\eta - \frac{\tau}{2}, 0, z\right) - C_1\left(\eta + \frac{\tau}{2}, 0, z\right) \right) \quad (2.25)$$

Nous allons désormais passer dans le domaine spectral pour continuer cette étude. Posons

$$\tilde{C}_1(\omega, \tau, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\eta C_1(\eta, \tau, z) e^{-i\omega\eta} \quad (2.26)$$

L'équation (2.25) prend alors la forme suivante :

$$i \frac{\partial \tilde{C}_1(\omega, \tau, z)}{\partial z} = i\beta_2 \omega \frac{\partial \tilde{C}_1(\omega, \tau, z)}{\partial \tau} + 2\gamma C_0(\tau) \tilde{C}_1(\omega, 0, z) \left[ e^{-i\frac{\omega\tau}{2}} - e^{i\frac{\omega\tau}{2}} \right] \quad (2.27)$$

Posons maintenant

$$\hat{C}_1(\omega, \Omega, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \tilde{C}_1(\omega, \tau, z) e^{-i\Omega\tau} \quad (2.28)(a)$$

et

$$\hat{C}_0(\Omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau C_0(\tau) e^{-i\Omega\tau} \quad (2.28)(b)$$

Nous obtenons finalement, par transformée de Laplace :

$$\hat{C}_1(\omega, \Omega, \lambda) = \int_0^{+\infty} dz \hat{C}_1(\omega, \Omega, z) e^{-\lambda z} \quad (2.29)$$

où  $\lambda$  représente le taux de croissance de la perturbation au fur et à mesure de la propagation. Nous aurons donc croissance de cette perturbation pour des valeurs positives de la partie réelle de  $\lambda$ . Nous allons chercher, dans ces conditions, à exprimer  $\lambda$ . Il en découle finalement l'équation d'évolution de la perturbation dans le domaine spectral :

$$i\lambda \hat{C}_1(\omega, \Omega, \lambda) = -\beta_2 \Omega \omega \hat{C}_1(\omega, \Omega, \lambda) + 2\gamma \int_{\Omega} d\Omega' \hat{C}_1(\omega, \Omega', \lambda) \left[ \hat{C}_0\left(\Omega + \frac{\omega}{2}\right) - \hat{C}_0\left(\Omega - \frac{\omega}{2}\right) \right] \quad (2.30)$$

Par conséquent :

$$2\gamma \left[ \hat{C}_0\left(\Omega + \frac{\omega}{2}\right) - \hat{C}_0\left(\Omega - \frac{\omega}{2}\right) \right] = \frac{(i\lambda + \beta_2 \Omega \omega) \hat{C}_1(\omega, \Omega, \lambda)}{\int_{\Omega} d\Omega' \hat{C}_1(\omega, \Omega', \lambda)} \quad (2.31)$$

D'où :

$$2\gamma \int_{\Omega} d\Omega' \frac{\hat{C}_0\left(\Omega + \frac{\omega}{2}\right) - \hat{C}_0\left(\Omega - \frac{\omega}{2}\right)}{i\lambda + \beta_2 \Omega \omega} = 1 \quad (2.32)$$

Cette équation est tout à fait similaire à celle obtenue dans le cas de matériaux à réponse non instantanée, la seule différence résidant dans le facteur 2 qui précède  $\gamma$ . Cette différence s'explique assez simplement. L'équation d'évolution du champ s'écrit, dans le cas d'un matériau à réponse non instantanée :

$$i \frac{\partial A}{\partial t} = \langle |A|^2 \rangle A + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \quad (2.33)$$

C'est la moyenne du profil d'intensité du champ qui intervient ici, contrairement au cas que nous étudions. Elle traduit la réponse du matériau, qui va ainsi être incapable de percevoir les fluctuations rapides du champ, comme illustré dans la section 1. Le fait de considérer directement le profil d'intensité dans notre équation d'évolution, et d'attribuer au champ une statistique qui nous permette de l'étudier, est responsable de l'apparition de ce facteur 2.

Il a déjà été remarqué, dans les études concernant les matériaux à réponse non instantanée, que seul un spectre Lorentzien permet d'aboutir à une expression analytique du gain à partir de l'équation (2.32). Nous allons donc étudier ce type de spectre. En vertu du théorème de Wiener-Kintchine, nous pouvons écrire que le spectre s'identifie à la transformée de Fourier de la fonction d'auto corrélation. Il s'exprime donc par :

$$\widehat{C}_0(X) = P_0 \frac{\sigma}{\pi} \frac{1}{\sigma^2 + X^2} \quad (2.34)$$

avec  $\sigma$  la largeur spectrale à mi hauteur et  $P_0$  la puissance moyenne.

D'où

$$\int_{\Omega} d\Omega \widehat{C}_0(\Omega) = P_0 \quad (2.35)$$

En introduisant le spectre tel qu'il est défini par l'expression (2.34) dans l'équation (2.32), nous obtenons :

$$2\gamma P_0 \frac{\sigma}{\pi} \int_X dX \frac{1}{i\lambda + \beta_2 \omega X} \left[ \frac{1}{\sigma^2 + \left(X + \frac{\omega}{2}\right)^2} - \frac{1}{\sigma^2 + \left(X - \frac{\omega}{2}\right)^2} \right] = 1 \quad (2.36)$$

La fonction du membre de droite de l'équation (2.36) est dotée de trois pôles :

$$\begin{aligned} X_{1,2} &= \pm i\sigma^2 \pm \frac{\omega}{2} \\ X_3 &= -\frac{i\lambda}{\beta_2 \omega} \end{aligned} \quad (2.37)$$

Il est donc possible de résoudre cette intégrale par la méthode des résidus. L'équation (2.36) devient alors :

$$2\gamma P_0 \left[ \frac{1}{i\lambda + i|\beta_2 \omega| \sigma + \frac{|\beta_2|}{2} \omega^2} + \frac{1}{-i\lambda - i|\beta_2 \omega| \sigma + \frac{|\beta_2|}{2} \omega^2} \right] = 1 \quad (2.38)$$

Autrement dit,

$$-2\gamma\mathcal{P}_0 \left[ \frac{|\beta_2|\omega^2}{\frac{\beta_2^2}{4}\omega^4 + (\lambda + |\beta_2\omega|\sigma)^2} \right] = 1 \quad (2.39)$$

Ceci nous amène finalement à l'expression de  $\lambda$  :

$$\lambda = -|\beta_2\omega|\sigma + \left| \frac{\beta_2}{2}\omega \right| \sqrt{\frac{8\gamma\mathcal{P}_0}{-\beta_2} - \omega^2} \quad (2.40)$$

Comme nous l'avons dit plus haut, il est nécessaire que  $\lambda$  soit réel et positif pour que la perturbation puisse croître : il faut donc que  $\beta_2$  soit négatif si nous voulons que la racine puisse donner une valeur réelle. Il sera donc nécessaire de se trouver en régime de dispersion anormale pour pouvoir éventuellement observer de l'instabilité modulationnelle incohérente. Ce résultat est tout à fait similaire au cas cohérent. Nous pouvons même pousser la comparaison un peu plus loin. La formule (2.40) est en effet comparable au cas cohérent [1], à condition de remplacer dans celui-ci  $\gamma$  par  $2\gamma$ . Alors :

$$\lambda^{incoh} = \lambda_{\gamma \rightarrow 2\gamma}^{coh} - |\beta_2\omega|\sigma \quad (2.41)$$

Nous voyons que ces deux formules sont semblables, au terme  $-2|\beta_2\omega|\sigma$  près. L'importance de ce terme d'amortissement et son impact sur le comportement de l'instabilité modulationnelle incohérente, seront discutés par la suite. Nous définissons également le gain de manière usuelle, à savoir  $g(\omega) = 2\lambda$ . Il s'écrit donc, en considérant un  $\beta_2$  négatif [49] :

$$g(\omega) = -2|\beta_2\omega|\sigma + |\beta_2\omega| \sqrt{\frac{8\gamma\mathcal{P}_0}{|\beta_2|} - \omega^2} \quad (2.42)$$

### 2.2.3. Analyse du résultat

Le gain d'instabilité modulationnelle obtenu pour un milieu non linéaire à réponse instantanée (équation (2.42)) est tout à fait similaire, dans sa forme, à celui calculé pour les milieux à réponse non instantanée [12-20, 28]. Or il est apparu dans des travaux précédents une différence notable avec le cas cohérent : une incohérence trop élevée de l'onde peut supprimer l'instabilité modulationnelle [50]. Qu'en est-il dans notre cas ?

### 2.2.3.1. Seuil de disparition de l'instabilité modulationnelle incohérente dans un milieu non linéaire à réponse instantanée

Nous avons vu (équations (2.40) et (2.41)) que le taux de croissance (ou le gain) du processus d'instabilité modulationnelle incohérente est une fonction de  $\omega$ . Nous pouvons donc dire que le processus d'instabilité modulationnelle incohérente disparaît si ce taux de croissance  $\lambda$  est nul pour toute valeur de  $\omega$ . Autrement dit, l'instabilité modulationnelle incohérente ne peut pas exister, pour de l'instabilité modulationnelle scalaire standard, si la pente de  $\lambda$  à l'origine est nulle :

$$\left. \frac{d\lambda}{d\omega} \right|_{\omega=0} = 0 \quad (2.43)$$

En dérivant l'équation (2.40), cette condition se réécrit sous la forme :

$$|\beta_2| \left[ -\sigma + \sqrt{\frac{2\mathcal{P}_0}{|\beta_2|} - \frac{\omega^2}{4}} \right] + |\beta_2 \omega| \left[ \frac{-\omega}{4 \sqrt{\frac{2\mathcal{P}_0}{|\beta_2|} - \frac{\omega^2}{4}}} \right] \Big|_{\omega=0} = 0 \quad (2.44)$$

Il apparaît donc la condition de seuil suivante [49] :

$$\frac{2\mathcal{P}_0}{|\beta_2|} > \sigma^2 \quad (2.45)$$

L'instabilité modulationnelle disparaîtra si cette condition n'est pas remplie. Cette condition peut être interprétée comme une disparition de l'instabilité modulationnelle pour une trop grande incohérence de l'onde. En effet, l'équation (2.8) relie la largeur du spectre avec le temps de cohérence de l'onde : un spectre large implique un temps de cohérence faible, donc une onde fortement incohérente. Cet effet est inconnu dans le cas cohérent : aucun seuil n'existe, la présence d'instabilité modulationnelle ne dépendant que de la puissance de l'onde et de la non linéarité du milieu. Il est assez aisé de visualiser la cause de ce seuil. Nous avons vu que l'instabilité modulationnelle disparaissait si  $\sigma^2 > \frac{2\mathcal{P}_0}{|\beta_2|}$ . Autrement dit, l'instabilité

modulationnelle cesse d'exister lorsque la largeur du spectre devient comparable à la fréquence d'instabilité modulationnelle optimale, donnée dans le cas cohérent par  $\omega_{\max}^2 = \frac{2\mathcal{P}_0}{|\beta_2|}$ . Le terme d'amortissement  $-2|\beta_2 \omega| \sigma$  est en effet responsable de la

disparition, au-delà de ce seuil, du phénomène d'instabilité incohérente : il prend le pas sur le premier terme, et fait tendre le gain vers 0 lorsque la largeur spectrale est trop importante.

L'existence d'un seuil conditionnant l'apparition de l'instabilité modulationnelle incohérente marque une distinction très nette avec le cas cohérent. Il est cependant nécessaire d'analyser le comportement du gain si nous désirons compléter la comparaison.

### 2.2.3.2. Allure du gain incohérent

Nous allons maintenant regarder et étudier le gain d'instabilité incohérente présenté dans l'équation (2.42). Notons tout d'abord que, comme le montre l'expression (2.41), le gain se décompose en deux parties : un terme de gain à proprement parler, analogue à celui obtenu dans le cas cohérent ; et un terme d'amortissement donné par  $-2|\beta_2\omega|\sigma$ . Ce terme traduit effectivement une diminution du gain au fur et à mesure que l'incohérence de l'onde (donnée par  $\sigma$ ) augmente. Nous pourrions donc imaginer que le gain de d'instabilité modulationnelle incohérente, pénalisé par ce terme d'amortissement, est globalement plus faible que le gain cohérent. Traçons, à titre de comparaison, la courbe de gain d'instabilité modulationnelle incohérente pour une incohérence modérée de l'onde  $\sigma^2 \ll \frac{2\mathcal{P}_0}{|\beta_2|}$ . La courbe obtenue, visible

en Fig. 15, indique au contraire que le gain d'instabilité modulationnelle est sensiblement plus élevé dans ce cas que dans le cas cohérent. Il en est d'ailleurs de même pour la fréquence de modulation optimale  $\omega_0$ , qui correspond au gain maximal.

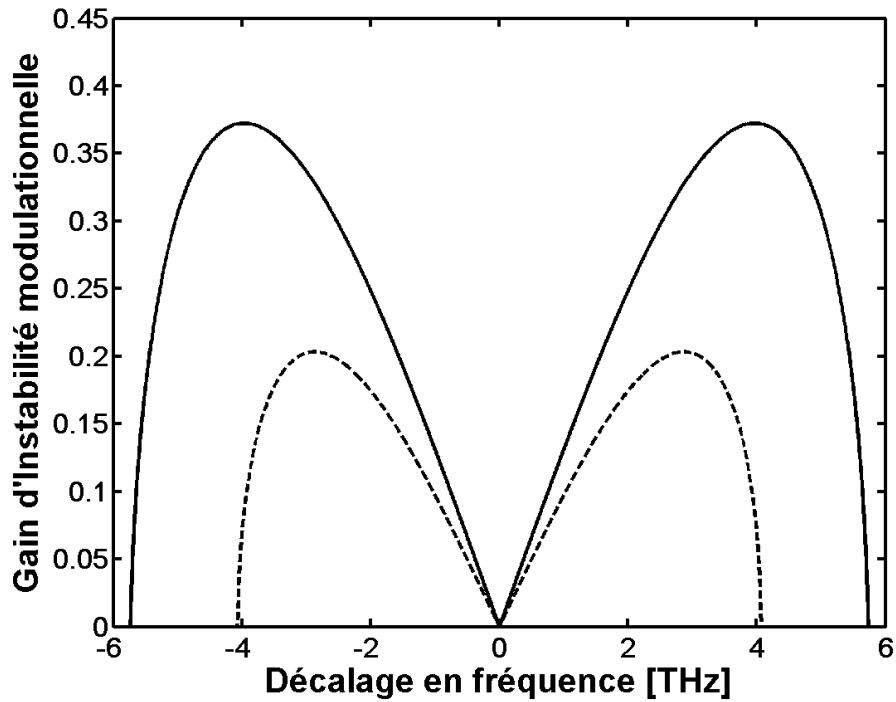


Fig. 15 Gain d'instabilité modulationnelle calculé pour une incohérence modérée (trait plein),  $\sigma_{FWHM} = 345$  GHz, et dans le cas cohérent (pointillés), pour une puissance  $P_0$  de 40 W, calculé autour de 1324 nm

Si nous traçons la fréquence d'instabilité modulationnelle optimale en fonction de la longueur d'onde de la pompe, nous apercevons en effet qu'elle prend elle aussi des valeurs nettement supérieures au cas cohérent (avec un facteur  $\cong \sqrt{2}$  entre les deux), comme le montre la Fig. 16.



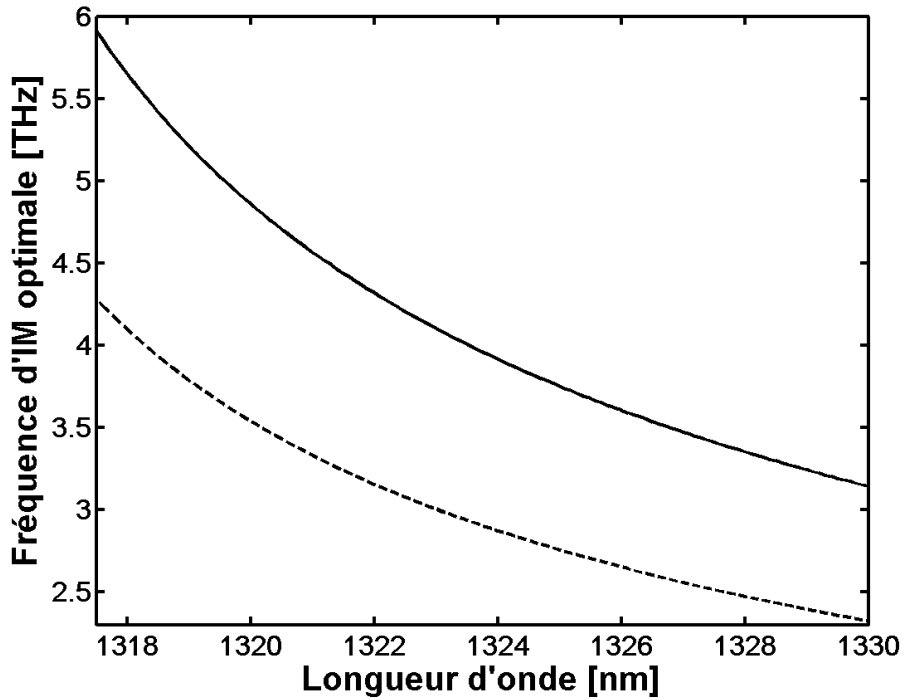


Fig. 16 Fréquence d'instabilité modulationnelle optimale calculée pour une incohérence modérée (trait plein),  $\sigma_{FWHM} = 345$  GHz, et dans le cas cohérent (pointillés), calculé autour de 1324 nm et pour une puissance  $P_0$  de 40 W.

Cette nette augmentation du gain et de la fréquence optimale est due, numériquement, au facteur 2 qui apparaît devant  $\gamma$  par rapport au gain cohérent (cf. équation (2.41)). Pour un  $\sigma$  faible le deuxième terme du gain est alors prépondérant et explique le comportement observé. A l'inverse, une incohérence trop élevée ( $\sigma$  important) rendra le terme d'amortissement dominant et provoquera une chute sensible du gain, comme le montre la Fig. 17.

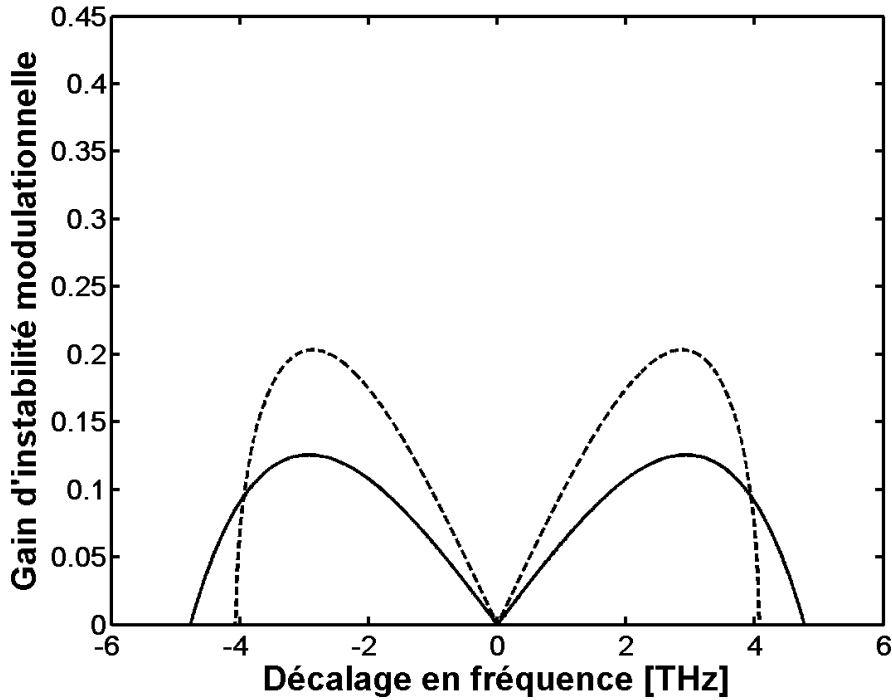


Fig. 17 Gain d'instabilité modulationnelle pour une forte incohérence (trait plein),  $\sigma_{FWHM} = 3.2$  THz, et dans le cas cohérent (pointillés), avec  $P_0 = 40$  W, calculé autour de 1324 nm.

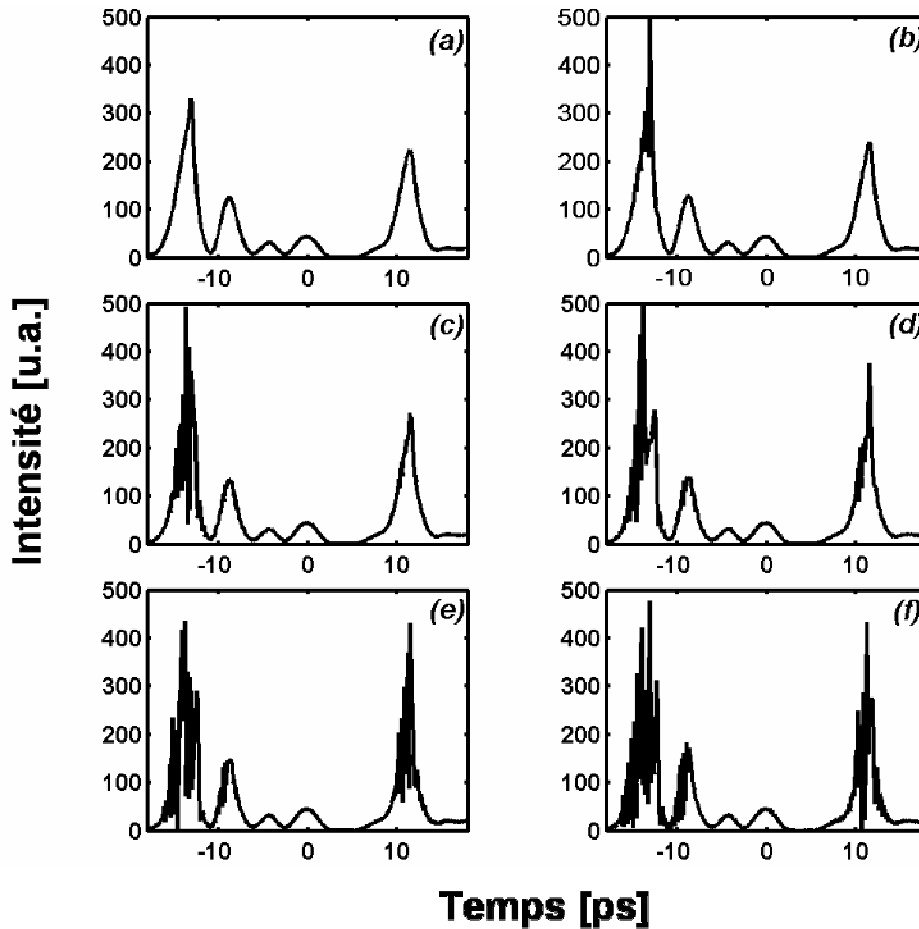
Dans ce cas le terme d'amortissement écrase complètement le deuxième terme, allant jusqu'à faire disparaître complètement le processus d'instabilité modulationnelle incohérente lorsque le seuil d'existence est dépassé (équation 2.45).

### 2.2.3.3. Interprétation du comportement du gain

Nous venons de voir que le gain et les fréquences optimales d'instabilité modulationnelle incohérente dans un milieu non linéaire à réponse instantanée sont nettement plus élevés que dans le cas cohérent. Si l'étude de la formule du gain nous indique effectivement cette augmentation (cf. section 2.2.3.2), quelle en est l'interprétation physique ?

Notons tout d'abord que ce comportement n'a pas été observé lors des études d'instabilité modulationnelle en milieu non linéaire à réponse non instantanée. Il paraît donc raisonnable de dire que le temps de réponse du matériau joue un rôle prépondérant dans ce comportement. Nous avons vu dans les paragraphes précédents que l'onde considérée présente de fortes fluctuations d'intensité dans son profil temporel, du fait de sa nature stochastique et du régime d'interaction dans lequel nous nous plaçons (temps de cohérence faible). Ces fluctuations conduiront donc à des pics d'intensité très élevés, bien plus que pour une onde cohérente de même intensité moyenne. Or nous savons que le taux de croissance de l'instabilité

modulationnelle dépend de l'intensité de l'onde : les pics de plus haute intensité verront se développer l'instabilité modulationnelle incohérente en premier, comme l'illustre la Fig. 18.



*Fig. 18 Apparition de l'instabilité modulationnelle pour une onde incohérente. Evolution du profil d'intensité de l'onde au fur et à mesure de sa propagation : de 45 m (a) à 70 m (f), par pas de 5 m. Nous voyons nettement que la modulation se développe en premier lieu sur le pic de plus forte intensité, puis sur les autres pics par ordre d'intensité décroissante.*

Ces pics d'intensité étant naturellement plus élevés que dans le cas cohérent, ils conduiront logiquement à des valeurs de gain et de fréquence de modulation optimale supérieures à leurs analogues du cas cohérent [49]. Le facteur exact dépend de la statistique considérée. Celle-ci jouera donc elle aussi un rôle important. Cette caractéristique est bien due au temps de réponse du matériau. Un milieu non linéaire à réponse non instantanée ne répond qu'à la moyenne temporelle de l'intensité de l'onde : il est donc totalement incapable de percevoir ses fluctuations. Cela explique pourquoi cette caractéristique n'a jamais pu être observée lors d'expériences précédentes concernant l'instabilité modulationnelle incohérente dans les milieux non linéaires à réponse non instantanée. Le milieu que nous considérons est, lui, capable de répondre à chaque fluctuation d'intensité de l'onde. Le comportement de

l'instabilité modulationnelle dans les milieux non linéaires à réponse instantanée rend donc bien compte de l'incohérence de l'onde.

### **3. Démonstration expérimentale des propriétés de l'instabilité modulationnelle incohérente**

L'analyse théorique nous ayant fourni de précieux renseignements sur le comportement supposé de l'instabilité modulationnelle incohérente, il est maintenant nécessaire de confronter les résultats fournis par le modèle à l'expérience. Nous allons pour cela travailler avec une source partiellement incohérente temporellement, délivrant des impulsions optiques que nous ferons propager dans une fibre télécom standard monomode. Le processus d'instabilité incohérente étant un processus statistique, nous ferons une acquisition du spectre transmis moyennée dans le temps. Ce travail repose sur une étude en longueur d'onde, dans le domaine de dispersion anormal, des fréquences de modulation caractéristiques de l'instabilité modulationnelle.

#### **3.1. Choix de la source**

La source partiellement cohérente utilisée est un oscillateur paramétrique optique (OPO) pompé par un laser Nd :YAG à fréquence triplée. Le laser Nd :YAG (Yttrium-Aluminium-Garnet) utilisé est un laser impulsif fonctionnant à 25 Hz. Il fonctionne à  $\lambda = 355$  nm. Le laser est injecté par un mini laser YAG pompé par une diode laser continue afin d'être parfaitement monomode longitudinal. L'OPO est une cavité optique constituée de deux miroirs (le miroir de sortie étant partiellement réfléchissant) dans laquelle se trouve un cristal non linéaire. L'onde incidente (onde pompe) interagit avec le cristal sous la forme de mélange à quatre ondes dégénéré. Deux photons de la pompe donnent ainsi naissance à un photon Stokes et un photon anti-Stokes, générant une onde signal de fréquence  $\omega_s$  et une onde idler de fréquence  $\omega_i$ . Ce processus est élastique. La condition d'accord de phase est fixée par la position du cristal : son orientation conditionnera les fréquences, et donc les vecteurs d'onde, pouvant exister dans la cavité. L'OPO est donc un système accordable en longueur d'onde, la sélection des longueurs d'ondes s'opérant par le placement du cristal. Le principe de fonctionnement de l'OPO est résumé sur la Fig. 19.

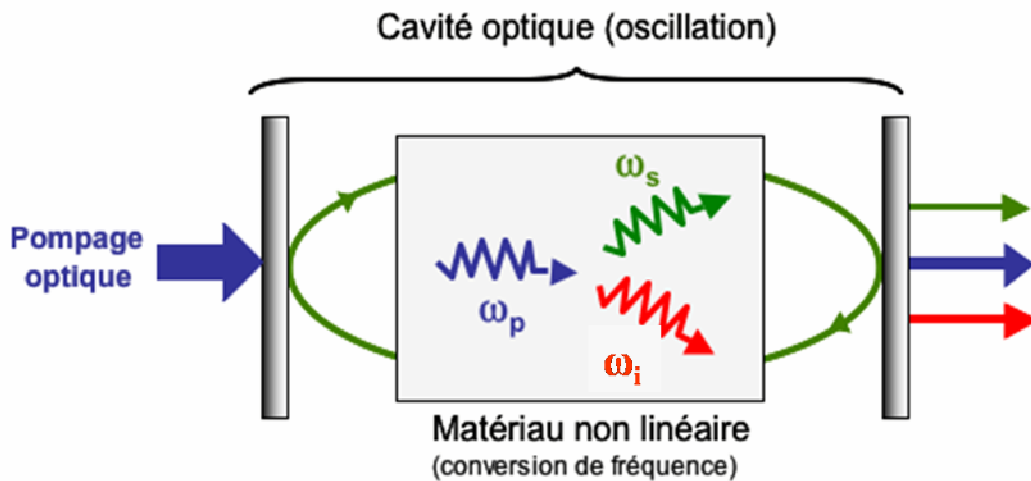


Fig. 19 Principe de fonctionnement d'un oscillateur paramétrique optique (OPO)

Notre OPO nous a permis de travailler dans l'infrarouge, aux alentours de 1320 nm, en délivrant en sortie des impulsions lumineuses de largeur à mi hauteur plus étroites que celles du laser pompe ( $\approx 2$  ns). Nous avons choisi cet OPO comme source pour plusieurs raisons. Tout d'abord, l'accordabilité du dispositif nous garantissait la possibilité de faire une étude en longueur d'onde de la MI incohérente. Ensuite, cet OPO était multimode, chaque impulsion résultait donc d'une superposition de modes. Chacun d'entre eux étant centré à une longueur d'onde légèrement différente des autres, nous avons obtenu des impulsions dont la largeur spectrale en sortie  $\sigma = 3.2$  nm était largement supérieure à la limite donnée par la transformée de Fourier de l'impulsion (environ  $10^{-3}$  nm). Les différents modes n'étant naturellement pas en phase les uns avec les autres, les impulsions présentaient une forte incohérence temporelle, caractérisée par d'importantes fluctuations du profil d'intensité et un temps de cohérence de l'ordre de la picoseconde. Remarquons que l'hypothèse de statistique stationnaire, faite dans la section 2.1.2.5, ne peut pas être parfaitement remplie dans le cadre d'un régime impulsionnel. Néanmoins le temps de cohérence du champ, très faible devant la durée de l'impulsion, permet de considérer cette approximation comme vérifiée localement à l'échelle de l'impulsion.

### 3.2. Dispositif expérimental

Le schéma de l'expérience effectuée au laboratoire est visible sur la Fig. 20. Comme indiqué précédemment, la source incohérente que nous utilisons est constituée d'un OPO Quanta Ray

pompé par un laser Nd :YAG à fréquence triplée et émettant dans l'infrarouge, aux alentours de 1320 nm.

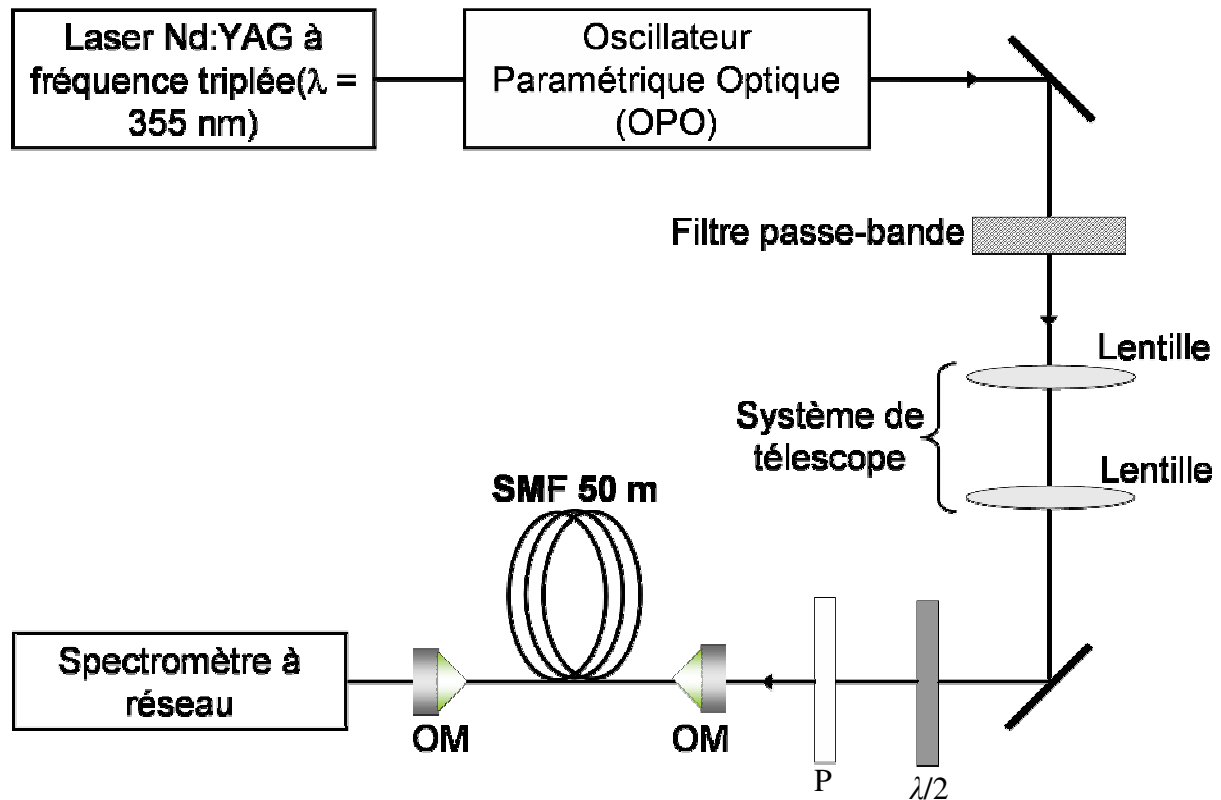


Fig. 20 Schéma du dispositif expérimental. OM: objectif de microscope. P : polariseur.  $\lambda/2$  : lame demi onde

Nous utilisons, en sortie de l'OPO, un filtre passe bande afin d'affiner le spectre des impulsions émises. Nous nous plaçons alors dans la condition d'incohérence modérée, comme indiqué dans l'équation (2.45) en réduisant la largeur spectrale de l'onde émise (nous passons de 3.2 nm à 2 nm). Ce filtre ajuste la forme du spectre incident en une gaussienne de 2 nm de largeur à mi-hauteur. Il nous permet ainsi de remplir les conditions de l'équation (2.45). Le faisceau issu de l'OPO a un diamètre transverse d'environ 5 mm, ce qui le rend peu adapté à une injection dans la fibre optique. Les deux lentilles, montées en télescope, permettent de diminuer la taille du faisceau. Nous utilisons pour cela deux lentilles convergentes dont le rapport des focales correspond à la variation que nous voulons appliquer à la taille de notre faisceau. En séparant les lentilles d'une distance  $f_1 + f_2$ , où  $f_1$  et  $f_2$  correspondent aux distances focales des lentilles, le diamètre  $D$  du faisceau varie alors d'un facteur  $\frac{f_2}{f_1}$  tel que  $d = \frac{f_2}{f_1} D$ , où  $d$  est le diamètre du faisceau en sortie. Nous avons utilisé une première lentille convergente de focale  $f_1 = 20$  cm, et une seconde de focale  $f_2 = 10$  cm, diminuant ainsi de moitié notre diamètre de faisceau (jusqu'à atteindre 2.5 mm), et facilitant grandement l'injection dans la fibre. Sachant que notre fibre a une ouverture numérique de 0.13 et un

diamètre de cœur de  $8.3 \mu\text{m}$  et que nous utilisons des objectifs de microscope dotés d'un grandissement  $\times 20$  et d'une distance focale  $f = 5 \text{ mm}$ , nous pouvons en déduire que le diamètre de faisceau idéal est, pour  $\lambda = 1324 \text{ nm}$ , de  $0.965 \text{ mm}$ . Le matériel à notre disposition (principalement les lentilles) ne nous permet pas de réduire d'avantage la taille du faisceau afin d'atteindre cette taille idéale. Nous sommes cependant capables d'améliorer grandement, par ce procédé, le couplage dans la fibre. Le dispositif contient ensuite une lame demi onde et un polariseur, utilisés pour contrôler la puissance des impulsions injectées dans la fibre. En pratique, nous avons injecté des impulsions de  $40 \text{ W}$  de puissance crête. La fibre utilisée est une fibre SMF monomode de  $50 \text{ m}$  de long. C'est un modèle standard dans les Télécoms. Elle est dotée des paramètres suivant : longueur d'onde de dispersion nulle  $\lambda_0 = 1312 \text{ nm}$ , pente de dispersion  $S = 0.056 \text{ ps/nm}^2/\text{km}$ , coefficient non linéaire  $\gamma = 2.5 \times 10^{-3} \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$ .

### 3.2.1. Conditions d'injection

Une fois le diamètre du faisceau diminué, il est injecté dans la fibre optique à l'aide d'un objectif de microscope  $\times 20$ . Il est important de remarquer, à ce stade du montage, qu'il faut être particulièrement prudent lors de l'injection du faisceau dans la fibre : celui-ci est très focalisé (donc il est de forte intensité), ce qui présente un risque non négligeable de dégradation de la fibre en cas d'injection imparfaite. Celle-ci s'effectuant à l'air libre, contrairement à beaucoup d'expériences dans l'infrarouge qui utilisent des systèmes entièrement fibrés, la précision des réglages et la propreté de l'extrémité de la fibre (poussières, etc.) sont critiques. Nous utilisons, à cette fin, un support de fibre équipé de réglages en translation (vertical et horizontal), de deux réglages en rotation et d'un réglage de focalisation. Des filtres sont placés en amont durant les réglages, pour minimiser les risques de dégâts pour la fibre. L'injection est optimisée à l'aide d'une photodiode placée en sortie, qui nous permet de maximiser le signal transmis via la fibre.

### 3.2.2. Acquisition des données

Comme nous l'avons vu dans la partie théorique de cette étude, il est nécessaire de se trouver en régime de dispersion anormal pour observer l'instabilité modulationnelle incohérente. C'est pour cette raison que notre étude s'est faite pour des longueurs d'ondes supérieures à  $\lambda_0 = 1312 \text{ nm}$ . Grâce aux propriétés d'accordabilité de l'OPO, nous avons été capables de travailler entre  $1318$  et  $1330 \text{ nm}$ .



Les spectres ont été mesurés à l'aide d'un spectromètre à réseau d'une résolution de 0.13 nm. Celui-ci est constitué d'un réseau diffractant la lumière dans une direction dépendant de la longueur d'onde, et d'une photodiode INGaAS mesurant le signal ainsi obtenu. Un asservissement électronique permet de balayer la plage de longueur d'onde de son choix. La photodiode est dotée d'un seuil de saturation relativement bas. Il est donc nécessaire de placer un filtre en entrée du spectromètre lorsque celui-ci balaye la pompe. Nous avons à cette fin utilisé un filtre de 20 dB.

Il est utile de rappeler que l'instabilité modulationnelle incohérente est un phénomène statistique, ce qui signifie qu'un échantillon conséquent de mesures est nécessaire afin de faire nos mesures. C'est pour cette raison, et également pour minimiser le bruit présent dans nos mesures, que chaque point du spectre a été moyenné 50 fois lors des acquisitions. N'oublions pas que l'instabilité modulationnelle a besoin d'une perturbation pour se développer. Dans notre cas, ce rôle est joué par le bruit quantique présent naturellement dans la fibre lors de la propagation d'une impulsion.

Un critère important pour cette expérience est la stabilité en puissance du signal. L'enregistrement d'un spectre étant relativement long (environ une heure), il est primordial que l'OPO reste stable en puissance sur cette durée. Une vérification est simplement effectuée en faisant une mesure de puissance en début et en fin d'enregistrement, seuls les spectres remplissant cette condition sont conservés.

### **3.3. Résultats expérimentaux : étude en longueur d'onde**

Nous avons choisi, pour étudier l'instabilité modulationnelle incohérente, d'effectuer une étude en longueur d'onde. L'accordabilité de l'OPO nous a permis d'avoir des impulsions de 40 W de puissance crête aux longueurs d'ondes requises, dans le domaine d'étude que nous nous étions fixé (1318-1330 nm). Nous avons ensuite cherché à observer sur les spectres enregistrés les traces caractéristiques de l'instabilité modulationnelle incohérente. Le modèle théorique établi dans la section 2 nous apprend que l'instabilité modulationnelle incohérente est censée se caractériser par une fréquence de modulation optimale  $\omega_0$  et par un gain maximum  $g_0$  nettement supérieurs à ceux obtenus dans le cas cohérent. Ces deux grandeurs sont donc des candidates idéales comme critère de sélection pour notre étude : leur caractérisation nous permettra de déterminer si, oui ou non, nous observons de l'instabilité modulationnelle incohérente. C'est la fréquence de modulation optimale  $\omega_0$  qui a finalement

été retenue pour l'étude. Il nous a semblé que la mesure de fréquence de pics différenciés du pic de pompe était, à priori, plus simple à mettre en œuvre que la mesure en intensité de pics d'instabilité modulationnelle. Les résultats obtenus ont confirmé ce choix à posteriori.

### 3.3.1. Exemple de spectre expérimental et discussion

Nous pouvons observer sur la Fig. 21 un spectre typique enregistré au spectromètre. Il a été obtenu pour une impulsion de longueur d'onde  $\lambda_p = 1326$  nm, de 40 W de puissance crête [49].

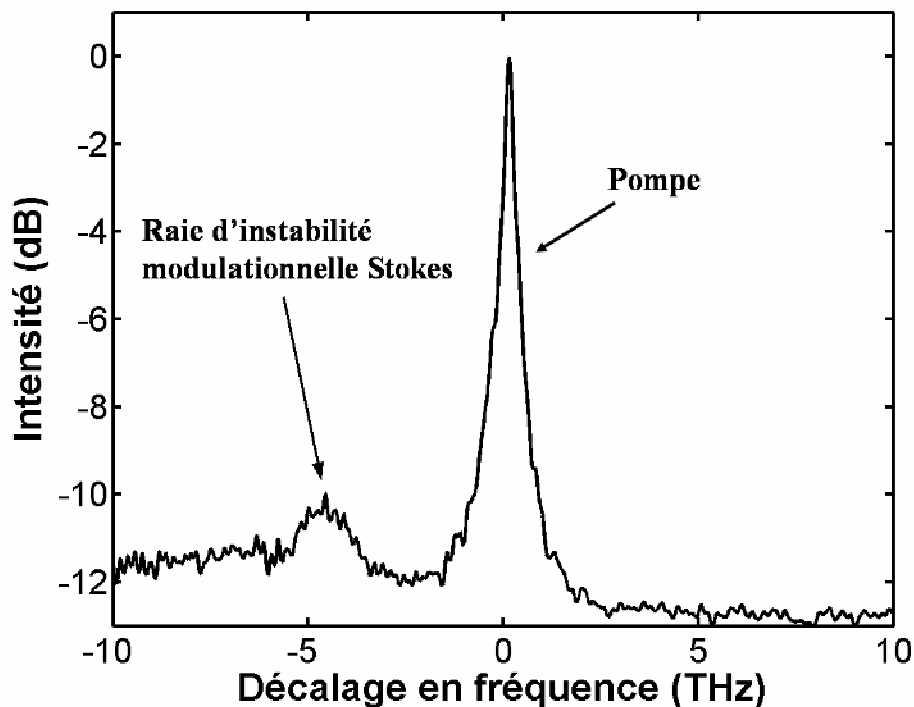


Fig. 21 Spectre expérimental obtenu pour une impulsion de 40 W de puissance crête, de 1326 nm de longueur d'onde, s'étant propagé dans 50 m de fibre SMF 28.

Le spectre ci-dessus, représenté en échelle log, présente plusieurs caractéristiques remarquables. La plus notable est la présence d'une raie Stokes décalée de -4.7 THz par rapport à la pompe, que nous pouvons interpréter comme une raie d'instabilité modulationnelle. Or l'instabilité modulationnelle se caractérise par des raies Stokes et anti-Stokes symétriques par rapport à la pompe : comment ce fait-il qu'aucune raie anti-Stokes ne soit visible ? En fait, cette situation est envisageable si un deuxième phénomène, de type dissipatif, intervient pour dépeupler la raie anti-Stokes. Nous savons que la diffusion Raman stimulée (SRS) est capable de transférer de l'énergie d'une onde pompe vers une onde signal pour peu que le décalage en fréquence entre la pompe et le signal soit situé dans la courbe de

gain Raman. Ceci étant, la raie d'instabilité modulationnelle anti-Stokes devrait être décalée de  $\nu_0 = 4.7$  THz avec la pompe, et de  $2\nu_0 = 9.4$  THz avec la raie Stokes. La raie anti-Stokes étant la raie de plus haute fréquence, elle devrait jouer le rôle de la pompe vis-à-vis de la SRS. La Fig. 22 nous indique, en utilisant le modèle développé dans le premier chapitre de ce mémoire, qu'effectivement le gain Raman est important dans ce cas là, surtout entre la raie Stokes et la raie anti-Stokes, pour lesquelles le gain se situe près du maximum. Le gain entre la pompe et la raie Stokes sera toutefois relativement important lui aussi, la puissance de la pompe étant très largement supérieure à la puissance de la raie anti-Stokes. Il y aura donc également une amplification de la raie Stokes par la pompe.

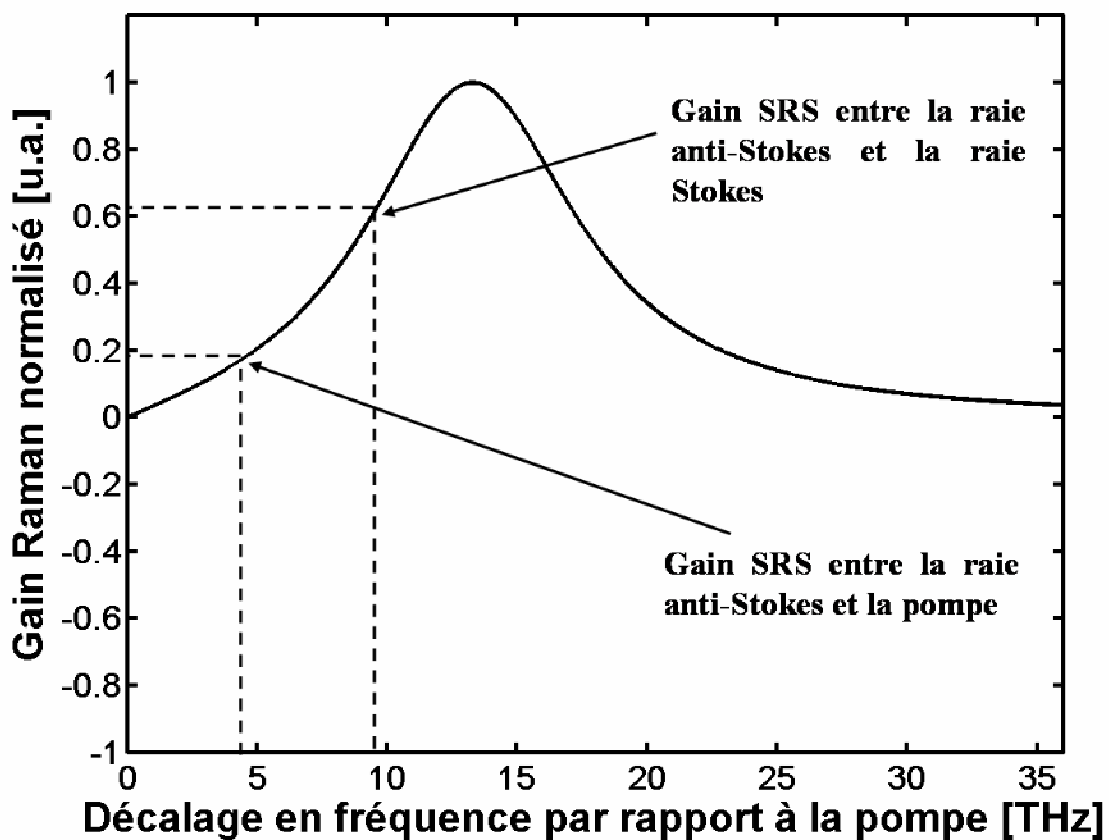


Fig. 22 Gain théorique normalisé pour le processus de diffusion Raman stimulée (SRS) entre la raie d'instabilité modulationnelle anti-Stokes et la pompe d'une part, entre la raie anti-Stokes et la raie Stokes d'autre part.

Nous ferons donc face à deux processus : diffusion Raman stimulée entre la raie d'instabilité modulationnelle anti-Stokes et la raie Stokes qui conduit à un transfert quasi-total de l'énergie de la raie anti-Stokes vers la raie Stokes, provoquant la disparition de la raie anti-Stokes et l'amplification de la raie Stokes ; et diffusion Raman stimulée entre la raie Stokes et la pompe, qui amplifie la raie Stokes et renforce encore d'avantage l'asymétrie du spectre. Remarquons enfin que la diffusion Raman stimulée ne semble pas jouer de rôle sur la position

de la raie Stokes, se contentant de transférer de l'énergie de la raie anti-Stokes vers la raie Stokes. La raie Stokes est en effet trop fine ( $\approx 1$  THz) pour subir efficacement un décalage par Raman self-frequency shift.

### 3.3.2. Généralisation aux autres spectres expérimentaux

Des raies Stokes d'instabilité modulationnelles sont également visibles sur nos autres spectres expérimentaux, pour des longueurs d'ondes situées entre 1318 et 1330 nm. De manière identique au spectre présenté plus haut, les raies anti-Stokes ne sont jamais visibles. Les fréquences d'instabilité modulationnelle sont comprises entre  $\nu_0 = 4.5$  et  $\nu_0 = 6.5$  THz comme le montre la Fig. 23, ce qui conduirait à un décalage entre la raie Stokes et la raie anti-Stokes variant de 9 à 13 THz. Le gain Raman de la silice est maximal sur cette plage de longueurs d'ondes, rendant par là même le processus très efficace : nous pouvons donc étendre notre explication concernant le dépeuplement des raies anti-Stokes d'instabilité modulationnelle à l'ensemble des cas étudiés ici, d'autant plus que ce type d'asymétrie a déjà été observé dans des travaux précédents [62].

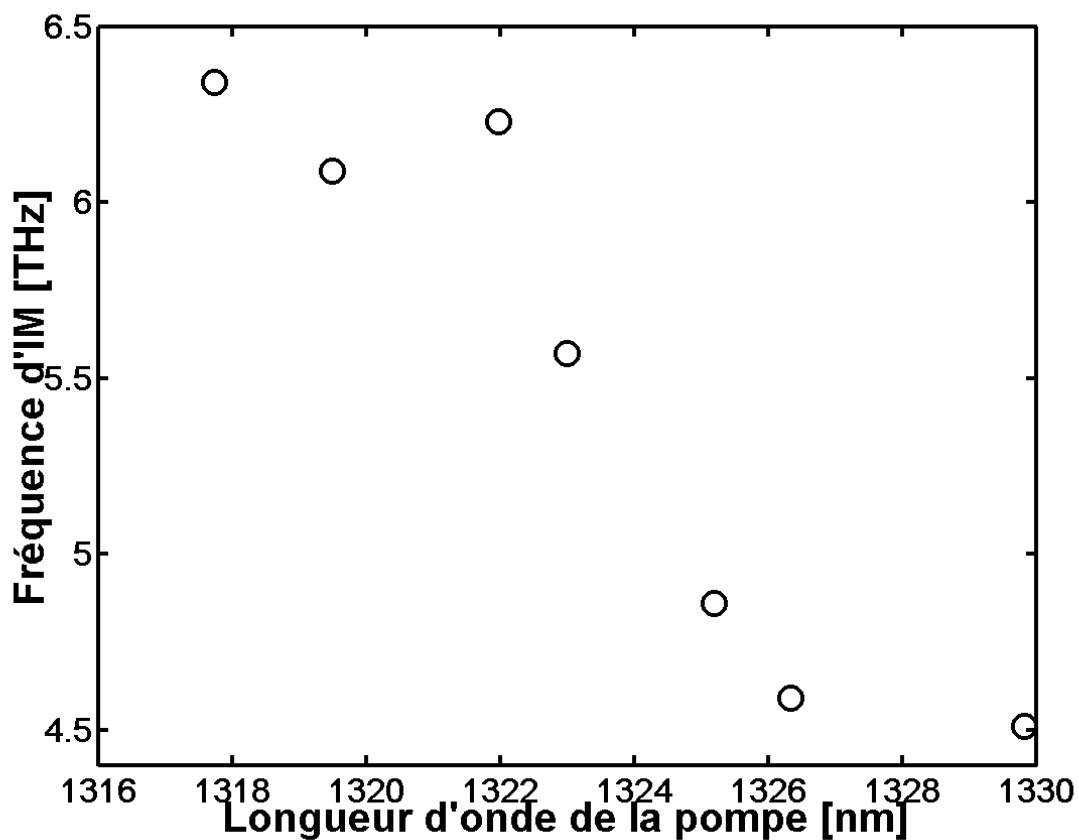


Fig. 23 Mesures expérimentales des fréquences d'instabilité modulationnelle pour différentes longueurs d'ondes de pompe.

L'asymétrie provoquée par l'effet Raman s'est vue confirmée par les simulations effectuées par la suite. La Fig. 24 représente un spectre simulé d'instabilité modulationnelle incohérente en présence d'effet Raman.

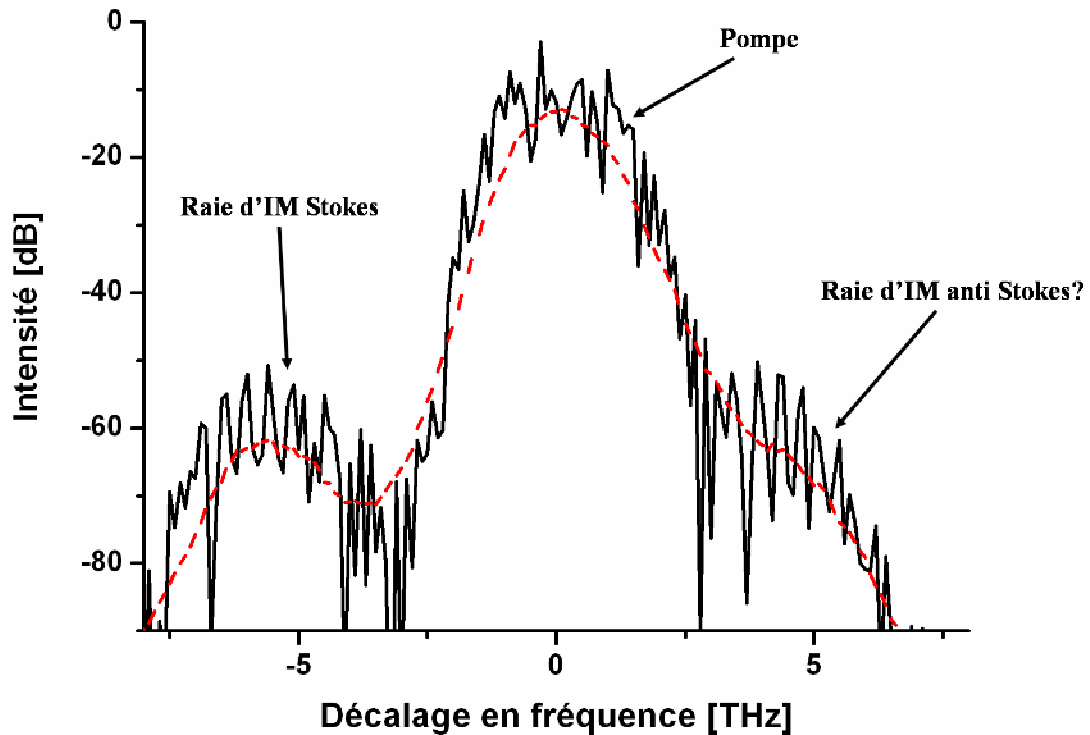


Fig. 24 Spectre simulé d'instabilité modulationnelle incohérente en présence d'effet Raman (traits pleins) et ajustement mathématique (pointillés rouges), pour une puissance crête de 40 W et une longueur d'onde de pompe de 1326 nm, après propagation dans 50 m de fibre monomode.

La raie d'instabilité modulationnelle anti-Stokes n'est alors pratiquement pas visible : il y a bien eu, au cours de la propagation, dépeuplement de cette raie au profit de la raie Stokes. Si nous regardons sur la Fig. 25, à titre de comparaison, le spectre d'une impulsion identique s'étant propagé dans les mêmes conditions que celle de la Fig. 24, mais sans diffusion Raman, nous voyons bien que la raie anti-Stokes est visible. La diffusion Raman est donc bien capable de supprimer notre raie d'instabilité modulationnelle anti-Stokes.

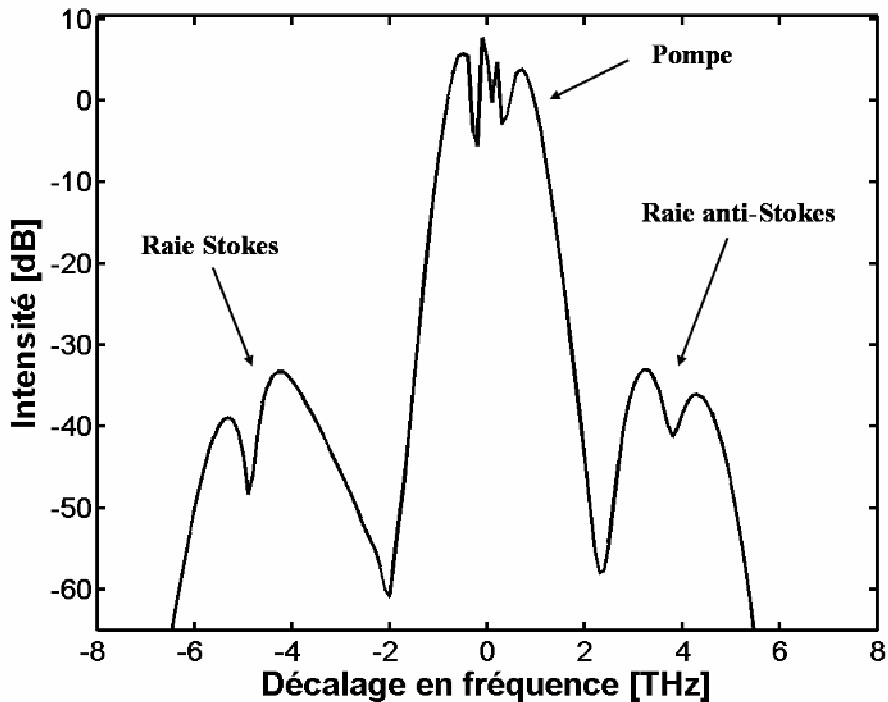


Fig. 25 Spectre simulé d'instabilité modulationnelle incohérente sans effet Raman pour une puissance crête de 40 W et une longueur d'onde de pompe de 1326 nm, après propagation dans 50 m de fibre monomode.

### 3.3.3. Conclusion autour des résultats expérimentaux

Comme l'indiquent les Fig. 21 et Fig. 23, nous avons été capables d'observer des pics d'instabilité modulationnelle générée à partir d'une onde incohérente dans une fibre optique. Nous devons dorénavant développer cette étude en confrontant ces résultats expérimentaux avec les prédictions du modèle théorique, et avec des simulations numériques de la propagation d'impulsions incohérentes dans une fibre optique. Nous pourrions ainsi juger de la pertinence du modèle développé, et surtout améliorer notre compréhension du comportement non linéaire des ondes incohérentes dans les milieux à réponse instantanée.

## 3.4. Simulations numériques

Nous allons aborder, dans cette partie, les simulations numériques effectuées pour mieux comprendre le mécanisme de l'instabilité modulationnelle incohérente dans une fibre optique.

### 3.4.1. Algorithme utilisé

Nous avons choisi, dans ce cas, de simuler la propagation d'une impulsion incohérente dans une fibre optique en utilisant les paramètres expérimentaux. C'est bien évidemment l'équation de Schrödinger Non Linéaire (équation (1.24)) qui décrit le mieux ce type de propagation, elle est donc au cœur de l'algorithme. Nous utilisons la méthode de Fourier à pas divisé (SSFT), décrite dans le chapitre 1, pour la résoudre. La description numérique d'une onde incohérente est au cœur du programme. Nous avons pour cela tout d'abord défini un spectre gaussien pour l'onde, correspondant au spectre expérimental :

$$\tilde{E}(\omega) = \exp\left(-\frac{(\omega\sqrt{2\log(2)})^2}{\sigma^2}\right) \quad (2.46)$$

où  $\sigma$  est la demi largeur à mi hauteur du spectre. Nous avons vu, lors du descriptif du dispositif expérimental, que les multiples modes émis par l'OPO n'avaient pas de cohérence spectrale. En d'autres termes, il n'y a pas de relation de phase entre les différentes composantes spectrales de l'onde émise. Un terme de phase aléatoire semble donc tout indiqué pour décrire ce comportement. Il se manifeste, dans le programme, par un bruit spectral de la forme :

$$\tilde{E}_{bruit} = \exp(2\pi i randn(1, nt)) \quad (2.47)$$

où  $randn(1, nt)$  renvoie un nombre aléatoire de moyenne nulle, avec une densité de probabilité gaussienne, pour chacune des composantes d'un vecteur, le spectre étant bien entendu défini sur  $nt$  composantes. Le spectre total est alors obtenu en multipliant ce bruit par le spectre gaussien :

$$\tilde{E}_{tot}(\omega) = \tilde{E}(\omega) \times \tilde{E}_{bruit} \quad (2.48)$$

En employant une fonction aléatoire dans le terme de phase, nous aboutissons bien à un champ stochastique dans le domaine temporel, tel que la théorie l'envisage. Nous obtenons finalement le spectre définitif en rajoutant dans l'équation (2.48) un bruit blanc spectral additif. Celui-ci représente le bruit optique présent naturellement, qui jouera le rôle de perturbation pour le développement de l'instabilité modulationnelle. Le champ électrique correspondant s'écrit en effectuant la transformée de Fourier inverse du spectre :

$$E(z, t) = TF^{-1}(\tilde{E}_{tot}(\omega)) \quad (2.49)$$

L'intensité du champ est ensuite normalisée, puis multipliée par la puissance crête du champ  $P_{crête}$ .

Nous savons que la diffusion Raman stimulée joue un rôle important dans le processus expérimental, nous devons donc en tenir compte dans les simulations. Nous utilisons pour cela les termes de gain Raman calculés dans la section 1.7.4 du premier chapitre. Le gain Raman sera alors de la forme :

$$g_r(\omega) = \text{Im}(A(\omega) + B(\omega)) \quad (2.50)$$

$A(\omega)$  et  $B(\omega)$  étant défini par l'équation (1.50). La contribution Raman aux effets non linéaires est évaluée par le terme  $\rho$ , qui vaut 0.18 dans la silice. Il permet de séparer l'influence de la diffusion Raman stimulée et de l'effet Kerr lors du pas non linéaire. Celui-ci prend alors la forme :

$$E(z + dz, t) = \exp\left(i\gamma dz \left( (1 - \rho)|E|^2 + \rho I_{Raman} \right)\right) \quad (2.51)$$

où  $I_{Raman}$  représente l'intensité du champ modifiée par le gain Raman. Elle s'obtient de la manière suivante :

$$I_{Raman} = TF^{-1}\left(TF\left(|E|^2\right) \times g_r\right) \quad (2.52)$$

Nous sommes ainsi en mesure de simuler la propagation d'une impulsion en reproduisant les conditions expérimentales. Il est nécessaire d'effectuer plusieurs itérations de la simulation (typiquement, une cinquantaine) pour obtenir un résultat. Rappelons en effet que le processus d'instabilité modulationnelle est un processus statistique, il n'apparaît donc clairement que sur un échantillon de mesures suffisamment important. Alors que l'expérience tient compte de cet effet en prenant 50 mesures à chaque point, les simulations numériques sont faites 50 fois puis moyennées.

### 3.4.2. Résultats des simulations et comparaison avec les points expérimentaux

Les simulations numériques ont été effectuées sur la même plage de longueurs d'ondes que les mesures expérimentales. Nous comparons ici la position des raies d'instabilité modulationnelle Stokes observées dans les mesures expérimentales et lors des simulations. Les résultats sont visibles sur la Fig. 26.



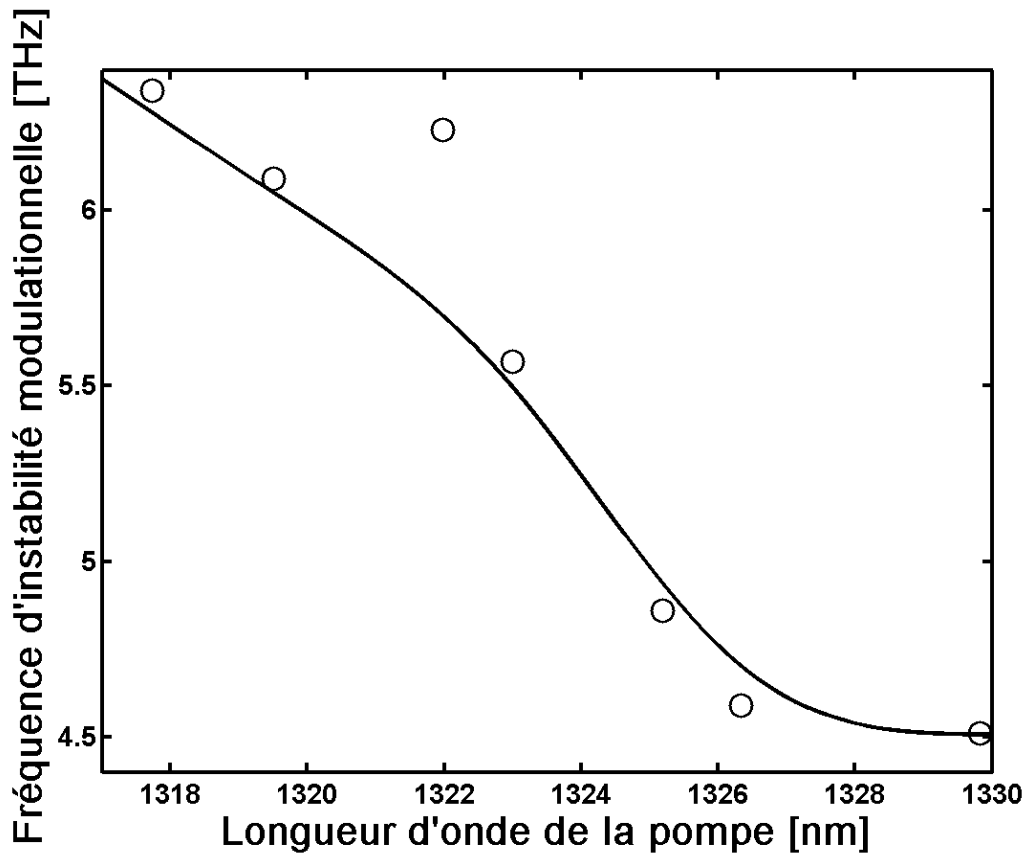


Fig. 26 Comparaison des fréquences d'instabilité modulationnelle incohérente entre les mesures expérimentales (cercles) et les simulations numériques (courbe en trait plein).

La Fig. 26 montre qu'il y a un très bon accord entre résultats expérimentaux et simulations numériques. Les hypothèses faites lors de la modélisation numérique sont donc, à priori, vérifiées par la confrontation entre expérience et simulation. Une description stochastique du champ se propageant dans la fibre est adaptée à l'expérience, la phase aléatoire entre chaque composante spectrale semblant convenir pour simuler l'incohérence de l'onde.

### 3.5. Synthèse des résultats et discussion

Nous venons d'examiner les résultats expérimentaux et de les comparer à des simulations numériques de la propagation d'une onde incohérente dans une fibre optique. Il est judicieux à présent de confronter la courbe de gain donnée par le modèle théorique avec l'expérience.

Nous pouvons voir simultanément sur la Fig. 27 les fréquences d'instabilité modulationnelle incohérente obtenues dans le cas des résultats expérimentaux, des simulations numériques, du modèle théorique, et enfin dans le cas de l'instabilité modulationnelle cohérente.

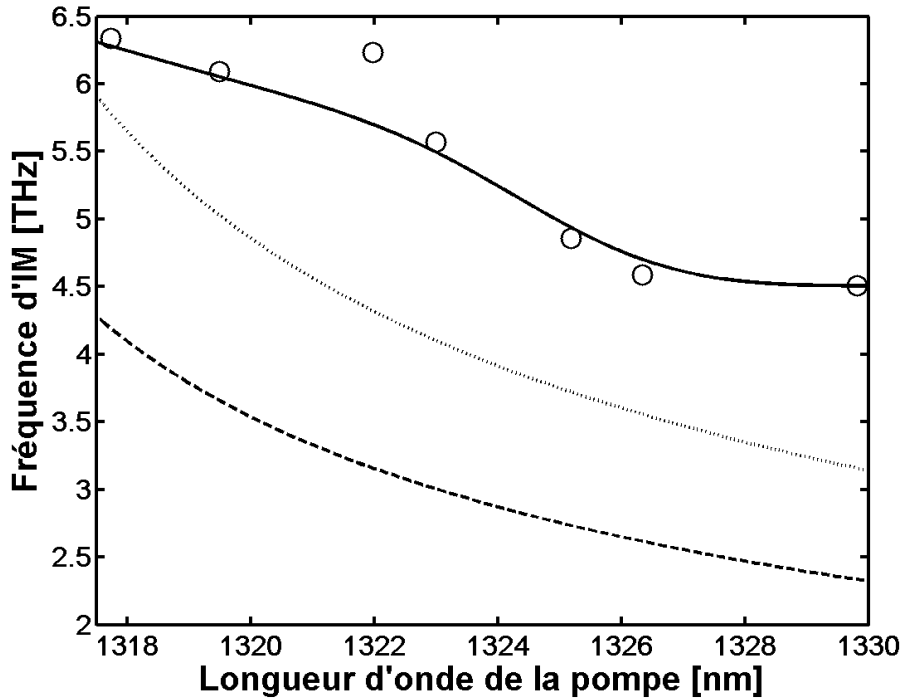


Fig. 27 Fréquences d'instabilité modulationnelle: résultats expérimentaux (cercles), simulations numériques (trait plein), fréquences d'instabilité modulationnelle optimales dans le cas incohérent obtenue pour une puissance crête de 40 W (trait haché), fréquences d'instabilité modulationnelle optimales dans le cas cohérent obtenue pour une puissance crête de 40 W (pointillés).

Il apparaît clairement que la courbe de gain expérimentale respecte les caractéristiques de l'instabilité modulationnelle incohérente prédites par la théorie. Comme nous pouvons le voir sur la Fig. 27, la fréquence d'instabilité modulationnelle expérimentale subit une décroissance au fur et à mesure qu'elle s'éloigne du zéro de dispersion, et surtout elle est nettement supérieure à la fréquence d'instabilité modulationnelle obtenue dans le cas cohérent. Cette augmentation de la fréquence d'instabilité modulationnelle dans le cas incohérent est la caractéristique dominante prédite par le modèle théorique, et nous la retrouvons effectivement dans les mesures expérimentales. Nous devons cependant noter un net désaccord entre la courbe représentant les fréquences d'instabilité modulationnelle optimales dans le cas incohérent et les valeurs expérimentales, ces dernières étant nettement supérieures aux valeurs prédites par la théorie.

### 3.5.1. Désaccord entre résultats expérimentaux et théorie : explications

Nous avons deux explications à apporter pour mieux comprendre ce désaccord. Dans un premier temps, remarquons qu'il existe une différence entre le spectre considéré dans la théorie (Lorentzien) et le spectre expérimental (Gaussien). Pourquoi cette différence ? Le

matériel à notre disposition lors de l'expérience (en l'occurrence, le filtre spectral) ne nous laissait pas le choix quant à la forme du spectre. Le choix du spectre Lorentzien comme spectre de départ pour le calcul du gain d'instabilité modulationnelle incohérente a quant à lui été abordé dans la section 2 : c'est le seul profil de spectre qui permette d'aboutir à une formule analytique pour le gain. Néanmoins, de précédents travaux portant sur l'instabilité modulationnelle incohérente en milieu à réponse non instantanée ont démontré que les fréquences d'instabilité modulationnelle avaient tendance à augmenter lorsque le spectre de l'onde devient gaussien [14, 15]. Nos résultats de simulations numériques vont également dans ce sens. Il existe une deuxième raison qui peut expliquer ce désaccord. L'étude théorique considère que l'onde incohérente obéit à une statistique gaussienne (section 2.1.2.4). Il faut toutefois remarquer que cette hypothèse est vérifiée lorsque nous sommes en régime d'interaction incohérent (cf. section 2.1.3). Les interactions dispersives, de type linéaire, ne pouvant perturber la statistique de l'onde, l'hypothèse reste vérifiée tout au long de la propagation [48]. Or dans les conditions de l'expériences,  $L_{NL}$  est de l'ordre de la dizaine de mètres, tandis que  $L_D$  est de l'ordre de la centaine de mètres. Sans être dans le régime d'interaction cohérent, l'hypothèse n'est alors pas vérifiée : nous sommes en présence d'un système où les effets non linéaires auront une influence très importante sur la statistique de l'onde. Dans ces conditions la statistique de l'onde, initialement gaussienne, va évoluer au cours de la propagation. La statistique gaussienne, qui permet de simplifier l'équation de la fonction d'auto-corrélation (équations (2.17)a et (2.17)b), n'est donc plus vérifiée à tout moment lors de la propagation de l'onde dans la fibre. Par conséquent l'analyse qui permet d'aboutir à la formule analytique du gain est nécessairement inexacte, de même que l'allure de la courbe de gain.

### 3.5.2. Solutions possibles

Nous venons d'exposer les raisons qui provoquent un désaccord entre nos résultats expérimentaux et notre modèle théorique ; mais existe-t-il un moyen pour réconcilier les deux ?

Examinons tout d'abord le problème de la forme du spectre. Nos objectifs sont d'obtenir une formule analytique pour le gain. Celle-ci est en effet un moyen de compréhension et de description du phénomène particulièrement puissant et efficace. Or tous les travaux effectués à ce jour sur l'instabilité modulationnelle s'accordent à dire que seul un spectre Lorentzien permet d'aboutir à une formule analytique. Il faut donc plutôt chercher du côté de

l'expérience pour voir si il est possible de confronter expérience et théorie en partant d'hypothèses semblables. La réponse est simple : il suffit de changer le filtre spectral et d'en trouver un donnant un spectre Lorentzien en sortie. Ce matériel n'étant pas disponible au moment de l'expérience, la simulation numérique faisant intervenir un spectre gaussien semble être la seule alternative possible pour rendre compte du phénomène et aboutir à une courbe de gain calculée. Il ne paraît donc pas possible de modifier le modèle théorique pour bénéficier d'une formule de gain analytique rendant compte fidèlement du processus d'instabilité modulationnelle incohérente.

Intéressons nous maintenant à l'hypothèse portant sur la statistique de l'onde. Là aussi, une modification du modèle théorique est difficile à envisager car extrêmement ardue à mettre en œuvre. A nouveau, une nouvelle expérience effectuée dans une fibre à faible non linéarité (afin d'augmenter  $L_{NL}$ ) et à forte dispersion permettrait de réellement confronter les prédictions théoriques à la réalité.

### 3.5.3. Synthèse

Ces nouvelles expériences sont elles toutefois absolument nécessaires ? Regardons attentivement une nouvelle fois la théorie. Celle-ci développe l'idée que, dans un milieu non linéaire à réponse instantanée, l'instabilité modulationnelle se développera en priorité sur les pics présents dans le profil d'intensité de l'onde ; ces pics étant très élevés grâce aux fortes fluctuations d'intensité qui caractérisent l'incohérence de l'onde, ils mèneront naturellement à une fréquence de modulation optimale et à un gain plus élevés que dans le cas cohérent (à même puissance moyenne). Or nous retrouvons bien ces caractéristiques lors des mesures expérimentales. L'interprétation qui est faite à partir du modèle théorique est donc, à priori, juste. Ce même modèle nous fournit une bonne description qualitative du phénomène et nous permet de mieux l'appréhender. Qui plus est, le modèle reste adapté à une description quantitative pour peu que les hypothèses de départ (profil du spectre, statistique de l'onde) soient vérifiées.

## 4. Conclusion

Nous sommes parvenu, au cours de cette étude, à mettre en évidence une des propriétés remarquables de l'instabilité modulationnelle incohérente dans les fibres optiques, à savoir l'existence de fréquences de modulation optimales nettement plus élevées que dans le cas cohérent. Nous avons démontré cette propriété à la fois théoriquement, numériquement et expérimentalement, et avons également mis en avant un certain nombre d'autres caractéristiques *via* l'étude théorique : présence d'un seuil d'existence pour l'instabilité modulationnelle incohérente, gain plus élevé que dans le cas cohérent. La nature quasi instantanée de la réponse de la fibre optique est responsable de ces propriétés. Nous soulignons d'ailleurs que ces propriétés présentent des différences notables avec les résultats obtenus auparavant lors de travaux effectués dans des cristaux photoréfractifs, milieux à réponse non instantanée. L'incohérence de l'onde semble être responsable, dans les deux cas, de la présence du seuil d'existence de l'instabilité modulationnelle. Le temps de réponse du matériau est, quant à lui, responsable des valeurs de gain et de fréquence de modulation.

Nous pensons que cette étude est encourageante et devrait donner naissance à plusieurs travaux : amélioration du modèle mathématique d'une part, et étude de l'instabilité modulationnelle vectorielle d'autre part. La compréhension du comportement d'ondes incohérentes dans un processus vectoriel semble en effet constituer la progression logique de ces travaux. De manière plus générale, l'étude des processus vectoriel incohérents dans une fibre optique a déjà donné des résultats très prometteurs. Il a notamment été démontré par notre équipe un processus de verrouillage de vitesse pour des ondes incohérentes [51]. L'intérêt et l'importance de ces études semblent donc acquis.

## **Chapitre 3**

# **Attraction de polarisation dans les fibres optiques isotropes**

# 1. Introduction

Les interactions de deux ondes optiques au sein d'un matériau non linéaire sont à l'origine de nombreux phénomènes particulièrement intéressants. La découverte de l'existence d'états stables spatialement et temporellement dans des systèmes contra-propagatifs a conduit à la prédiction par Zakharov et Mikhailov, dès 1987, de l'existence de solitons à paroi de domaines [32, 52]. Ces solitons, de type kink, résultent de l'interaction purement non linéaire entre deux ondes contra-propagatives au sein d'un milieu isotrope [29]. Ils décrivent une transition spatiale entre deux domaines de polarisation circulaire stables. Des études plus récentes, liées à ces solitons, ont été menées sur l'interaction des différents états de polarisation de deux ondes contra-propagatives au sein d'une fibre optique isotrope [30, 31]. Il est alors apparu dans ces études que l'interaction d'une onde polarisée circulairement (appelée pompe) et d'une onde de polarisation quelconque (appelée signal) provoque l'évolution de la polarisation du signal vers la polarisation de la pompe. Ce phénomène a dès lors été baptisé « attraction de polarisation » [30]. Le présent chapitre traite de l'étude de ce phénomène. Celui-ci est en effet intéressant, tant au niveau fondamental qu'au niveau appliqué. Au niveau fondamental, car il présente un processus d'attraction dans un système conservatif de type « mélange à quatre ondes ». Cette caractéristique est pour le moins originale, puisque les attracteurs sont d'ordinaire présents uniquement dans les systèmes dissipatifs. Au niveau appliqué, enfin, car il est aisé d'envisager l'utilisation de l'attraction de polarisation pour générer un polariseur non linéaire. Nous pensons en effet que l'attraction de polarisation présente un intérêt certain pour cette application, d'autant plus que nous envisageons de la coupler avec la diffusion Raman stimulée afin d'amplifier le signal. Nous serions alors en mesure d'avoir un système optique capable de simultanément polariser et amplifier une onde lumineuse. Nous allons donc, dans ce chapitre, commencer par faire quelques rappels théoriques, puis nous discuterons des caractéristiques principales de l'attraction de polarisation. Nous étudierons ensuite le comportement de l'attraction de polarisation lorsque nous nous plaçons en configuration co-propagatives avec les paramètres Télécoms, afin d'évaluer son intérêt appliqué. Nous regarderons également si il est possible de trouver un profil d'intensité impulsif qui optimise l'efficacité de l'attraction. La partie suivante portera sur l'étude du couplage entre attraction de polarisation et diffusion Raman stimulée. Enfin, nous présenterons une étude théorique basée sur le formalisme hamiltonien, afin de mieux décrire et comprendre l'origine de l'attraction de polarisation.

## 2. Rappels théoriques

L'apparition de l'attracteur de polarisation étant conditionnée par l'interaction non linéaire de deux ondes contra propagatives, nous allons commencer par établir les équations couplées pour deux ondes se propageant dans un milieu non linéaire. Nous aurons besoin, à cette fin, d'établir en premier lieu l'expression de la polarisation non linéaire.

### 2.1. Polarisation non linéaire

Comme nous l'avons dit au chapitre 1, la silice est un matériau amorphe et centrosymétrique. La première susceptibilité non linéaire non nulle est donc  $\chi^{(3)}$ . Il est alors possible de relier la polarisation non linéaire et le champ électrique par le tenseur  $\varepsilon$  via la relation

$$\vec{P}_{NL}(\omega) = \varepsilon(\omega; \omega; \omega; -\omega) \vec{E}(\omega) : \vec{E}(\omega) : \vec{E}^*(\omega) \quad (3.1)$$

le symbole  $:$  désignant le produit tensoriel. Puisque nous nous plaçons dans le cas d'un milieu isotrope, le tenseur  $\varepsilon$  d'ordre 4 va relier les composantes transverses ( $P_x, P_y$ ) de la polarisation non linéaire aux composantes transverses ( $E_x, E_y$ ) du champ électrique. Il s'écrit sous la forme :

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \chi_{1111} & 0 & \chi_{1122} & 0 & 0 & 0 & \chi_{2121} & \chi_{1221} \\ 0 & \chi_{2222} & 0 & \chi_{2112} & \chi_{2121} & \chi_{2211} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

sachant que les divers éléments du tenseur sont reliés entre eux par les relations suivantes :

$$\begin{cases} \chi_{2222} = \chi_{1111} \\ \chi_{2211} = \chi_{1122} \\ \chi_{2121} = \chi_{1212} \\ \chi_{2112} = \chi_{1221} \\ \chi_{1111} = \chi_{1122} + \chi_{1212} + \chi_{1221} \end{cases} \quad (3.3)$$

Nous prenons comme convention de notation que l'indice 1 est relatif à l'axe des  $x$ , et l'indice 2 est relatif à l'axe des  $y$ . La relation (3.1) se réécrit alors sous la forme :

$$P_1 = (\chi_{1122} + \chi_{1212} + \chi_{1221}) |E_1|^2 E_1 + (\chi_{1122} + \chi_{1212}) |E_2|^2 E_1 + \chi_{1221} E_2^2 E_1^* \quad (3.4)$$

$$P_2 = (\chi_{1122} + \chi_{1212} + \chi_{1221}) |E_2|^2 E_2 + (\chi_{1122} + \chi_{1212}) |E_1|^2 E_2 + \chi_{1221} E_1^2 E_2^* \quad (3.5)$$



Il existe, pour la silice, une relation entre les différents éléments du tenseur de polarisation qui permet de réduire celui-ci à un unique élément indépendant :

$$\chi_{1122} \approx \chi_{1221} \approx \chi_{1212} \approx \frac{\chi_{1111}}{3} \quad (3.6)$$

Les équations (3.4) et (3.5) se réécrivent alors de la manière suivante :

$$P_1 = \chi_{1111} \left[ |E_1|^2 E_1 + \frac{2}{3} |E_2|^2 E_1 + \frac{1}{3} E_2^2 E_1^* \right] \quad (3.7)$$

$$P_2 = \chi_{1111} \left[ |E_2|^2 E_2 + \frac{2}{3} |E_1|^2 E_2 + \frac{1}{3} E_1^2 E_2^* \right] \quad (3.8)$$

Notre champ électrique s'écrira comme la somme de deux ondes contra propagatives de polarisation quelconque :

$$\begin{cases} E_1 = E_x e^{+ikz} + \bar{E}_x e^{-ikz} \\ E_2 = E_y e^{+ikz} + \bar{E}_y e^{-ikz} \end{cases} \quad (3.9)$$

L'onde se propageant vers les z croissants est appelée *onde forward*, alors que celle se propageant vers les z décroissants est appelée *onde backward*. Nous reportons maintenant l'expression (3.9) dans les équations (3.7) et (3.8), en ne retenant que les termes en  $e^{+ikz}$  et en  $e^{-ikz}$ . En effet, les termes en  $e^{+3ikz}$  et  $e^{-3ikz}$  font apparaître dans les équations des coefficients oscillant sur des longueurs de l'ordre de la longueur d'onde, donc très faibles par rapport à la longueur de la fibre. Leur contribution moyenne est donc négligeable ici. La polarisation non linéaire prend alors la forme suivante :

$$\begin{cases} P_1 = \chi_{1111} \left[ P_1 e^{+ikz} + \bar{P}_1 e^{-ikz} \right] \\ P_2 = \chi_{1111} \left[ P_2 e^{+ikz} + \bar{P}_2 e^{-ikz} \right] \end{cases} \quad (3.10)$$

avec

$$P_1 = \left( |E_x|^2 + \frac{2}{3} |E_y|^2 \right) E_x + \frac{1}{3} E_y^2 E_x^* + \left( 2|\bar{E}_x|^2 + \frac{2}{3} |\bar{E}_y|^2 \right) \bar{E}_x + \frac{2}{3} \bar{E}_y \bar{E}_y \bar{E}_x^* + \frac{2}{3} \bar{E}_y \bar{E}_y^* \bar{E}_x \quad (3.11)$$

$$P_2 = \left( |E_y|^2 + \frac{2}{3} |E_x|^2 \right) E_y + \frac{1}{3} E_x^2 E_y^* + \left( 2|\bar{E}_y|^2 + \frac{2}{3} |\bar{E}_x|^2 \right) \bar{E}_y + \frac{2}{3} \bar{E}_x \bar{E}_x \bar{E}_y^* + \frac{2}{3} \bar{E}_x \bar{E}_x^* \bar{E}_y \quad (3.12)$$

$$\bar{P}_1 = \left( |\bar{E}_x|^2 + \frac{2}{3} |\bar{E}_y|^2 \right) \bar{E}_x + \frac{1}{3} \bar{E}_y^2 \bar{E}_x^* + \left( 2|E_x|^2 + \frac{2}{3} |E_y|^2 \right) E_x + \frac{2}{3} \bar{E}_y E_y E_x^* + \frac{2}{3} \bar{E}_y E_y^* E_x \quad (3.13)$$

$$\bar{P}_2 = \left( |\bar{E}_y|^2 + \frac{2}{3} |\bar{E}_x|^2 \right) \bar{E}_y + \frac{1}{3} \bar{E}_x^2 \bar{E}_y^* + \left( 2|E_y|^2 + \frac{2}{3} |E_x|^2 \right) E_y + \frac{2}{3} \bar{E}_x E_x E_y^* + \frac{2}{3} \bar{E}_x E_x^* E_y \quad (3.14)$$

## 2.2. Equations de propagation couplées pour deux ondes contra propagatives

Dans l'approximation de l'enveloppe lentement variable, et en négligeant les termes de dispersion chromatique, les équations de propagation couplées sont de la forme suivante :

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial E_x}{\partial z} = i\Gamma P_1 \quad (3.15)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial E_y}{\partial z} = i\Gamma P_2 \quad (3.16)$$

$$\frac{\partial \bar{E}_x}{\partial t} - \frac{c}{n} \frac{\partial \bar{E}_x}{\partial z} = i\Gamma \bar{P}_1 \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial \bar{E}_y}{\partial t} - \frac{c}{n} \frac{\partial \bar{E}_y}{\partial z} = i\Gamma \bar{P}_2 \quad (3.18)$$

Le coefficient  $\Gamma$  est défini par :

$$\Gamma = \gamma \times \frac{c}{n} \quad (3.19)$$

où  $\gamma$  est le coefficient de non linéarité usuel défini au chapitre 1 :

$$\gamma = \frac{2\pi n_2^I}{\lambda A_{eff}} \quad (3.20)$$

$v = \frac{c}{n}$  représente simplement la vitesse de propagation de l'onde dans la fibre. En reportant l'expression de la polarisation définie dans les équations (3.11) à (3.14) dans les expressions (3.15) à (3.18), nous obtenons finalement les quatre équations couplées pour la propagation de deux ondes contra propagatives dans une fibre optique isotrope:

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial E_x}{\partial z} = i\Gamma \left[ \left( |E_x|^2 + \frac{2}{3} |E_y|^2 \right) E_x + \frac{1}{3} E_y^2 E_x^* + \left( 2|\bar{E}_x|^2 + \frac{2}{3} |\bar{E}_y|^2 \right) E_x + \frac{2}{3} E_y \bar{E}_y \bar{E}_x^* + \frac{2}{3} E_y \bar{E}_y^* \bar{E}_x \right] \quad (3.21)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial E_y}{\partial z} = i\Gamma \left[ \left( |E_y|^2 + \frac{2}{3} |E_x|^2 \right) E_y + \frac{1}{3} E_x^2 E_y^* + \left( 2|\bar{E}_y|^2 + \frac{2}{3} |\bar{E}_x|^2 \right) E_y + \frac{2}{3} E_x \bar{E}_x \bar{E}_y^* + \frac{2}{3} E_x \bar{E}_x^* \bar{E}_y \right] \quad (3.22)$$

$$\frac{\partial \bar{E}_x}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial \bar{E}_x}{\partial z} = i\Gamma \left[ \left( |\bar{E}_x|^2 + \frac{2}{3} |\bar{E}_y|^2 \right) \bar{E}_x + \frac{1}{3} \bar{E}_y^2 \bar{E}_x^* + \left( 2|E_x|^2 + \frac{2}{3} |E_y|^2 \right) \bar{E}_x + \frac{2}{3} \bar{E}_y E_y E_x^* + \frac{2}{3} \bar{E}_y E_y^* E_x \right] \quad (3.23)$$

$$\frac{\partial \bar{E}_y}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial \bar{E}_y}{\partial z} = i\Gamma \left[ \left( |\bar{E}_y|^2 + \frac{2}{3} |\bar{E}_x|^2 \right) \bar{E}_y + \frac{1}{3} \bar{E}_x^2 \bar{E}_y^* + \left( 2|E_y|^2 + \frac{2}{3} |E_x|^2 \right) \bar{E}_y + \frac{2}{3} \bar{E}_x E_x E_y^* + \frac{2}{3} \bar{E}_x E_x^* E_y \right] \quad (3.24)$$

Interprétons maintenant ces équations de propagation. Le premier terme du membre de droite est responsable des effets d'auto-modulation de phase et d'inter-modulation de phase induits par l'onde sur elle-même. Le deuxième terme traduit les échanges d'énergie entre les polarisations linéaires de l'onde. Un examen rapide des équations nous indique que seuls ces deux premiers termes apparaissent lorsqu'une onde seule se propage. Le troisième terme est quant à lui responsable des effets d'inter-modulation de phase induits par l'onde backward sur l'onde forward (et vice versa). Les deux derniers termes, enfin, décrivent les échanges d'énergie entre les composantes de l'onde forward induits par l'onde backward. Il est important de noter que la puissance globale de chaque onde est conservée, ces deux termes ne traduisant pas d'échange d'énergie entre les ondes forward et backward. Remarquons également que les effets de la dispersion chromatique sont ignorés ici. Cette approximation correspond à la réalité expérimentale, les longueurs de fibre mises en jeu étant systématiquement beaucoup plus courtes que les longueurs de dispersion (quelques mètres contre quelques centaines de mètres). Nous devons également considérer, pour que cette hypothèse reste valable, qu'il n'existe aucune modulation rapide du profil temporel des ondes (à cause de phénomènes tels que l'instabilité modulationnelle). Enfin, les termes dissipatifs tels que les pertes où la diffusion Raman sont également ignorés. Là encore, les faibles longueurs de fibre mises en jeu permettent raisonnablement d'ignorer les pertes (qui, rappelons le, sont de l'ordre de 0.2 dB/km pour une fibre SMF standard). L'inclusion d'un terme pour la diffusion Raman fera l'objet d'un prochain chapitre.

Il sera plus commode par la suite de travailler dans la base des états de polarisation circulaire. Nous allons donc transformer les équations (3.21) à (3.24) en écrivant le changement de variable suivant :

$$\begin{cases} u = \frac{(E_x + iE_y)}{\sqrt{2}} & v = \frac{(E_x - iE_y)}{\sqrt{2}} \\ \bar{u} = \frac{(\bar{E}_x + i\bar{E}_y)}{\sqrt{2}} & \bar{v} = \frac{(\bar{E}_x - i\bar{E}_y)}{\sqrt{2}} \end{cases} \quad (3.25)$$

$u$  ( $\bar{u}$ ) représente l'état de polarisation circulaire droit et  $v$  ( $\bar{v}$ ) l'état de polarisation circulaire gauche. Les équations de propagation dans la base circulaire se réécrivent alors sous la forme suivante :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial u}{\partial z} = i \frac{2}{3} \Gamma \left[ \left( |u|^2 + 2|v|^2 \right) u + \left( 2|\bar{u}|^2 + 2|\bar{v}|^2 \right) u + 2\bar{u}\bar{v}^* v \right] \quad (3.26)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial v}{\partial z} = i \frac{2}{3} \Gamma \left[ \left( |v|^2 + 2|u|^2 \right) v + \left( 2|\bar{u}|^2 + 2|\bar{v}|^2 \right) v + 2\bar{u}^* \bar{v} u \right] \quad (3.27)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - \frac{c}{n} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = i \frac{2}{3} \Gamma \left[ \left( |\bar{u}|^2 + 2|\bar{v}|^2 \right) \bar{u} + \left( 2|u|^2 + 2|v|^2 \right) \bar{u} + 2u v^* \bar{v} \right] \quad (3.28)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} - \frac{c}{n} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = i \frac{2}{3} \Gamma \left[ \left( |\bar{v}|^2 + 2|\bar{u}|^2 \right) \bar{v} + \left( 2|u|^2 + 2|v|^2 \right) \bar{v} + 2u^* v \bar{u} \right] \quad (3.29)$$

Nous retrouvons dans les membres de droite des termes représentant les effets énoncés précédemment : les deux premiers termes sont responsables de l'effet d'auto-modulation de phase et des effets de modulation de phase croisés, tandis que le dernier terme traduit les échanges d'énergie entre les deux composantes circulaires de l'onde.

### 2.3. Représentation de la polarisation : formalisme des vecteurs de Stokes. Sphère de Poincaré

Même si la représentation des états de polarisation dans la base  $(u, v)$  est relativement simple à mettre en œuvre, elle n'est pas la plus aisée à manipuler. Avoir recours à une notation plus intuitive peut présenter un certain nombre d'avantages, notamment au niveau de la visualisation du processus d'évolution de la polarisation. C'est pourquoi nous faisons appel au formalisme des vecteurs de Stokes, qui permet une meilleure compréhension de l'état de polarisation du champ. Nous définissons, à cette fin, un vecteur de Stokes pour chaque onde :

$$\begin{cases} S_1 = i u^* v + c.c. \\ S_2 = |u|^2 - |v|^2 \\ S_3 = u^* v + c.c. \end{cases} \quad \begin{cases} \bar{S}_1 = i \bar{u}^* \bar{v} + c.c. \\ \bar{S}_2 = |\bar{u}|^2 - |\bar{v}|^2 \\ \bar{S}_3 = \bar{u}^* \bar{v} + c.c. \end{cases} \quad (3.30)$$

Remarquons que cette écriture permet d'éliminer la phase absolue des ondes.

Le système étant considéré comme conservatif, la puissance totale de chaque onde est conservée. Nous la définissons par :

$$\begin{aligned}
S_0 &= |u|^2 + |v|^2 = \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} = cte. \\
\bar{S}_0 &= |\bar{u}|^2 + |\bar{v}|^2 = \sqrt{\bar{S}_1^2 + \bar{S}_2^2 + \bar{S}_3^2} = cte.
\end{aligned}
\tag{3.31}$$

Dans ces conditions, et pour des ondes continues, il est possible de normaliser les paramètres de Stokes. Ainsi nous posons :

$$\begin{aligned}
s_i &= \frac{S_i}{S_0} \\
\bar{s}_i &= \frac{\bar{S}_i}{\bar{S}_0}
\end{aligned}
\tag{3.32}$$

l'indice  $i$  variant de 0 à 3. Les paramètres normalisés ne varient donc qu'entre -1 et 1. L'intérêt majeur du formalisme des vecteurs de Stokes est qu'il permet une représentation simple et intuitive des états de polarisation. Ainsi  $s_2 = -1(+1)$  décrit un état circulaire droit (gauche),  $s_3 = -1(+1)$  décrit un état rectiligne vertical (horizontal) et  $s_1 = -1(+1)$  décrit un état rectiligne à -45 deg (+45 deg). Sachant que  $s_1^2 + s_2^2 + s_3^2 = 1$  pour une onde parfaitement polarisée, il est possible de représenter tout état de polarisation sur une sphère, les grandeurs  $s_i$  donnant les coordonnées d'un état de polarisation donné sur la sphère. Cette sphère, en conjonction du formalisme de Stokes, est appelée *Sphère de Poincaré*. Ses pôles nous donnent les états de polarisations rectilignes et circulaires (pour lesquels  $s_i^2 = 1$ , l'indice  $i$  dépendant de l'état de polarisation considéré). La sphère de Poincaré est représentée sur la Fig. 28.

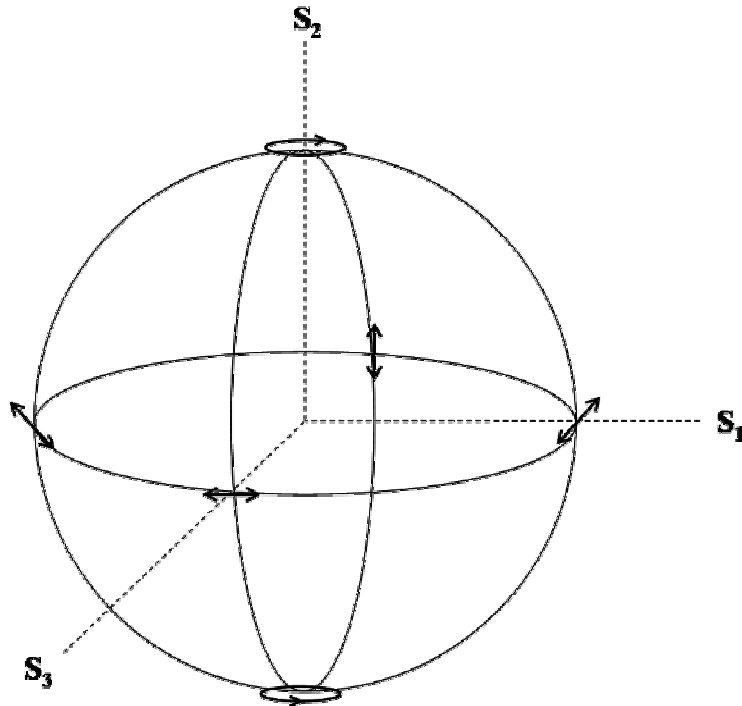


Fig. 28 Représentation de la sphère de Poincaré.

Il est dès lors possible de réécrire les équations (3.26) à (3.29) dans la base des vecteurs de Stokes. Effectuons tout d'abord le changement de variable suivant :

$$\xi = \frac{1}{2} \left( t + \frac{n}{c} z \right) \quad (3.33)$$

$$\eta = \frac{1}{2} \left( t - \frac{n}{c} z \right) \quad (3.34)$$

Sachant que  $S = (S_1, S_2, S_3)$  et  $\bar{S} = (\bar{S}_1, \bar{S}_2, \bar{S}_3)$ , les équations se réécrivent sous la forme :

$$\frac{\partial S}{\partial \xi} = \Gamma \begin{bmatrix} -\frac{2}{3} S_2 S_3 - \frac{4}{3} S_2 \bar{S}_3 \\ -\frac{4}{3} \bar{S}_1 S_3 + \frac{4}{3} S_1 \bar{S}_3 \\ +\frac{2}{3} S_1 S_2 + \frac{4}{3} \bar{S}_1 S_2 \end{bmatrix} \quad (3.35)$$

$$\frac{\partial \bar{S}}{\partial \eta} = \Gamma \begin{bmatrix} -\frac{2}{3} \bar{S}_2 \bar{S}_3 - \frac{4}{3} \bar{S}_2 S_3 \\ -\frac{4}{3} S_1 \bar{S}_3 + \frac{4}{3} \bar{S}_1 S_3 \\ +\frac{2}{3} \bar{S}_1 \bar{S}_2 + \frac{4}{3} S_1 \bar{S}_2 \end{bmatrix} \quad (3.36)$$

Elles prennent également une forme matricielle :

$$\frac{\partial S}{\partial \xi} = S \wedge JS + 2S \wedge J\bar{S} \quad (3.37)$$

$$\frac{\partial \bar{S}}{\partial \eta} = \bar{S} \wedge J\bar{S} + 2\bar{S} \wedge JS \quad (3.38)$$

avec

$$J = \Gamma \text{diag}(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3) \quad (3.39)$$

Les coefficients  $\lambda_1$  et  $\lambda_3$  sont relatifs aux interactions entre états de polarisation rectiligne, alors que le  $\lambda_2$  traduit les interactions entre états de polarisation circulaire. Dans le cas de la silice, nous avons  $\lambda_1 = \lambda_3 = -\frac{2}{3}$ , et  $\lambda_2 = 0$ . Les états circulaires sont particuliers puisque nous pouvons

voir que, dans le cas d'une fibre parfaitement isotrope, ils n'interagissent pas entre eux.

## 2.4. Définition du degré de polarisation

Il est intéressant, à ce stade de l'étude, de définir le degré de polarisation d'une onde. Nous travaillons pour l'instant avec des ondes supposées polarisées, mais il sera utile plus tard de considérer des ondes partiellement polarisées. Une onde polarisée est, comme nous l'avons déjà dit, représentée par un point sur la sphère de Poincaré ; point suffisant pour décrire complètement son état de polarisation. Une onde peu ou pas polarisée verra par contre sa polarisation changer au cours du temps. Un seul et unique point ne suffira donc pas pour décrire son état de polarisation : la polarisation changeant au cours du temps, l'état de polarisation sera représenté par un nuage de points sur la sphère de Poincaré réparti dans une aire  $A_{p,s}$ , comme représenté sur la Fig. 29.

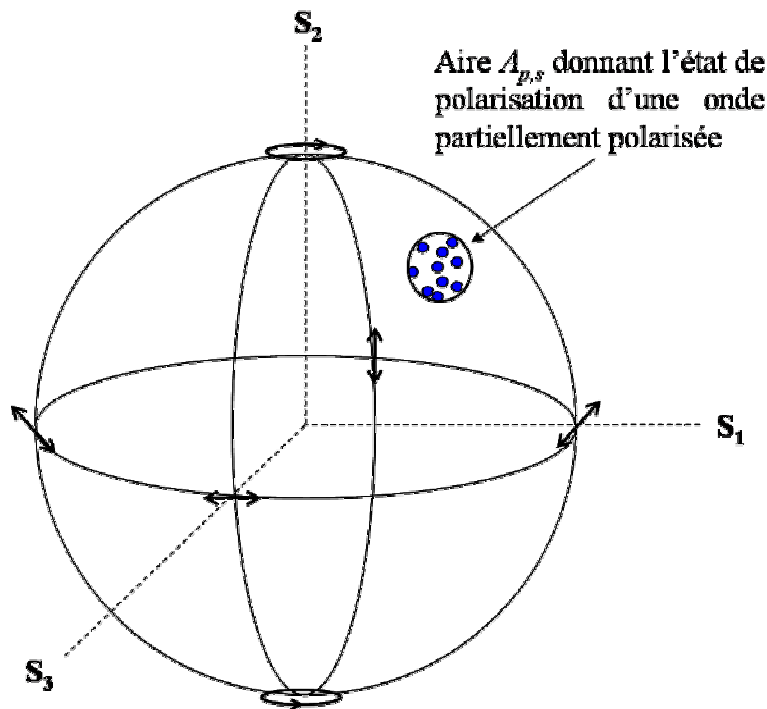


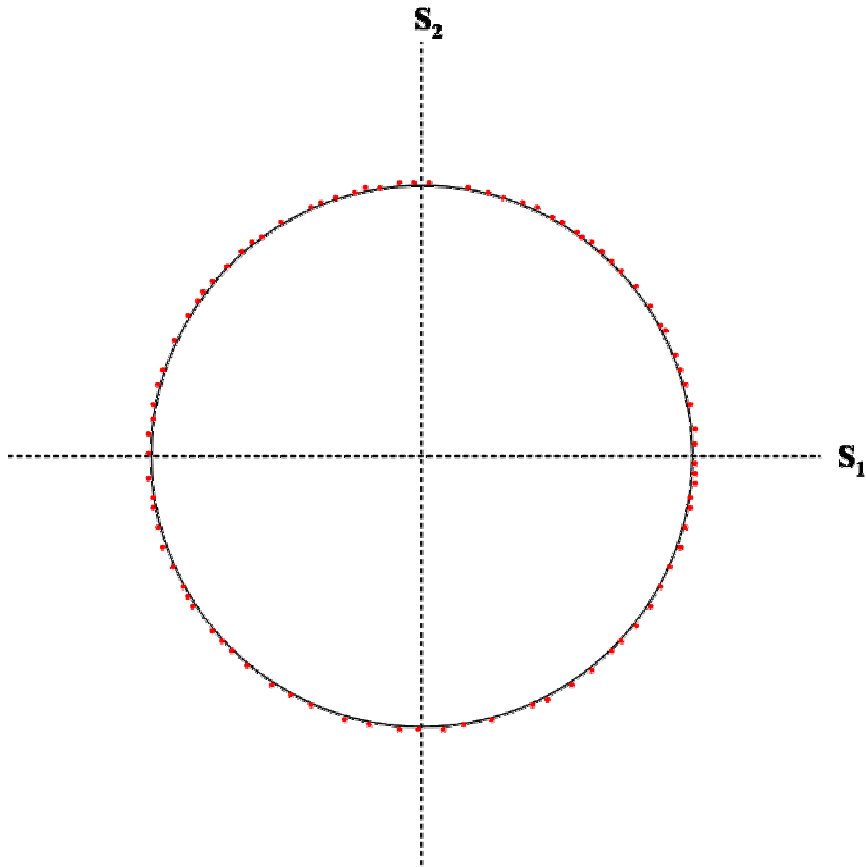
Fig. 29 Représentation de l'état de polarisation d'une onde partiellement polarisée

Nous pouvons définir le degré de polarisation  $P_{p,s}$  comme étant relié à la surface  $A_{p,s}$  occupée par ses différentes polarisations au cours du temps par la relation [53] :

$$P_{p,s} = 1 - \frac{A_{p,s}}{4\pi} \quad (3.40)$$

Ainsi, une onde parfaitement polarisée aura un degré de polarisation égal à 1, et se trouvera donc quelque part sur la surface de la sphère de Poincaré. Une onde dépolarisée, au contraire, se caractérise par une fluctuation constante de sa polarisation. Sur une période suffisamment grande, sa polarisation passera par tous les états possibles. Le degré de polarisation d'une telle

onde tendra donc vers 0. Autrement dit, la polarisation moyenne (au cours du temps) est nulle.  
La Fig. 30 illustre ce cas.



*Fig. 30 Vue en coupe de la sphère de Poincaré pour une onde dépolarisée. Points rouges: états de la polarisation instantanée de l'onde à différents moments.*



## 3. Attraction de polarisation

### 3.1. Présentation

Considérons une fibre optique isotrope dans laquelle se propage deux ondes contra propagatives : une onde pompe et une onde signal. L'onde pompe est polarisée circulairement (droite ou gauche), alors que l'onde signal est polarisée de manière quelconque. Alors, quelle que soit la polarisation initiale de l'onde signal, celle-ci évolue au cours de la propagation vers la polarisation initiale de l'onde pompe [30]. C'est ce processus, observé par nos soins à la fois théoriquement, numériquement et expérimentalement, que nous appelons initialement attraction de polarisation. La Fig. 31 illustre ce phénomène pour une onde signal polarisée rectilignement.

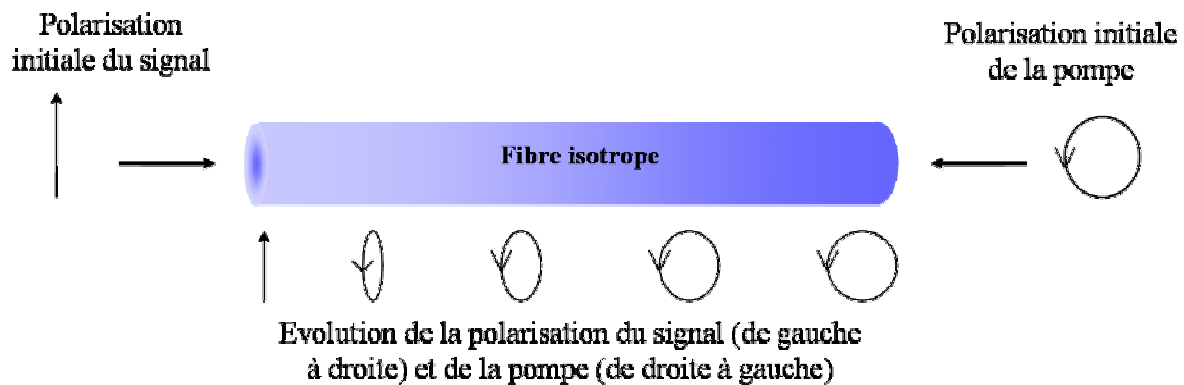


Fig. 31 Représentation du processus d'attraction de polarisation pour une onde signal polarisée rectilignement

Comment interpréter ce phénomène ? Commençons par souligner qu'il a été démontré dans des travaux précédents qu'il n'existe qu'un seul état propre de polarisation stable à la fois temporellement et spatialement lorsque deux ondes contra propagatives sont présentes dans une même fibre isotrope : il s'agit de l'état dans lequel les deux ondes ont une polarisation circulaire et co-rotative [31, 54]. Nous pensons donc que le système que nous étudions évolue de manière à se rapprocher le plus possible de cet état stable, en adoptant un comportement similaire à celui des systèmes présentant une paroi de domaine de polarisation. Contrairement aux parois de domaine, qui n'existent que lorsque deux ondes contra propagatives ont des polarisations circulaires de sens opposé, l'attraction de polarisation existe pour une onde de polarisation circulaire, et une autre onde de polarisation quelconque : nous retrouverons donc

exactement le cas de la paroi de domaine lorsque l'onde signal est polarisée circulairement, dans le sens opposé à la polarisation de la pompe. Un tel comportement est représenté sur la Fig. 32. Nous pouvons dès lors voir les parois de domaine de polarisation comme un cas particulier du phénomène d'attraction de polarisation.

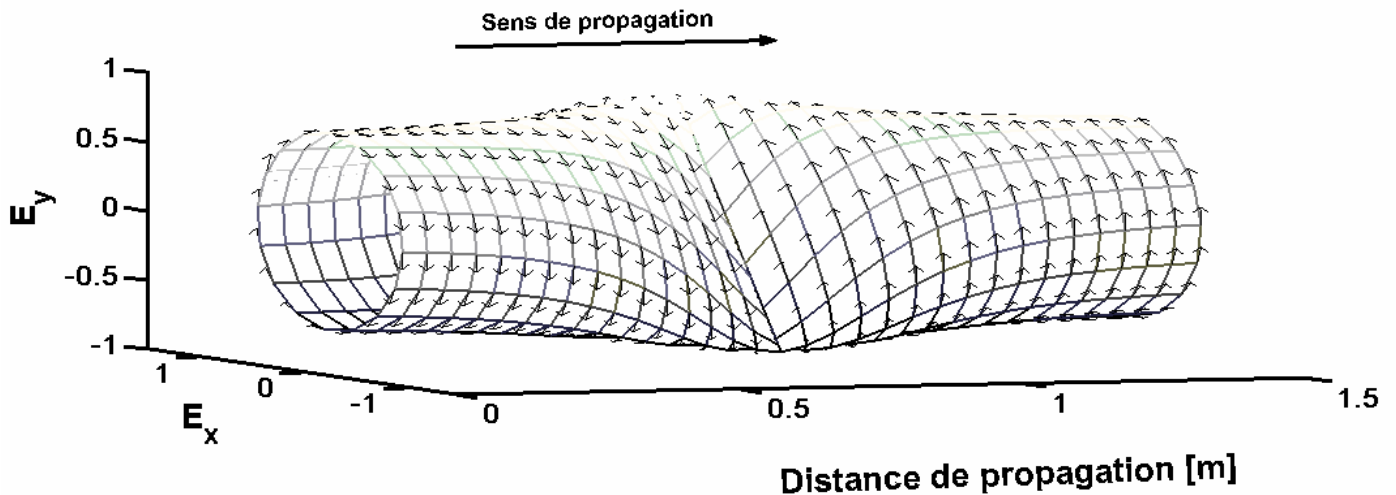


Fig. 32 Représentation des états de polarisation d'une des deux ondes en fonction de la distance dans la fibre pour une paroi de domaine de polarisation.

### 3.2. Caractéristiques de l'attraction de polarisation en régime impulsionnel

Nous avons vu dans les équations (3.26) à (3.29) que le dernier terme est responsable d'un échange d'énergie d'une composante de l'onde à l'autre, cet échange étant provoqué par la deuxième onde. Autrement dit, l'onde pompe provoque un transfert d'énergie entre la composante  $u$  et la composante  $v$  de l'onde signal, et vice versa. C'est ce processus de mélange à quatre ondes qui provoque l'évolution de la polarisation. Remarquons également que ce processus est réciproque : l'onde signal forcera elle aussi un transfert d'énergie entre les composantes de la pompe. Ainsi, si le transfert se fait de  $u$  vers  $v$  pour le signal, il se fera de  $\bar{u}$  vers  $\bar{v}$  pour la pompe. Nous allons considérer, pour la suite de ce chapitre, des ondes pompe et signal impulsionnelles. En effet, le régime impulsionnel est beaucoup mieux adapté pour décrire des comportements observables expérimentalement. Il n'est cependant pas parfait, puisqu'il ne permet pas d'atteindre le régime stationnaire, contrairement aux ondes continues. Le comportement de l'attraction de polarisation en régime impulsionnel sera donc nécessairement subordonné à la durée d'interaction entre la pompe et le signal, ainsi qu'à

leurs puissances respectives. Voici, à titre d'exemple, les états d'entrée et de sortie des composantes de polarisation de la pompe et du signal obtenus par simulation numérique des équations (3.26) à (3.29).

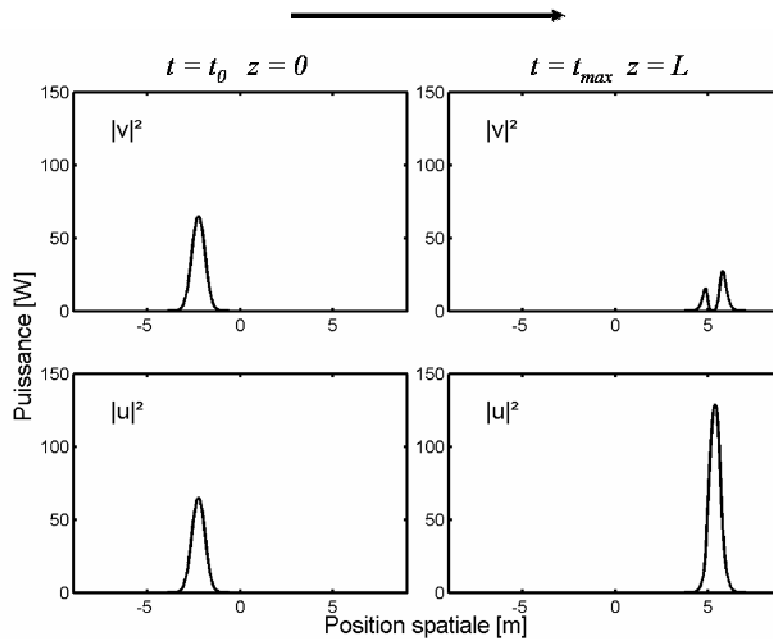


Fig. 33 Etats de polarisation du signal en entrée ( $t = t_0$ ,  $z = 0$ ) et en sortie de la fibre ( $t = t_{max}$ ,  $z = L$ ), représentés dans la base des états circulaires. Ils correspondent à un état de polarisation rectiligne en entrée, et quasi circulaire droit en sortie.

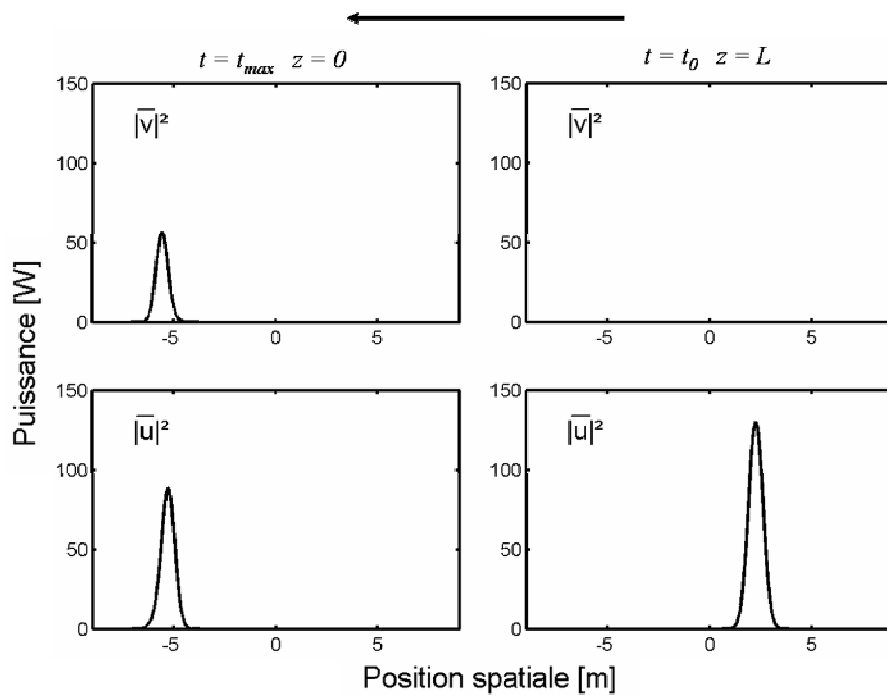


Fig. 34 Etats de polarisation de la pompe en entrée ( $t = t_0$ ,  $z = L$ ) et en sortie de la fibre ( $t = t_{max}$ ,  $z = 0$ ), représentés dans la base des états circulaires. Ils correspondent à une polarisation circulaire droite en entrée, et quasi rectiligne en sortie.

Comme nous pouvons le voir dans les équations (3.26) à (3.29), la puissance relative des ondes jouera un rôle important dans l'efficacité de l'attracteur. Nous avons représenté, à titre d'exemple, l'évolution de l'intensité relative de la composante  $u$  du signal lorsque la puissance de celui-ci varie sur la Fig. 35 pour des largeurs d'impulsion de 10 ns à mi-hauteur, obtenu par simulation numérique des équations (3.26) à (3.29). Nous définissons l'intensité relative comme le pourcentage d'énergie présent sur la composante  $u$  du signal. Nous remarquons ainsi que, pour une puissance de signal trop élevée par rapport à la puissance de la pompe, l'efficacité du phénomène décroît. Ceci provient du fait que l'efficacité du transfert d'énergie dépend de ces puissances. Ainsi, pour une durée d'interaction trop grande, l'attraction aura le temps de se faire quasi-complètement, puis les rôles s'inverseront (le signal ayant alors une polarisation circulaire quasi-parfaite, et la pompe une polarisation rectiligne), diminuant l'intensité relative du signal. A titre de comparaison, la Fig. 36 donne l'évolution du même système pour des impulsions de 5 ns de large à mi hauteur. Nous voyons que l'intensité relative ne présente pas de décroissance, mais elle atteint des valeurs plus faibles que sur la Fig. 35 (le temps d'interaction entre les deux ondes étant plus court). Qui plus est, une puissance de pompe trop faible par rapport au signal limitera *de facto* la quantité d'énergie pouvant être transmise d'une composante à l'autre. Le transfert d'énergie décrit par le dernier terme des équations (3.26) à (3.29) pour la pompe et pour le signal. Si la pompe a une faible intensité par rapport au signal, le transfert d'énergie entre  $\bar{u}$  et  $\bar{v}$  sera faible. Le transfert entre  $u$  et  $v$ , identique, représentera donc pour le signal une fraction très faible de son énergie totale. Il n'y aura donc qu'une variation minime des intensités de  $u$  et  $v$ .

C'est donc une forme de saturation du phénomène, qui peut toutefois être évitée en adaptant la puissance de la pompe et la largeur des impulsions.

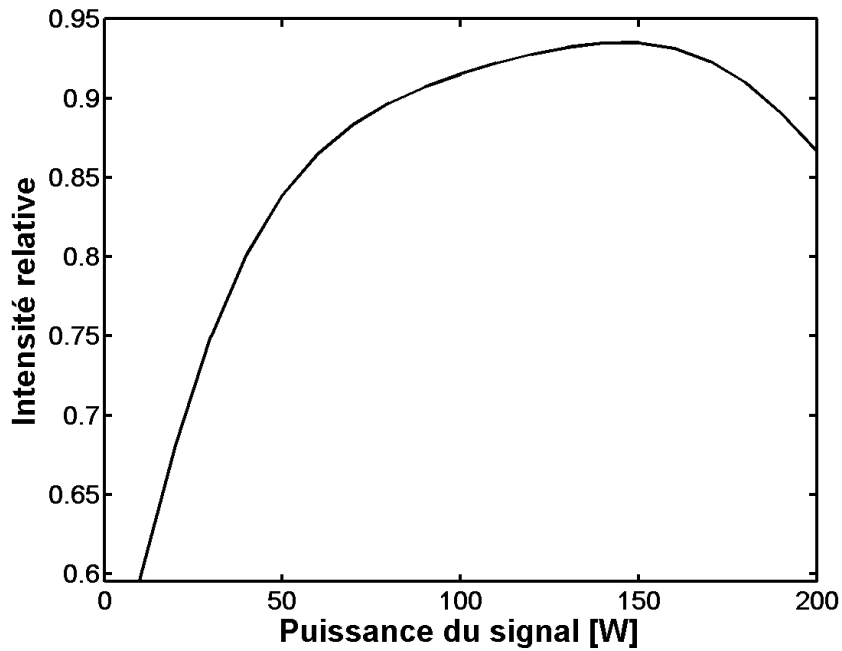


Fig. 35 Evolution de l'intensité relative de la composante  $u$  du signal en fonction de la puissance de celui-ci, pour une puissance de pompe de 100 W. Les profils d'impulsions sont gaussiens et ont une largeur de 10 ns à mi-hauteur.

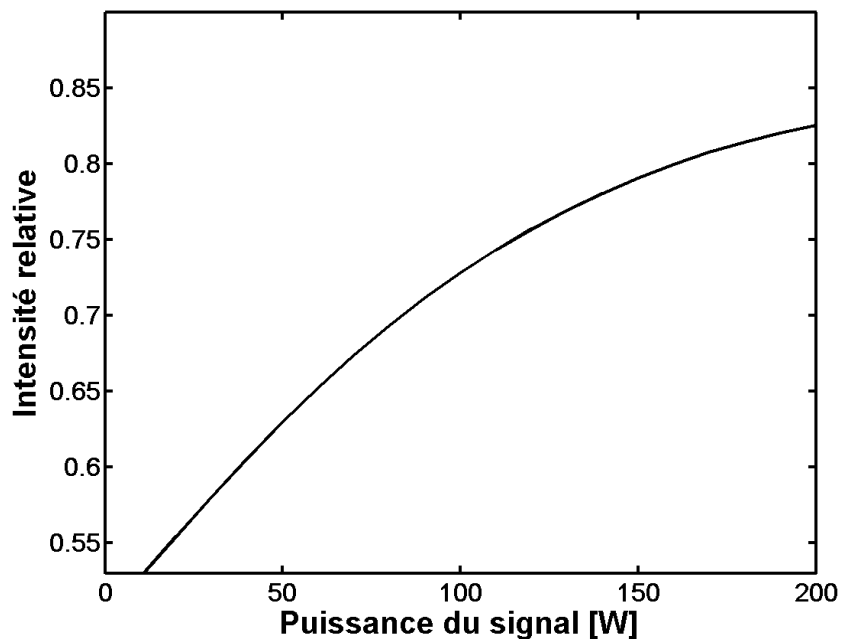


Fig. 36 Evolution de l'intensité relative de la composante  $u$  du signal en fonction de la puissance de celui-ci, avec  $P_{pompe} = 100$  W. Les profils d'impulsions sont gaussiens et ont une largeur de 5 ns à mi-hauteur

Nous pouvons aussi supposer que, pour des ondes de durée finie, le temps d'interaction entre l'onde et le signal (qui dépend de la durée des impulsions et de la longueur de la fibre) aura un rôle déterminant. Il sera d'ailleurs intéressant, afin d'identifier l'influence de chaque

paramètre sur l'efficacité du processus, de chercher les conditions permettant d'optimiser l'attraction. Remarquons enfin que l'attraction de polarisation n'est pas sensible à une différence de longueur d'onde entre la pompe et le signal. En effet, les équations (3.26) à (3.29) nous montrent que la phase relative disparaît systématiquement des équations. Par conséquent, l'attraction de polarisation sera possible pour un décalage en longueur d'onde raisonnable entre la pompe et le signal. Nous entendons par raisonnable une différence de longueur d'onde qui ne change pas drastiquement les conditions de propagation pour l'une ou l'autre onde, par exemple en ce qui concerne la dispersion. Il ne faut pas oublier également que, même si l'interaction décrite ici n'est pas perturbée par un décalage en longueur d'onde entre la pompe et le signal, des phénomènes extérieurs peuvent y être sensibles et venir perturber le système, notamment la diffusion Raman stimulée. Il semble alors judicieux d'en tenir compte afin d'évaluer son impact sur l'attraction de polarisation.

### **3.3. Observations expérimentales**

Nous présentons ici les premières observations expérimentales de l'attraction de polarisation effectuées lors de ce travail de thèse [33]. Il s'agit d'une expérience préliminaire réalisée dans le domaine du visible, afin de tester l'existence et l'efficacité du phénomène. La décision de travailler dans le visible a été prise en adéquation avec le matériel disponible alors. Cette expérience consiste en un test visant à caractériser expérimentalement l'attraction de polarisation.

#### **3.3.1. Dispositif expérimental**

Nous présentons ici le dispositif mis en place pour tenter d'observer le phénomène d'attraction de polarisation. Un schéma de ce dispositif est visible sur la Fig. 37.

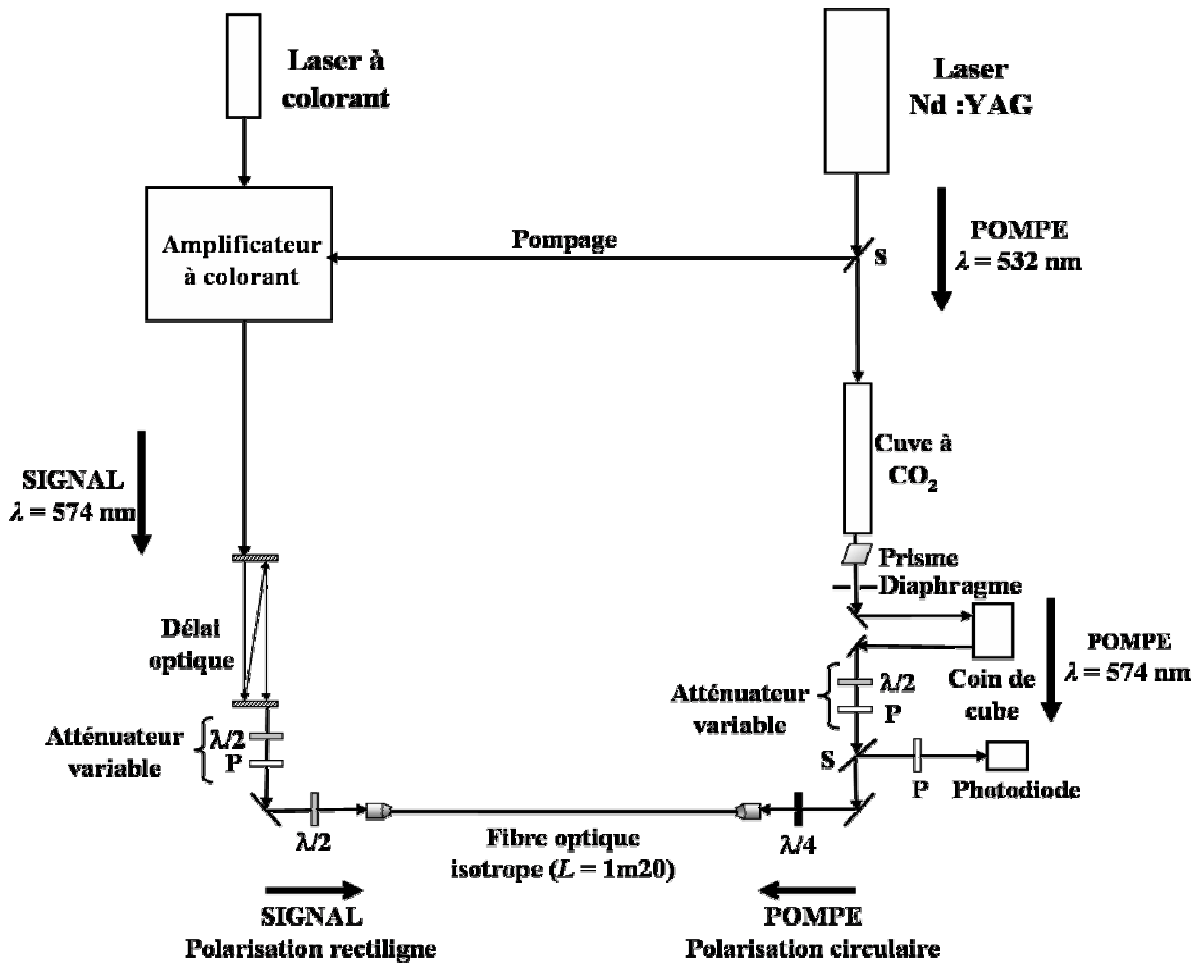


Fig. 37 Schéma du dispositif expérimental utilisé pour observer l'attraction de polarisation. P: polariseur. S: lame séparatrice 50/50.  $\lambda/2$  : lame demi onde.  $\lambda/4$  : lame quart d'onde.

La propagation dans ce système se fait à l'air libre, jusqu'à injection dans la fibre. La pompe est générée par un laser Nd : YAG à fréquence doublée. Le laser Nd :YAG (Yttrium-Aluminium-Garnet) utilisé est un laser impulsionnel fonctionnant à 25 Hz. Il fonctionne à  $\lambda = 532 \text{ nm}$ . Le laser est injecté par un mini laser YAG pompé par une diode laser continue afin d'être parfaitement monomode longitudinal. Un cristal non linéaire nous permet d'effectuer le doublage de fréquence. Nous avons, en sortie du laser, des impulsions gaussiennes de 5 ns de largeur à mi-hauteur. Une partie de la pompe est envoyée, via une séparatrice, dans l'amplificateur à colorant afin de pomper ce dernier, tandis que l'autre partie traverse une cuve remplie de CO<sub>2</sub>. Le faisceau laser va donc, une fois entré par le premier miroir, effectuer un certain nombre d'allers-retours dans la cavité remplie de CO<sub>2</sub> avant de pouvoir en sortir. Or le CO<sub>2</sub> sous forme gazeuse est un milieu fortement non linéaire. Le passage répété du faisceau laser dans le gaz va alors provoquer de la diffusion Raman, générant plusieurs ordres de pics Raman dans le spectre de la pompe [55]. Nous utilisons cette propriété afin de décaler en longueur d'onde notre pompe, en sélectionnant une des raies. Cette sélection est faite en

sortie, à l'aide d'un prisme. Seule la raie à 574 nm est conservée, les autres longueurs d'ondes étant déviées. Un diaphragme permet ensuite de contrôler la taille du faisceau, puis nous utilisons un coin de cube afin de régler précisément la distance du chemin optique parcouru par la pompe. Une lame demi onde et un polariseur jouent le rôle d'atténuateur variable : la pompe est polarisée rectilignement par le polariseur, et la rotation de la lame demi onde permet de contrôler l'intensité transmise suite à un second polariseur. La pompe traverse ensuite une séparatrice, puis est polarisée circulairement à l'aide d'une lame quart d'onde (la polarisation rectiligne étant alors convertie en polarisation circulaire). La pompe est enfin injectée dans la fibre optique à l'aide d'un objectif de microscope x 20 et d'un support de fibre équipé de réglages en translation (vertical et horizontal), de deux réglages en rotation et d'un réglage de focalisation. Le signal est quant à lui généré par un laser à colorant pompé par un laser Argon continu. Nous utilisons de la rhodamine 6G comme colorant. Ce laser a comme particularité d'être accordable entre 570 et 630 nm : du fait de la largeur importante de la bande de gain de la rhodamine 6G, de nombreuses longueurs d'ondes sont excitées par le pompage du laser Argon. Un filtre spectral permet de sélectionner la longueur d'onde voulue. Nous travaillons ici à 574 nm. Le signal passe ensuite par un amplificateur à colorant pompé par un faisceau issu du laser Nd : YAG. Ce faisant, il devient impulsionnel (taux de répétition de 25 Hz, impulsions gaussiennes de 3 ns de largeur à mi hauteur). Nous utilisons ici la rhodamine 610 comme colorant, qui présente de meilleures propriétés en régime impulsionnel comparé à la rhodamine 6G. Un délai optique, constitué d'une cavité résonnante dans laquelle le faisceau laser va faire un certain nombre d'allers-retours, permet de compenser le retard pris par la pompe dans la cuve à CO<sub>2</sub>. Il est en effet impératif que la pompe et le signal se croisent au milieu de la fibre optique pour que l'interaction puisse se faire ; il faut donc qu'ils aient tous deux le même chemin optique entre leur émission et leur entrée dans la fibre. Un système de deux lames demi onde et d'un polariseur permettent ensuite de polariser le signal rectilignement et de contrôler la puissance injectée dans la fibre optique. L'injection est réalisée avec un système identique à celui de la pompe. La fibre utilisée est une fibre isotrope (*spun*) longue de 1,2 m. Ses caractéristiques sont :  $\gamma = 0.025 \text{ m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ , et  $\beta_2 = -0.02 \text{ ns}^2 \cdot \text{m}^{-1}$ . Une partie du signal est récupéré en sortie de fibre à l'aide d'une séparatrice. La lame quart d'onde nous permet de regarder la polarisation circulaire dans la base rectiligne (la fraction d'énergie sur la composante  $x$  nous donnant la fraction d'énergie sur  $u$ , idem pour  $y$  et  $v$ ). Cette analyse est effectuée à l'aide d'un polariseur et d'une photodiode.



### 3.3.2. Spécificités du montage

Plusieurs précautions sont à prendre lors de l'utilisation de ce montage. Tout d'abord le maintien d'une bonne isotropie pour la fibre est déterminante pour la justesse de nos mesures : un changement dans la biréfringence résiduelle de la fibre peut provoquer une rotation de la polarisation dans la fibre, et donc fausser complètement les mesures. Nous avons donc pris particulièrement soin de la fibre, en la maintenant en permanence tendue (mais sans exercer de contraintes mécaniques trop fortes qui auraient pu modifier les caractéristiques de la fibre) et à température constante. Remarquons également que le réglage du délai optique entre les deux impulsions est également critique : un décalage provoquera la rencontre des impulsions ailleurs que dans la fibre, empêchant donc l'observation du phénomène. Le clivage de la fibre est lui aussi spécifique : contrairement à d'habitude, nous avons clivé notre fibre en biseau aux deux extrémités. En effet, un clivage standard (donc, avec une face d'entrée/sortie bien orthogonale à l'axe de la fibre) permet des réflexions aux extrémités, créant par là même des artefacts de mesure. En outre nous nous sommes aperçu que, du fait des fortes puissances mises en jeu, de la diffusion Brillouin spontanée était générée par le passage de nos impulsions dans la fibre. Ce phénomène se caractérisant par la génération d'une onde Stokes contra propagative, il est apparu que nous mesurions avec le signal une onde issue de la diffusion Brillouin spontanée de la pompe. Nous avons donc mesuré la contribution de cette onde, et l'avons par la suite systématiquement retranchée à nos mesures de puissance. Notons que les sources utilisées n'étaient pas parfaitement stables en puissance, présentant parfois de rapides fluctuations. Or les effets non linéaires sont particulièrement sensibles aux variations de puissances. Nous avons donc, à cette fin, systématiquement moyenné nos mesures de puissances sur 256 tirs, afin de s'affranchir de cette contrainte. Il est important de souligner, pour terminer, que nous avons négligé dans cette étude les effets dispersifs et les pertes linéaires. En effet, la très faible longueur de fibre ( $L = 1.2$  m) comparée à la longueur de dispersion ( $L_D = 450$  m) et aux pertes linéaires ( $\alpha \approx 10$  dB.km<sup>-1</sup>) nous permet de faire ces approximations.

### 3.3.3. Résultats expérimentaux

#### 3.3.3.1. Observation préliminaire

Nous avons donc tenté d'observer l'attraction de polarisation pour une onde signal polarisée verticalement et une onde pompe de polarisation circulaire droite (composante  $u$ ), lors de leur

propagation dans une fibre optique isotrope de longueur  $L = 1,2$  m. Les deux impulsions font 3 ns de largeur à mi hauteur, pour une longueur d'onde  $\lambda = 574$  nm, et ont une puissance crête  $P_{\text{crête}} = 180$  W. Nous observons, en sortie de fibre, une nette évolution de la polarisation du signal vers une polarisation circulaire droite. En effet, alors que l'impulsion entre dans la fibre avec 50% d'énergie sur chacune des composantes  $u$  et  $v$ , elle en ressort avec 81% de son énergie sur la composante  $u$  : il y a bien eu évolution de la polarisation du signal vers la polarisation initiale de la pompe. Nous avons également testé l'efficacité de l'attraction pour une longueur de fibre plus courte ( $L = 60$  cm). Nous observons alors une diminution de l'efficacité de l'attraction, puisque seulement 75% de l'énergie du signal se trouve dans la composante  $u$  en sortie de fibre. Ce résultat est tout à fait logique : si nous diminuons la longueur de fibre, nous diminuons le temps d'interaction entre les deux ondes. Nos deux ondes ayant une largeur temporelle à mi hauteur de 3 ns, la largeur spatiale correspondante est d'environ 60 cm. Nous avons donc, pour chacune des impulsions, une largeur spatiale effective d'au moins 1,2 m en tenant compte des ailes des gaussiennes. Pour une fibre longue de 1,2 m, nous sommes donc capable de faire interagir complètement les deux impulsions ; mais en réduisant la longueur de fibre nous réduisons d'autant la durée d'interaction entre les deux ondes. Nous observons ce qui se passe *a contrario* lorsque nous augmentons la longueur de fibre sur la Fig. 38 : les simulations numériques, en bon accord avec les mesures expérimentales, nous indiquent que nous atteignons très rapidement un seuil de saturation pour le phénomène, qui correspond à la longueur de fibre permettant une interaction totale entre les deux ondes.

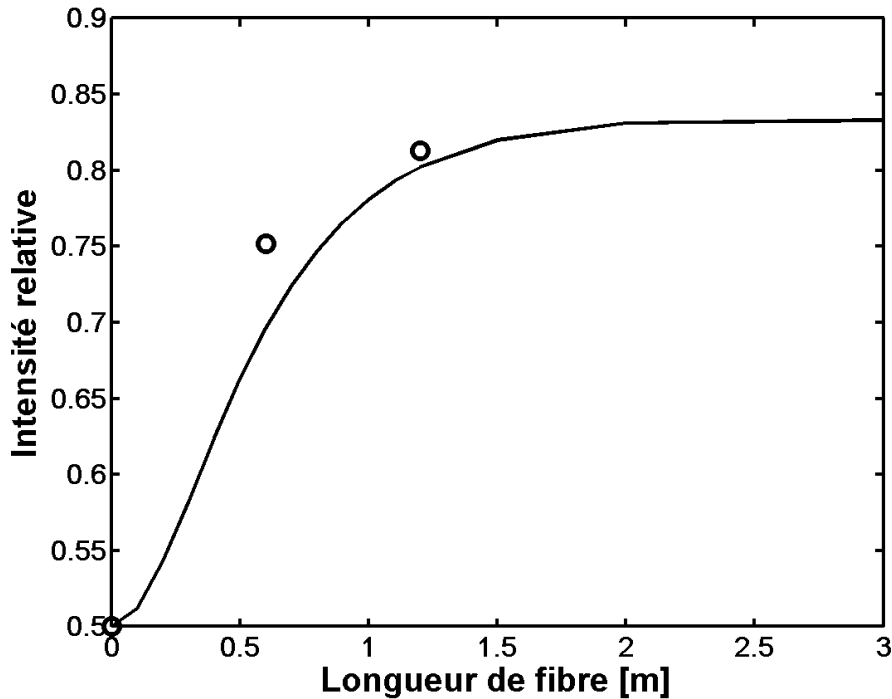


Fig. 38 Efficacité de l'attracteur de polarisation en fonction de la longueur de fibre optique, pour des impulsions gaussiennes de 3 ns de largeur à mi hauteur, et de puissance crête  $P_{crête} = 180$  W. Simulations numériques (traits pleins) et mesures expérimentales (cercles).

Nous avons donc été capables, dans un premier temps, d'observer effectivement l'attraction de polarisation entre une onde pompe polarisée circulairement et une onde signal polarisée rectilignement. Nous avons voulu, afin de compléter notre étude, effectuer une étude en puissance du même phénomène.

### 3.3.3.2. Etude en puissance de l'attraction de polarisation

Comme les équations (3.26) à (3.29) le laissent deviner, et comme le montrent les Fig. 35 et Fig. 36, l'efficacité de l'attraction de polarisation semble grandement dépendre des puissances de la pompe et du signal. Une étude en puissance a donc été effectuée afin d'approfondir notre connaissance du phénomène [33]. Nous avons utilisé à cette fin le montage représenté sur la Fig. 37. Nous avons, dans un premier temps, étudié l'efficacité de l'attracteur à puissance de pompe et de signal égale. Nous avons donc fait varier ces puissances entre 0 et 200 W, et observé le comportement de la polarisation du signal. Nous pouvons voir les résultats sur la Fig. 39.

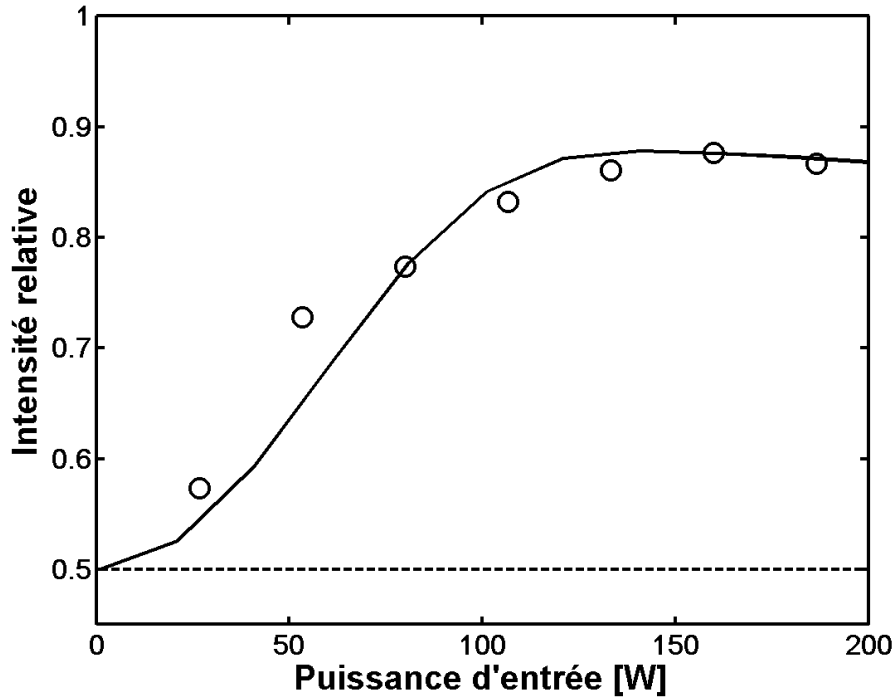


Fig. 39 Efficacité de l'attraction de polarisation pour des puissances de pompe et de signal identiques. Simulations numériques (traits pleins) et mesures expérimentales (cercles). Les pointillés donnent le comportement de la polarisation du signal en l'absence de pompe.

Nous sommes parti pour le signal d'une polarisation rectiligne. Nous observons, dans un premier temps, une rapide augmentation de la polarisation selon  $u$  pour le signal, jusqu'à atteindre des valeurs élevées (aux alentours de 85 %). Nous voyons ensuite nettement apparaître une saturation du phénomène. Nous pouvons en déduire que, à durée d'impulsion constante (3 ns ici), l'attraction de polarisation a atteint son efficacité maximum. L'interaction entre les deux ondes provoque un échange d'énergie maximum entre chacune de leurs composantes de polarisation. Il est alors nécessaire d'augmenter la durée d'interaction (largeur des impulsions et/ou longueur de fibre, comme nous l'avons vu précédemment) pour augmenter d'avantage l'efficacité de l'attraction de polarisation.

Nous avons également voulu tester expérimentalement le comportement de l'attraction de polarisation lorsque seule la puissance du signal varie. Nous avons fixé la puissance crête de la pompe à  $P_{pompe} = 180$  W, et fait varier la puissance crête du signal entre 0 et 150 W. Les résultats sont visibles sur la Fig. 40.

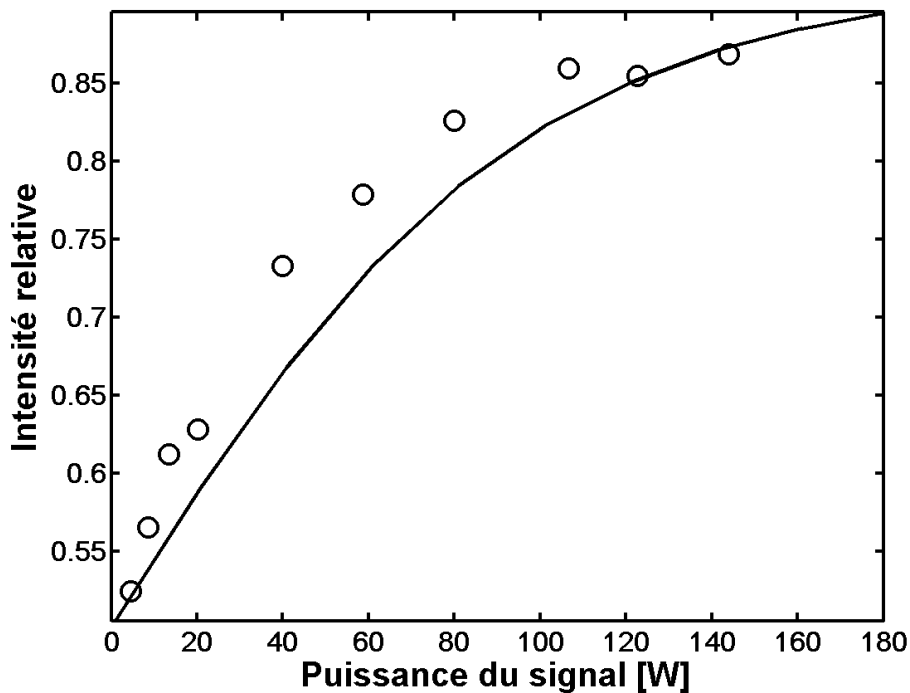


Fig. 40 Efficacité de l'attraction de polarisation en fonction de la puissance du signal, pour une puissance crête de la pompe  $P_{crête} = 180$  W. Simulations numériques (traits pleins) et mesures expérimentales (cercles).

Nous pouvons dire, d'après la Fig. 40, que l'efficacité de l'attraction de polarisation ne cesse d'augmenter alors que la puissance du signal croît vers la puissance de la pompe. L'importance des puissances relatives dans le processus d'attraction de polarisation est donc clairement mise en évidence.

### 3.4. Conclusion

Nous sommes donc parvenu, dans un premier temps, à mettre en évidence l'existence théorique et expérimentale de l'attraction de polarisation, ainsi que sa forte dépendance aux paramètres du système (durée d'interaction reflétée par la longueur des impulsions et par la longueur de fibre, puissances crêtes des impulsions). Nous avons également montré que l'efficacité élevée de ce phénomène (possibilité d'obtenir un signal polarisé à plus de 85% selon  $u$ ) permet d'envisager son application en tant que polariseur non linéaire sans pertes. En effet, contrairement aux polariseurs standards, l'attraction de polarisation provoque un transfert d'énergie au sein de l'onde, sans engendrer de pertes. En outre, le modèle théorique que nous utilisons est en adéquation avec les résultats expérimentaux. Nous n'avons étudié l'attraction de polarisation que pour une polarisation rectiligne du signal. En effet, des travaux

portant sur les solitons à parois de domaine ayant mis en évidence l'existence de l'attraction de polarisation pour des polarisations du signal circulaires, nous n'avons pas jugé utile de les reproduire.

## **4. Etude du processus d'attraction de polarisation dans le domaine télécom**

Après avoir démontré l'existence de l'attraction de polarisation, aussi bien théoriquement qu'expérimentalement, et avoir étudié ses propriétés, nous regardons ici quel peut être son comportement dans le domaine télécom. L'attraction de polarisation peut en effet être envisagée, au niveau des applications, comme un polariseur non linéaire à priori très efficace. Qui plus est, son couplage avec la diffusion Raman stimulée peut permettre d'obtenir en plus l'amplification du signal. Il est donc important de caractériser le comportement de l'attraction de polarisation lorsqu'il est généré avec les paramètres propres aux systèmes télécoms actuels.

### **4.1. Etude expérimentale avec deux ondes co-propagatives**

Nous avons pour l'instant étudié l'attraction de polarisation dans un système comportant deux ondes contra-propagatives. Or des études numériques nous ont montré que, à condition de prendre une différence de vitesse de groupe entre la pompe et le signal, l'attraction de polarisation pouvait également avoir lieu pour deux ondes co-propagatives. En effet, à vitesse de groupe identique, les deux ondes vont échanger leurs états de polarisation de manière périodique (que les ondes soient continues ou impulsionnelles). Toutefois, si l'on considère un signal impulsionnel et une pompe impulsionnelle ou continue, toutes deux dotées d'une vitesse de groupe différente, la durée d'interaction entre l'une et l'autre sera limitée. Le processus sera donc bien irréversible. Qui plus est, des simulations numériques nous ont montré que l'attraction de polarisation était plus efficace dans cette configuration que dans le cas contra-propagatif. La raison est simple : les deux ondes sont à même d'interagir plus longtemps, la différence de vitesse de groupe étant très largement inférieure par rapport au cas contra-propagatif. Ce comportement est représenté sur la Fig. 41. Il est clairement visible que, dans cette configuration, deux ondes interagiront beaucoup plus longtemps comparé au cas contra propagatif. Si nous regardons l'évolution des deux ondes dans le repère local des ondes (repère évoluant à la vitesse moyenne des deux ondes), nous voyons effectivement que leur vitesse est alors faible comparée à la vitesse absolue d'une d'entre elles.

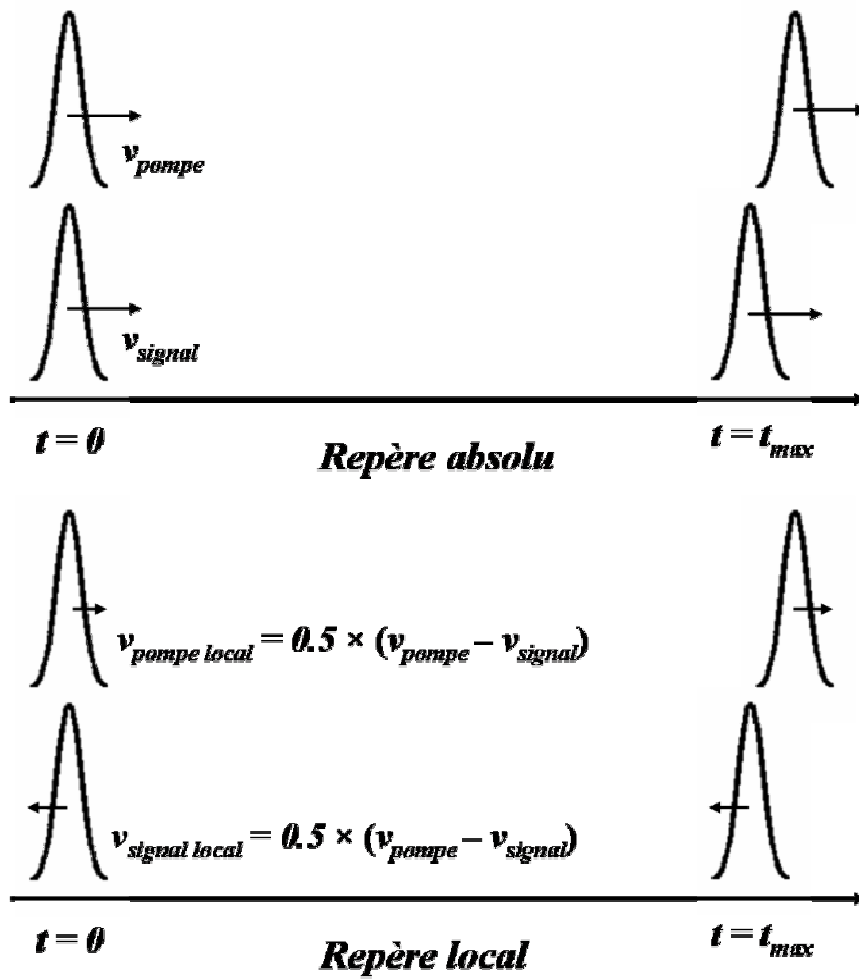


Fig. 41 Evolution et temps d'interaction de deux ondes co-propagatives.

Nous pouvons voir une étude comparative entre le cas co-propagatif et le cas contra propagatif sur la Fig. 42.



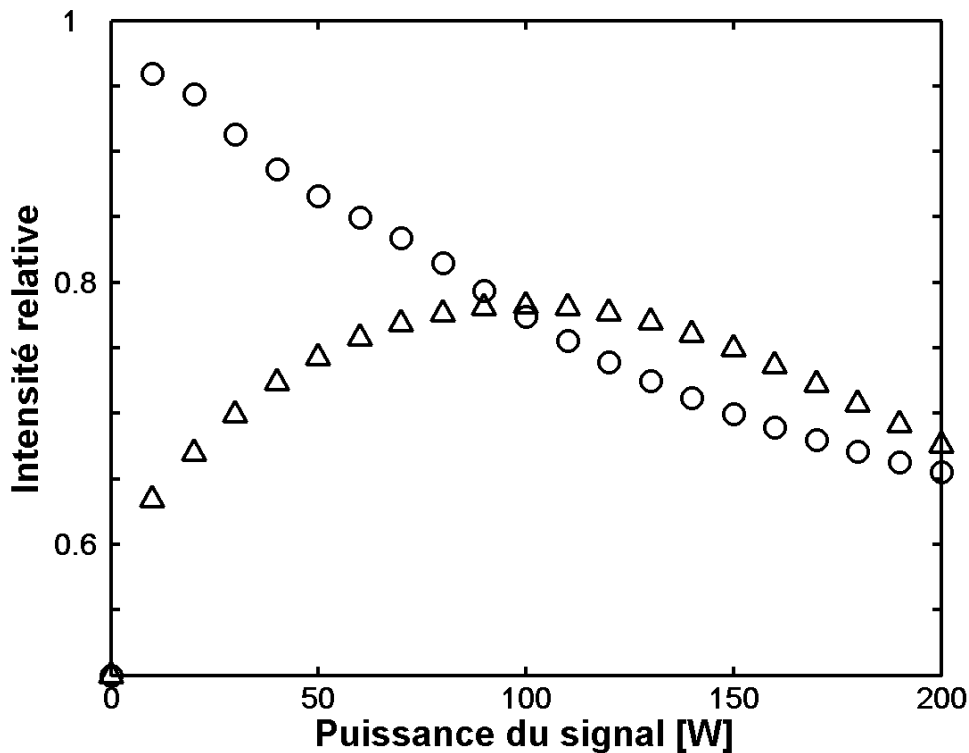


Fig. 42 Efficacité comparée de l'attraction de polarisation en configuration co-propagative (cercles) et contra-propagative (triangles), pour une puissance de pompe  $P_{pompe} = 60$  W. Les impulsions sont des gaussiennes faisant 10 ns de largeur à mi-hauteur. Pompe et signal sont décalés en fréquence de  $\Omega = 13.2$  THz. La propagation se fait dans 15 m de fibre optique dotée d'un coefficient non linéaire  $\gamma = 0.013 \text{ m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ , avec une pompe polarisée circulairement et un signal polarisé rectilignement.

Comme nous pouvons le voir, la configuration co-propagative est nettement plus efficace sur la plage des faibles puissances. La plus longue interaction entre la pompe et le signal permet en effet d'atteindre une intensité relative bien plus élevée pour le signal. En revanche des puissances de signal plus élevées vont provoquer une maximisation rapide de l'intensité relative du signal, qui atteint ainsi une polarisation quasi-circulaire. A l'inverse, la polarisation de la pompe devient quasi-rectiligne. Les rôles sont dès lors inversés : le signal joue le rôle de pompe, et vis versa. D'où la perte d'efficacité pour le processus. Nous pouvons voir un schéma décrivant ces oscillations lorsque la puissance du signal est trop élevée sur la Fig. 43.

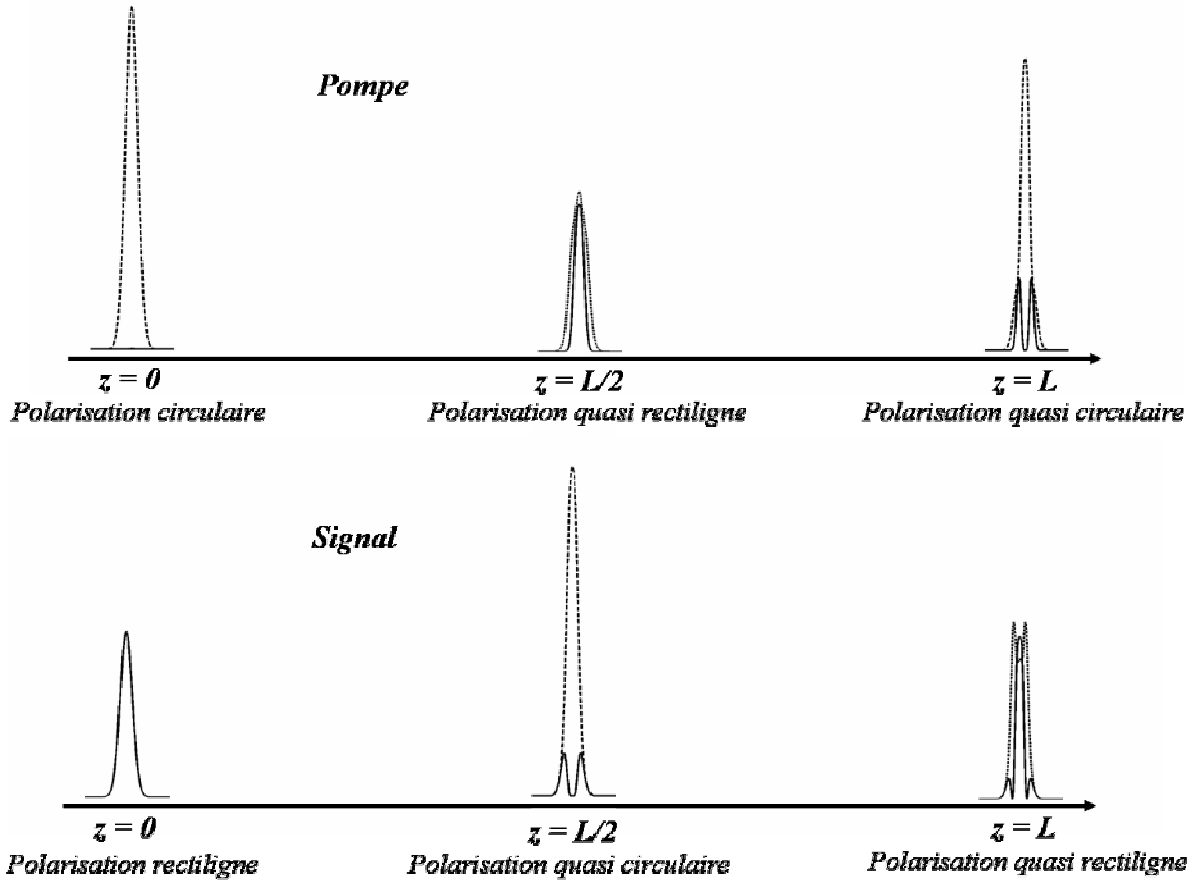


Fig. 43 Représentation schématique des oscillations de la polarisation du signal et de la pompe lorsque la puissance du signal est trop élevée.

#### 4.1.1. Définitions

La différence de vitesse de groupe est, comme nous venons de le voir, un paramètre important lors d'une étude mettant en jeu des ondes co-propagatives. Elle est généralement caractérisée par le paramètre  $\delta$ , qui s'exprime ainsi :

$$\delta = \beta_1(\omega_p) - \beta_{1s}(\omega_s) = \frac{1}{v_{gp}} - \frac{1}{v_{gs}} \quad (3.41)$$

où  $\beta_{1p}$  et  $\beta_{1s}$  font respectivement référence à la constante de propagation de l'onde et du signal. Or, si la pompe et le signal sont décalés en fréquence tel quel :

$$\omega_s = \omega_p + \Omega \quad (3.42)$$

avec  $\Omega$  faible devant  $\omega_p$ , il est possible d'écrire la constante de propagation du signal comme un développement limité :

$$\beta_1(\omega_s) = \beta_1(\omega_p) + \Omega\beta_2 + \frac{1}{2}\Omega^2\beta_3 + \dots \quad (3.43)$$

Dans ce cas, nous pouvons réécrire  $\delta$  en fonction des paramètres de la fibre :

$$\delta = -\Omega\beta_2 + \frac{1}{2}\Omega^2\beta_3 \quad (3.44)$$

$\delta$  est ainsi contrôlé en jouant sur l'écart de longueur d'onde entre la pompe et le signal.

#### 4.1.2. Montage expérimental

Nous reportons ici le schéma du montage utilisé pour observer l'attraction de polarisation en configuration co-propagative dans le domaine télécom. Ce schéma est visible sur la Fig. 44.

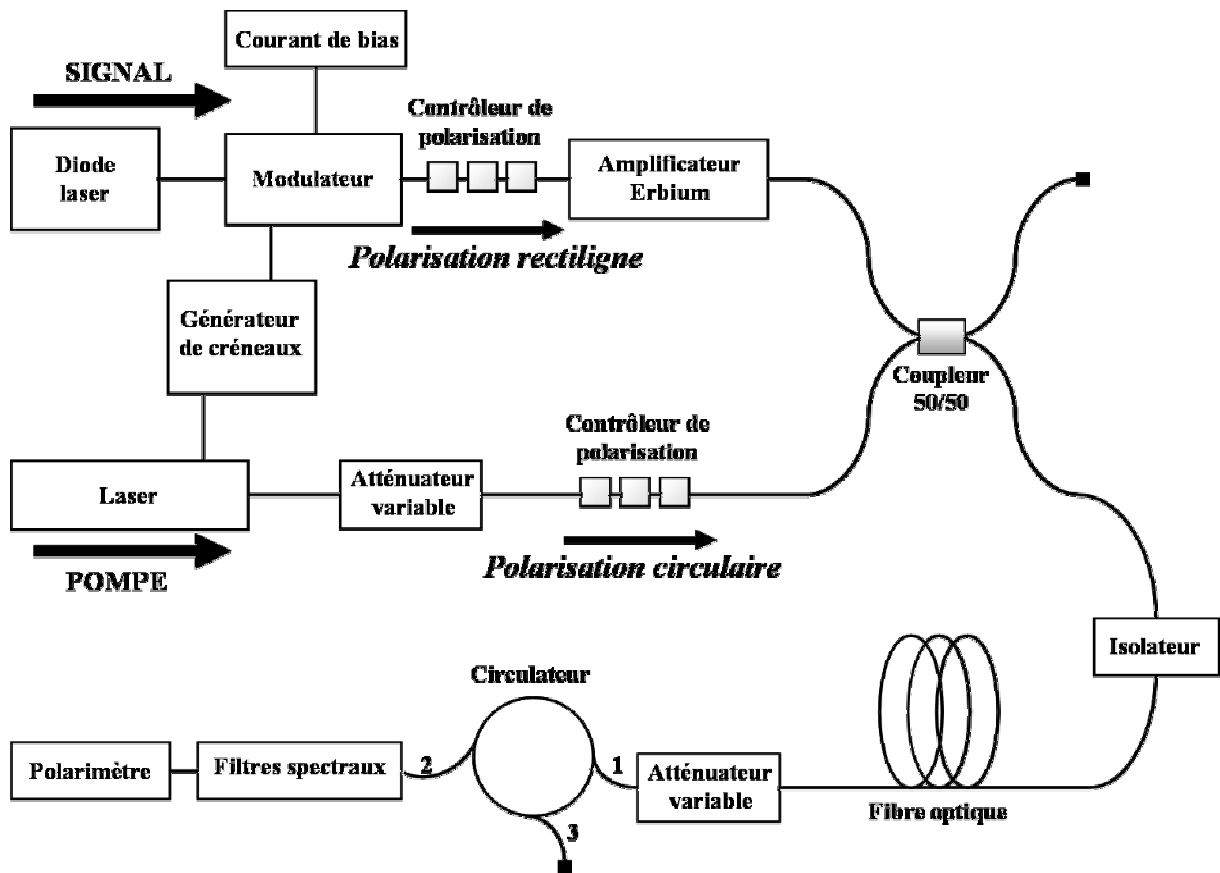


Fig. 44 Schéma du montage expérimental utilisé pour l'observation de l'attraction de polarisation en configuration co-propagative.

Commençons par souligner que ce système est intégralement fibré, il n'y a aucun passage de la lumière à l'air libre. Le système est schématiquement constitué d'une branche générant la pompe et d'une seconde branche générant le signal. Tous deux sont injectés dans la fibre, puis analysés. La pompe est constituée d'un laser Keopsys générant des impulsions créneau de 10 ns de largeur temporelle à mi-hauteur, de puissance crête  $P_{pompe} = 140$  W, avec une fréquence

de répétition de 1 kHz, et dont la longueur d'onde centrale vaut  $\lambda_{pompe} = 1552.8$  nm. Le profil temporel de l'impulsion, ainsi que son spectre, sont visibles sur la Fig. 45 et la Fig. 46 d'après la documentation Keopsys.

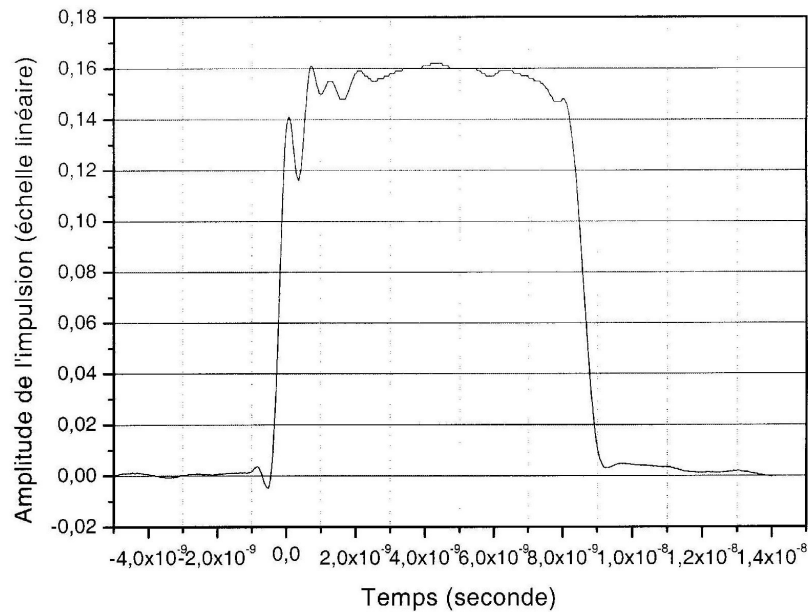


Fig. 45 Profil temporel des impulsions générées par le laser Keopsys.

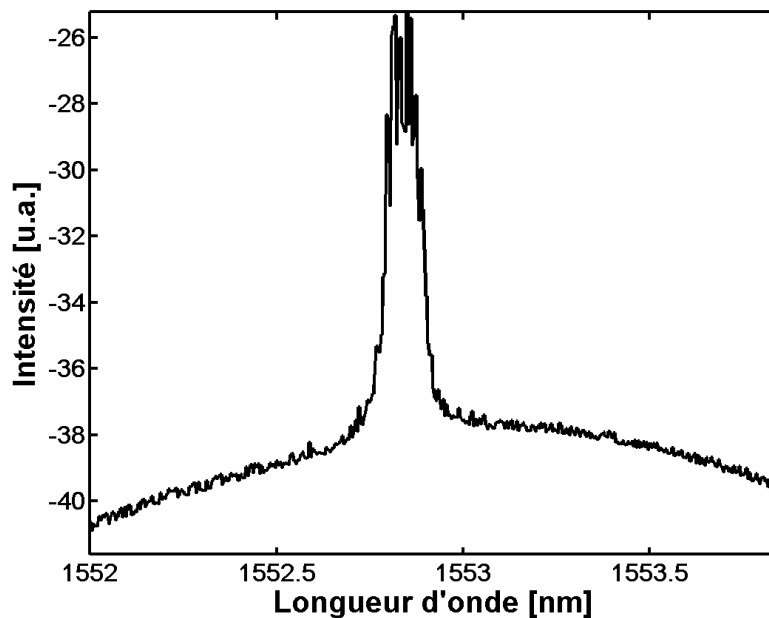


Fig. 46 Spectre des impulsions générées par le laser Keopsys.

Cette branche est également dotée d'un atténuateur variable permettant de contrôler la puissance délivrée par le laser, et d'un contrôleur de polarisation donnant la polarisation souhaitée pour la pompe. Le signal est quant à lui généré à l'aide d'une diode laser GN Nettest continue et accordable autour de 1550 nm, délivrant 5 mW de puissance. Le signal est

modulé à l'aide d'un modulateur piloté par le générateur de créneau, nous donnant finalement des impulsions de 80 ns de largeur à mi hauteur avec une fréquence de répétition de 1 kHz. Le courant de bias est appliqué au modulateur. Un contrôleur de polarisation nous permet de fixer la polarisation du signal, tandis qu'un amplificateur Erbium augmente sa puissance. Nous sommes ainsi en mesure d'injecter dans la fibre un signal de puissance crête  $P_{signal}$  d'une dizaine de Watts tant que nous nous trouvons sur la bande C d'amplification de l'Erbium ( $\approx 1535 - 1565$  nm). Les deux ondes sont ensuite injectées simultanément dans la fibre optique à l'aide d'un coupleur 50/50. Remarquons qu'à ce stade du montage, nous perdons inévitablement 50% de la puissance de chacune des deux ondes à cause du coupleur. Un isolateur est également ajouté en entrée de fibre pour empêcher toute réflexion de revenir dans l'un des deux lasers ou dans l'amplificateur. Un atténuateur variable est également installé en sortie de fibre, afin de ne pas saturer les instruments de mesures situés en bout de ligne. Nous avons ensuite le système de filtrage, constitué de deux filtres spectraux Teraxion montés en série et d'un circulateur. Les filtres sont des filtres passe bande en réflexion : toute onde lumineuse dont la longueur d'onde est comprise environ entre 1546 et 1558 nm est réfléchi par le filtre. Nous avons installé deux filtres en série afin d'augmenter leur efficacité. Nous pouvons voir le spectre en transmission d'un de ces filtres sur la Fig. 47.

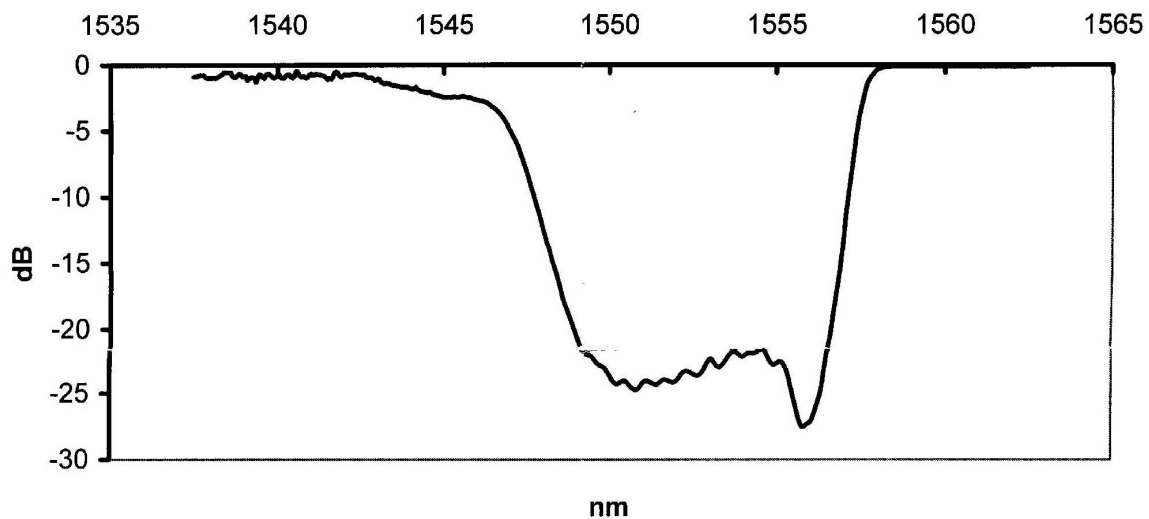


Fig. 47 Spectre en transmission d'un filtre Teraxion.

Le circulateur est un système fibré constitué de trois fibres (numérotées 1 2 et 3 sur la Fig. 44). Au sein d'un circulateur, la lumière ne peut circuler que dans un ordre très précis : de 1 vers 2, de 2 vers 3 et de 3 vers 1. Dans notre montage la lumière entre en 1 et ressort en 2. La pompe va être filtrée par les deux filtres montés en série, ce qui signifie qu'elle sera réfléchi en direction du circulateur : elle entrera donc en 2 et ressortira en 3, hors du système. Le

signal sera quant à lui transmis par les filtres vers les systèmes d'analyse. Les systèmes d'analyse nous permettent de caractériser la polarisation du signal. Ils sont constitués soit d'une lame quart d'onde et d'un polariseur, puis d'une photodiode connectée à un oscilloscope ; soit d'un polarimètre adaptif photonics.

#### **4.1.3. Conditions d'utilisation du montage**

Ce système a présenté, lors de sa mise en place, de nombreuses difficultés. Plusieurs précautions sont également à prendre pour son bon fonctionnement. Comme nous l'avons spécifié plus haut, le système est intégralement fibré. Cela signifie que toutes les jonctions entre fibres ou entre fibres et éléments optiques du système sont connectées à l'aide de jarretières spécifiques. Les fibres utilisées pour ce genre de système sont généralement dotées de connecteurs FC/PC, ce qui correspond à un clivage de la fibre orthogonal à son axe. C'est ce type de connecteurs que nous avons utilisé lors des premiers tests. Nous nous sommes alors rapidement rendu compte que les sources laser ne fonctionnaient pas correctement : du fait des puissances relativement importantes mises en jeu, une partie des ondes lumineuses se reflétait au niveau des connecteurs. Cette onde *backward* parasite perturbait alors le bon fonctionnement des sources. L'ensemble du système a alors été modifié : toutes les connections FC/PC ont été remplacées par des connections FC/APC (clivage de la fibre en biseau), éliminant par la même les réflexions au sein du système. Un isolateur a également été rajouté en entrée de fibre, pour éliminer une éventuelle réflexion provenant du circulateur. Un autre problème, lié à l'amplificateur Erbium, a également été rencontré : l'amplificateur utilisé ne présente pas une très grande stabilité de polarisation dans le temps, à cause du régime impulsionnel dans lequel nous le faisons fonctionner. Autrement dit, la polarisation du signal fluctue en sortie de l'amplificateur. Nous avons donc dû systématiquement vérifier la polarisation du signal avant chaque mesure. Enfin, il est important de penser à égaliser les chemins optiques de la pompe et du signal pour que ceux-ci arrivent ensembles dans la fibre. Cela a été effectué en ajoutant des longueurs de fibres sur la branche la plus courte jusqu'à atteindre la synchronisation du signal et de la pompe en entrée de fibre.

#### **4.1.4. Choix de la fibre optique**

La plus grosse difficulté rencontrée a porté sur le choix de la fibre. Nous avons, au départ, décidé d'utiliser une fibre optique SMF standard, longue de 50 m. La SMF est la fibre standard par excellence, nous avons donc voulu y tester le phénomène d'attraction de

polarisation. Des jarretières connectées en FC/APC ont été soudées à la fibre. Or nous avons vu précédemment que l'isotropie de la fibre était un paramètre important à prendre en compte lors de l'observation de l'attraction de polarisation. La fibre SMF s'est malheureusement révélée peu isotrope. Nous avons vérifié quelle était l'évolution de la polarisation entre l'entrée et la sortie de la fibre en injectant un signal polarisé rectilignement ou circulairement, respectivement à l'aide d'un polariseur seul ou d'un polariseur et d'une lame quart d'onde, et en analysant l'état de sortie à l'aide d'un polariseur. Les mesures ont dans un premier temps fait état d'une rotation importante pour les polarisations rectilignes (plusieurs dizaines de degrés) et d'une transformation en polarisation elliptique pour les polarisations circulaires. Nous avons tout d'abord supposé que les jarretières soudées sur la fibre étaient responsables de ces transformations. Plusieurs soudures plus tard, les constatations étaient les mêmes. L'enroulement sur la bobine a alors été incriminé. Nous savons en effet qu'un enroulement induit une biréfringence  $\Delta n$  telle que  $\Delta n = 0.133 \left( \frac{r}{R} \right)^2$ , avec  $r$  le rayon de la gaine et  $R$  le rayon de la bobine sur laquelle est enroulée la fibre. Nous avons donc changé la fibre de bobine, la fixant sur une bobine de plus grand diamètre, passant de  $R = 7.5$  cm à  $R = 24$  cm. L'isotropie de la fibre ne s'est pas améliorée pour autant. Nous avons donc dû nous rendre à l'évidence : la fibre était intrinsèquement biréfringente. Nous savons en effet qu'aucun soin particulier n'est apporté à l'isotropie des fibres SMF lors de leur fabrication, ce qui résulte bien souvent en une biréfringence résiduelle et plus ou moins aléatoire d'un tronçon de fibre à l'autre.

Décision fut alors prise de travailler avec une fibre *spun* de 50 m de long, fabriquée spécifiquement pour garantir une bonne isotropie. La biréfringence de ce type de fibre est normalement de l'ordre de  $5 \times 10^{-8}$ . La situation ne s'améliora pas pour autant, l'isotropie de la fibre n'étant pas meilleure qu'avec la fibre SMF. Plusieurs problèmes firent leur apparition. Au niveau des connecteurs tout d'abord. Nous devons en effet souder des jarretières de fibre SMF à la fibre principale pour la connecter. Or les fibres *spun* et les fibres SMF sont des fibres aux cœurs différents, la transition au niveau de la soudure est susceptible de perturber la polarisation de l'onde incidente. Plusieurs soudures différentes n'y changèrent rien. D'autres problèmes apparurent, liés à l'enroulement. Malgré l'utilisation d'une grande bobine, la fibre est susceptible de se torsader lorsqu'elle est enroulée, provoquant là aussi une biréfringence induite. Un simple enroulement « propre » ne suffit pas à s'affranchir de ce problème. Il fut soumis l'idée de dérouler les 50 m de fibre dans un des couloirs du laboratoire pour effectuer

des tests, mais cette possibilité ne fut pas retenue faute de place. Néanmoins l'idée d'une fibre tendue afin de restreindre la biréfringence de la fibre à sa seule biréfringence intrinsèque fut développée, afin d'aboutir à un système de taille similaire à celui utilisé lors des observations expérimentales décrites dans la section 3.3.1. Il fut donc décidé d'utiliser une fibre fortement non linéaire (HNLF) afin de réduire la longueur nécessaire pour observer les effets non linéaires. Cette fibre est en effet dotée d'un coefficient non linéaire  $\gamma = 0.011 \text{ m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$  environ dix fois supérieur au coefficient non linéaire d'une fibre SMF ( $\gamma = 0.0013 \text{ m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ ). La longueur de fibre nécessaire pour avoir la même longueur non linéaire (équation (1.33)) que dans la fibre SMF est donc, à puissance égale, dix fois plus courte. Il est donc possible d'utiliser une fibre de longueur beaucoup plus courte, tout en conservant le même comportement non linéaire. Cette constatation faite, nous décidâmes d'utiliser un tronçon de fibre fortement non linéaire long de 4.5 m dans le montage. Nous devons cependant encore vérifier quelle était sa biréfringence intrinsèque. Comme pour les fibres SMF, le contrôle de la biréfringence lors de la fabrication n'est pas encore idéal, ce qui peut conduire à des grandes disparités d'un tronçon de fibre à un autre. La fibre fut donc laissée pendue verticalement afin d'éliminer toute torsade, puis fut tendue sur la table d'expérimentation. Pour éviter tout problème, des connecteurs FC/PC furent directement fabriqués aux extrémités de la fibre à l'aide d'un nécessaire de connectivité nouvellement acquis par le laboratoire. Les premiers tests d'isotropie furent encourageants, la fibre semblant présenter une très faible biréfringence.

#### **4.1.5. Mesures expérimentales**

Les premières mesures expérimentales sont effectuées avec le dispositif présenté sur la Fig. 44. Les premières observations expérimentales ont montré l'existence d'un comportement identifiable à l'attraction de polarisation. Il est en effet aisé de vérifier sa présence dans la configuration que nous étudions. La pompe étant nettement plus courte que le signal (10 ns contre 80 ns), son influence éventuelle sera limitée spatialement à leur zone de recouvrement. Nous devrions donc logiquement voir apparaître une bosse ou un creux lorsque nous observons le profil temporel des composantes de la polarisation du signal alors qu'il y a attraction de polarisation. Ce comportement est visible dans les simulations numériques. Nous l'avons représenté, à titre d'exemple, sur la Fig. 48.



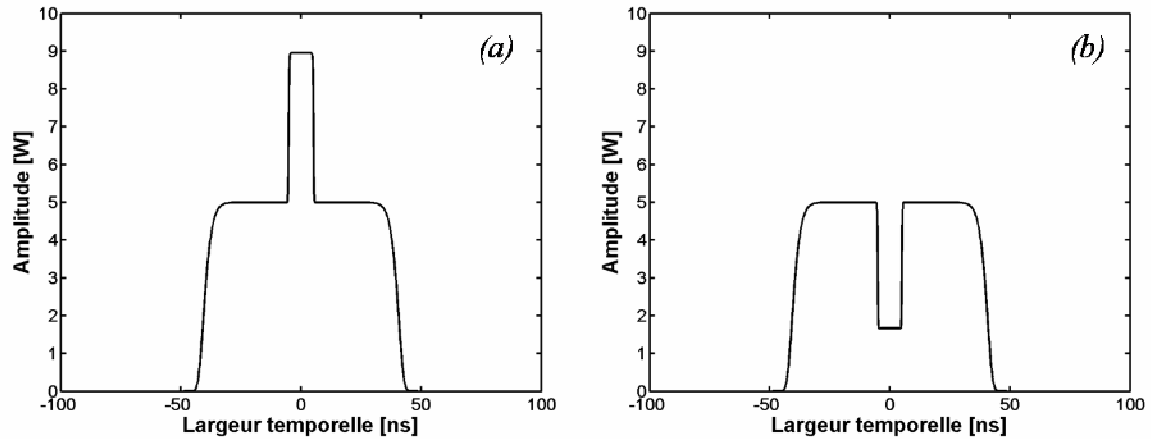


Fig. 48 Simulations de l'attraction de polarisation en configuration co-propagative, pour une pompe de 60 W de puissance crête polarisée initialement circulairement selon  $u$  et pour un signal de 10 W de puissance crête polarisé initialement rectilignement. (a) Représentation de la composante  $u$  de la polarisation du signal. (b) Représentation de la composante  $v$  de la polarisation du signal.

L'attraction est clairement visible sur la composante  $u$  du signal. C'est effectivement ce type de comportement que nous observons expérimentalement. Il est d'ailleurs aisé de vérifier expérimentalement que le pic central n'est pas un résidu de la pompe non filtré en coupant le signal : l'ensemble de l'impulsion disparaît alors. Nous définissons l'intensité relative légèrement différemment par rapport aux études précédentes, puisque nous ne considérons ici que la partie de l'impulsion qui subit l'interaction avec la pompe. Nous présentons ici trois séries de mesures relatives à l'attraction de polarisation. Ces trois séries ont été effectuées pour une puissance crête de pompe de 60 W. La polarisation des ondes est réglée en entrée de fibre. Elle est rectiligne pour le signal, et circulaire droite pour la pompe. La longueur d'onde de la pompe est fixée à  $\lambda_{pompe} = 1552.8$  nm.

#### 4.1.5.1. Etude en longueur d'onde

La première série de mesure est une étude en fonction de la longueur d'onde du signal, pour une puissance crête du signal de 10 W. Nous avons fait varier celle-ci entre 1536 et 1564 nm, en évitant la bande interdite des filtres spectraux (1547 – 1558 nm). Le résultat est visible sur la Fig. 49. La première chose que nous pouvons remarquer, c'est que l'attraction de polarisation a lieu sur tout le domaine spectral, l'intensité relative étant systématiquement supérieure à 0.5. Il est important de remarquer que la diffusion Raman stimulée est également présente dans cette expérience puisque la pompe et le signal n'ont pas même longueur d'onde. Cependant, au vu de la faible différence de comportement de l'intensité relative du signal

selon que l'on se trouve en deçà ou au dessus de la longueur d'onde de la pompe, nous pouvons estimer qu'elle ne joue qu'un rôle mineur dans cette expérience.

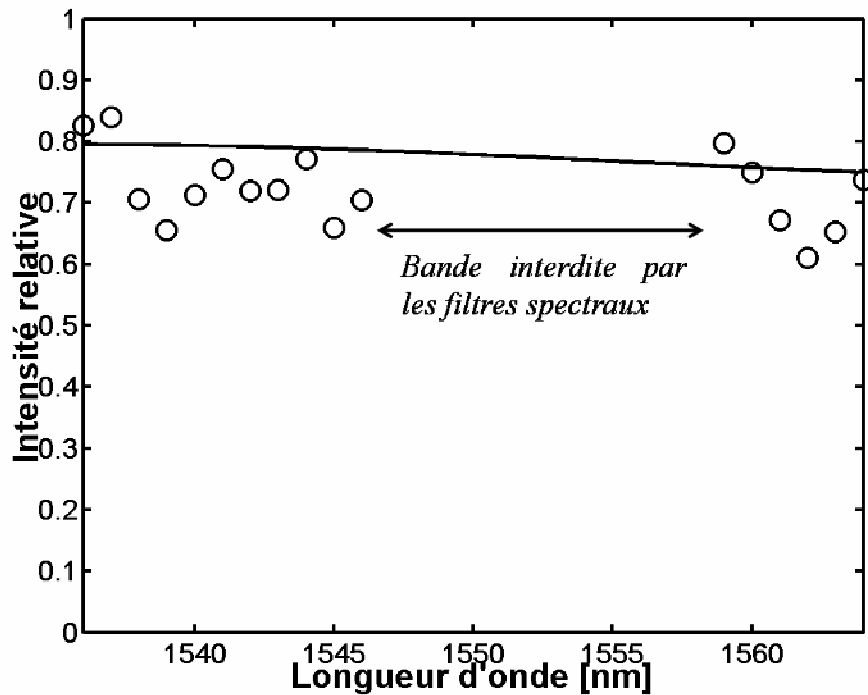


Fig. 49 Etude expérimentale de l'attraction de polarisation en fonction de la longueur d'onde du signal (cercles) et simulation numérique (trait plein).

Nous devons toutefois remarquer une grande fluctuation dans les points de mesure. Ceux-ci ne semblent pas converger vers une fonction monotone. En outre, si nous comparons avec une simulation numérique de l'expérience les points de mesure fluctuent assez fortement, contrairement à la simulation qui est, elle, monotone. La simulation numérique présente également une efficacité supérieure à celle de nos mesures expérimentales.

#### 4.1.5.2. Etude en puissance

La polarisation de la pompe et du signal étant fixées, nous faisons maintenant varier la puissance du signal entre 0 et 15 W crête. La longueur d'onde du signal est de 1560 nm. Les résultats sont visibles sur la Fig. 50.

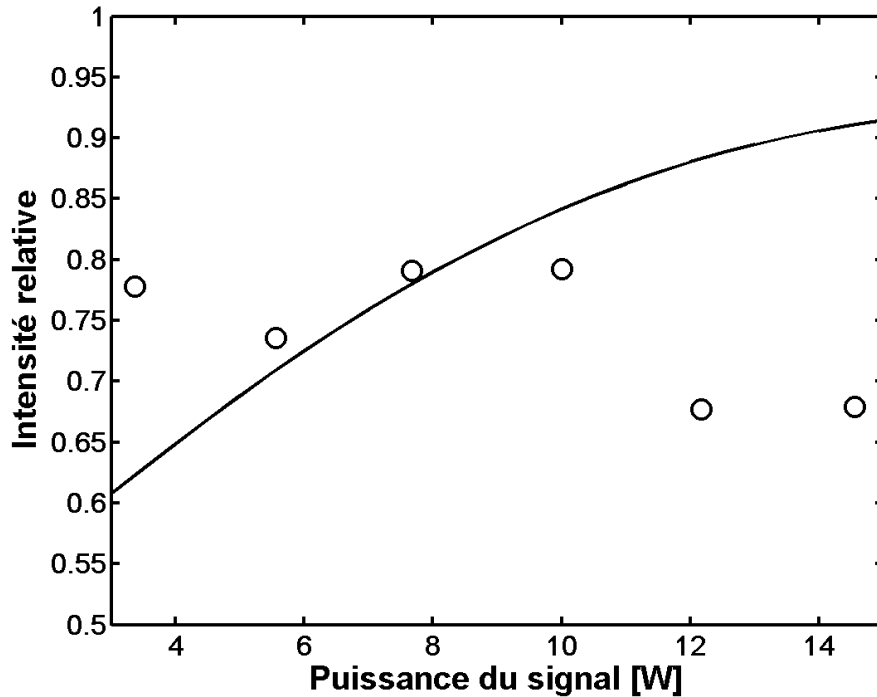


Fig. 50 Mesures expérimentales de l'efficacité de l'attraction de polarisation en fonction de la puissance du signal. Cercles : mesures expérimentales. Trait plein : simulation numérique.

Contrairement à ce que nous avons observé lors des expérimentations dans le visible (section 3.3), l'efficacité de l'attraction de polarisation semble adopter un comportement relativement régulier, presque constant. Ce résultat est en désaccord avec les simulations numériques, qui montrent une croissance de l'efficacité de l'attraction au fur et à mesure que la puissance du signal augmente sur notre plage d'étude.

#### 4.1.5.3. Etude en polarisation

La troisième série de mesures nous apporte quelques éléments de réponse quant au comportement pour le moins étrange de l'attraction de polarisation. La longueur d'onde du signal est de 1560 nm. Sa puissance étant fixée à 10 W crête, nous maintenons sa polarisation rectiligne et la faisons tourner. Nous devrions, normalement, aboutir au même résultat quelle que soit l'orientation de la polarisation. Nous obtenons, à la place, les résultats représentés sur la Fig. 51.

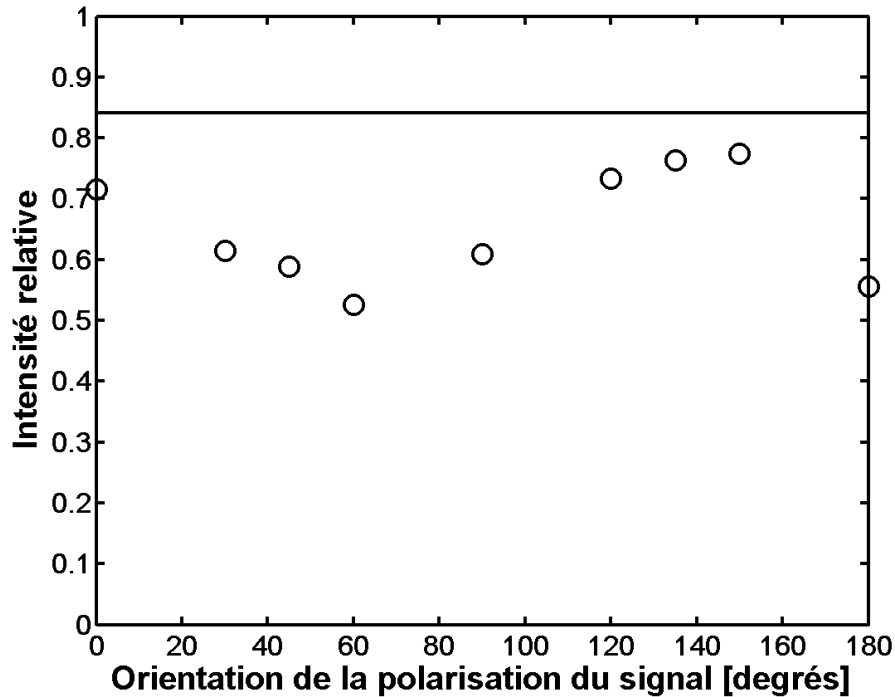


Fig. 51 Mesures expérimentales de l'efficacité de l'attraction de polarisation en fonction de l'orientation de la polarisation linéaire du signal. L'angle d'orientation de la polarisation du signal est mesuré par rapport à l'axe vertical. Cercles : mesures expérimentales. Trait plein : simulation numérique.

Les mesures expérimentales sont clairement en désaccord avec ce que nous devrions obtenir, présentant un comportement en « dents de scie ». Nous observons un maxima et un minima pour, respectivement, des orientations de 150 et 60 degrés. Cela signifie que l'orientation de la polarisation du signal influence son comportement dans la fibre, avec une différence de comportement particulièrement marqué pour une différence d'orientation de 90 degrés. Ces observations nous permettent de penser que la fibre n'est peut être pas aussi isotrope que ce que nous avons voulu croire.

#### 4.1.6. Explications

La présence d'extrema séparés de 90 degrés que nous pouvons observer sur la Fig. 51 permet de penser que la fibre fortement non linéaire est dotée d'axes de biréfringence. Cette observation est plutôt étonnante, puisque les premiers tests avaient conclu à une bonne isotropie de la fibre. Or de nouvelles vérifications mettent en évidence une anisotropie non négligeable de la fibre, une polarisation rectiligne subissant une rotation de 110 degrés lors de son passage dans la fibre. Nous pensons, en fait, que la fibre présente réellement une biréfringence non négligeable, mais que les premiers tests ont été mal effectués, probablement en n'éliminant pas complètement des torsades dans la fibre. Il en a découlé une biréfringence

apparente négligeable, alors que la biréfringence intrinsèque ne l'était pas. Cette biréfringence permet d'expliquer partiellement le comportement de l'attraction de polarisation dans la fibre, notamment lors de l'étude en polarisation. Cependant l'efficacité de l'attraction telle qu'elle est reportée dans la Fig. 49 et la Fig. 50 ne peut pas être expliquée, de prime abord, par la biréfringence de la fibre. Or nous nous sommes aperçu également qu'il n'y avait pas parfaitement conservation de l'énergie lors du processus d'attraction de polarisation, le pic d'attraction (Fig. 48(a)) et le creux (Fig. 48(b)) ne se compensant pas. Il est alors naturel de penser que l'amplification Raman est responsable de cette asymétrie ; or les études sont menées sur une plage en fréquence très fine (-1.6 THz de décalage au maximum) sur laquelle le gain Raman est très faible. Qui plus est, l'étude en longueur d'onde s'effectue de part et d'autre de la longueur d'onde de la pompe : nous devrions donc observer une amplification sur la composante de polarisation du signal co-rotative à la polarisation de la pompe lorsque  $\lambda_{signal} > \lambda_{pompe}$ , et au contraire une diminution de cette même composante lorsque  $\lambda_{signal} < \lambda_{pompe}$ . Or il n'en est rien. Nous pouvons alors imaginer qu'un phénomène est responsable de l'amplification d'une des deux composantes du signal. Une étude spectrale en entrée et en sortie de fibre de la pompe seule, du signal seul, de la pompe et du signal ensemble, nous montre qu'il n'existe aucun des phénomènes susceptibles de provoquer une telle amplification. Nous ne sommes pas, à l'heure actuelle, en mesure d'expliquer ce comportement. Il est possible que le régime de fonctionnement de l'amplificateur Erbium, qui le force à délivrer une part importante de bruit optique, soit partiellement responsable. Ce bruit n'étant pas polarisé, il entraîne une certaine instabilité dans la polarisation du signal, et donc dans son intensité.

## 4.2. Etude numérique

Bien que les mesures expérimentales soient compromises par des contingences matérielles, l'étude expérimentale a néanmoins permis de mettre en évidence l'existence de l'attraction de polarisation et son efficacité. Nous présentons donc ici une étude numérique afin d'approfondir ces observations, et afin d'optimiser les paramètres requis pour observer l'attraction de polarisation. Il est nécessaire d'étudier plusieurs paramètres si nous désirons avoir un point de vue global sur le comportement de l'attracteur. La différence de longueur d'onde entre la pompe et le signal, qui se manifeste par l'apparition d'un  $\delta$  (équation (3.44)), jouera un rôle probablement important. Elle caractérisera en effet le temps d'interaction entre

les deux ondes, puisque  $\delta$  dépend de leur différence de vitesse de groupe. Elle conditionnera également l'efficacité de l'amplification Raman stimulée. Les puissances crêtes de la pompe et du signal auront bien entendu également un rôle important à jouer.

#### 4.2.1. Paramètres

Nous avons conduit ces simulations numériques en considérant la propagation d'impulsions gaussiennes au sein d'une fibre isotrope. La fibre a pour paramètres :  $\gamma = 0.0013 \text{ m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ ,  $S = 0.056 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-2}$ ,  $D = 17 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$ . Vu les faibles longueurs de fibre mises en jeu, nous négligeons les pertes linéaires (quelques centaines de mètres de fibre pour des fibres ayant généralement des pertes de l'ordre de  $0.2 \text{ dB} \cdot \text{km}^{-1}$ ). La pompe et le signal sont toutes deux modélisées par des impulsions gaussiennes de 10 ps de largeur à mi-hauteur. Nous considérons ce type d'impulsions pour la pompe et le signal pour plusieurs raisons. D'une part, cela permet de simuler l'interaction éventuelle de deux impulsions multiplexées en longueur d'onde. D'autre part, considérer par exemple une onde continue pour la pompe, qui permettrait de réellement maximiser la durée d'interaction entre les deux ondes, nous obligerait à prendre des puissances d'au moins une dizaine de Watts si nous désirons avoir un processus d'attraction efficace. Or la plupart des sources continues utilisées à l'heure actuelle ne délivrent pas plus de quelques Watts dans le meilleur des cas. Puisque nous nous plaçons dans le domaine des Télécoms, nous travaillons avec des longueurs d'ondes autour de 1550 nm. L'espacement entre les impulsions, et donc la fréquence de répétition des impulsions, est un paramètre à prendre en compte. En effet, la différence de vitesse de groupe va provoquer la séparation de la pompe et du signal, il ne faut donc pas que l'une des deux impulsions ait le temps de perturber l'impulsion précédente ou suivante. Les sources Télécoms standards fonctionnent à 2.5 ou 10 GHz. Cela correspond donc à un espacement des impulsions de 400 ou 100 ps. Il faut tenir compte de cet espacement temporel entre les impulsions lors du choix de la plage parcourue par le paramètre  $\delta$  dans notre étude. Nous considérerons le cas le plus défavorable, en prenant un espacement de 100 ps entre les impulsions.

#### 4.2.2. Etude en puissance

Nous commençons notre étude par une étude en puissance du phénomène. Afin de rendre également compte de l'influence de  $\delta$ , nous effectuons cette étude pour une longueur d'onde de pompe fixée  $\lambda_{pompe} = 1540 \text{ nm}$ , et nous faisons varier  $\lambda_{signal}$  entre 1541 et 1560 nm. Les

simulations numériques sont réalisées pour une polarisation de signal et de pompe respectivement rectiligne et circulaire, après propagation dans 300 m de fibre.

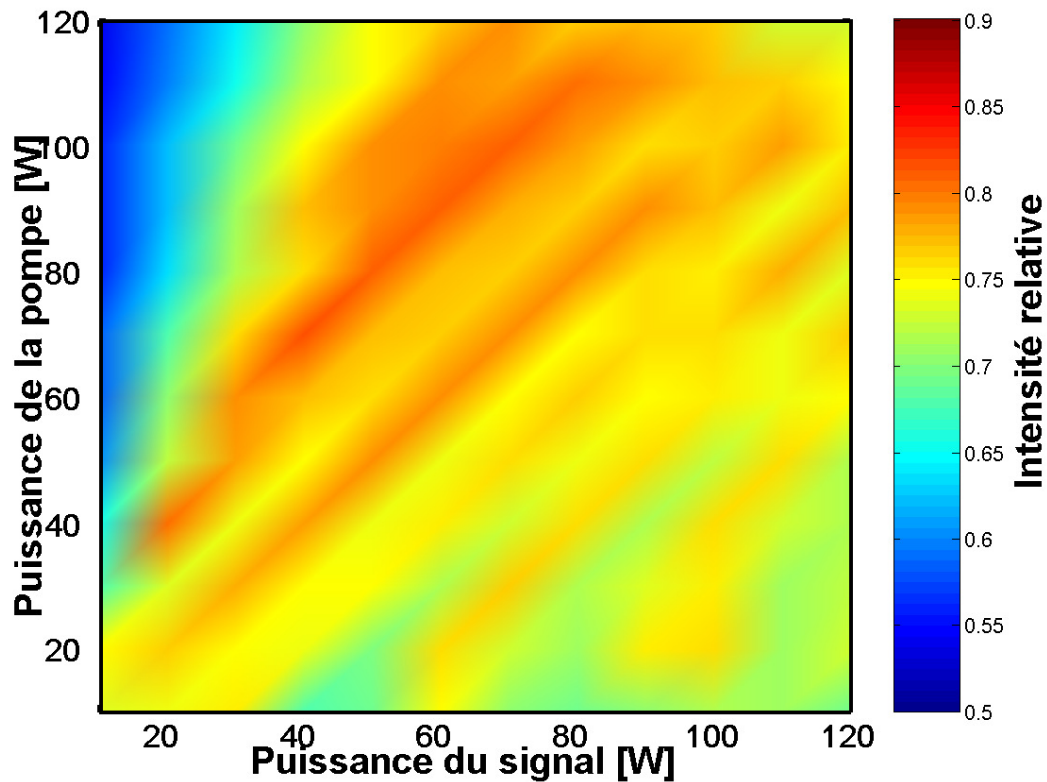


Fig. 52 Etude en puissance de l'efficacité de l'attraction de polarisation pour  $\lambda_{signal} = 1542 \text{ nm}$ .  $\delta = -0.0342 \text{ ps/m}$ .

La Fig. 52 présente une simulation numérique pour des longueurs d'ondes de pompe et de signal très proches ( $\lambda_{signal} = 1542 \text{ nm}$ ). Cette figure nous apprend plusieurs choses. Tout d'abord, l'attraction de polarisation est quasi inefficace dans cette configuration pour les faibles puissances du signal ( $P_{signal} < 20 \text{ W}$ ). La forte dépendance en puissance de l'attraction de polarisation ayant déjà été mise en évidence précédemment, ce comportement n'a rien d'étonnant : une faible puissance de signal semble toujours devoir grandement limiter l'efficacité du phénomène d'attraction. Par contre nous pouvons observer une zone dans laquelle l'attraction de polarisation est particulièrement efficace (intensité relative  $> 80 \%$ ). Cette zone est située au dessus de la droite  $P_{signal} = P_{pompe}$ , pour les puissances de signal supérieures à 20 – 30 W.

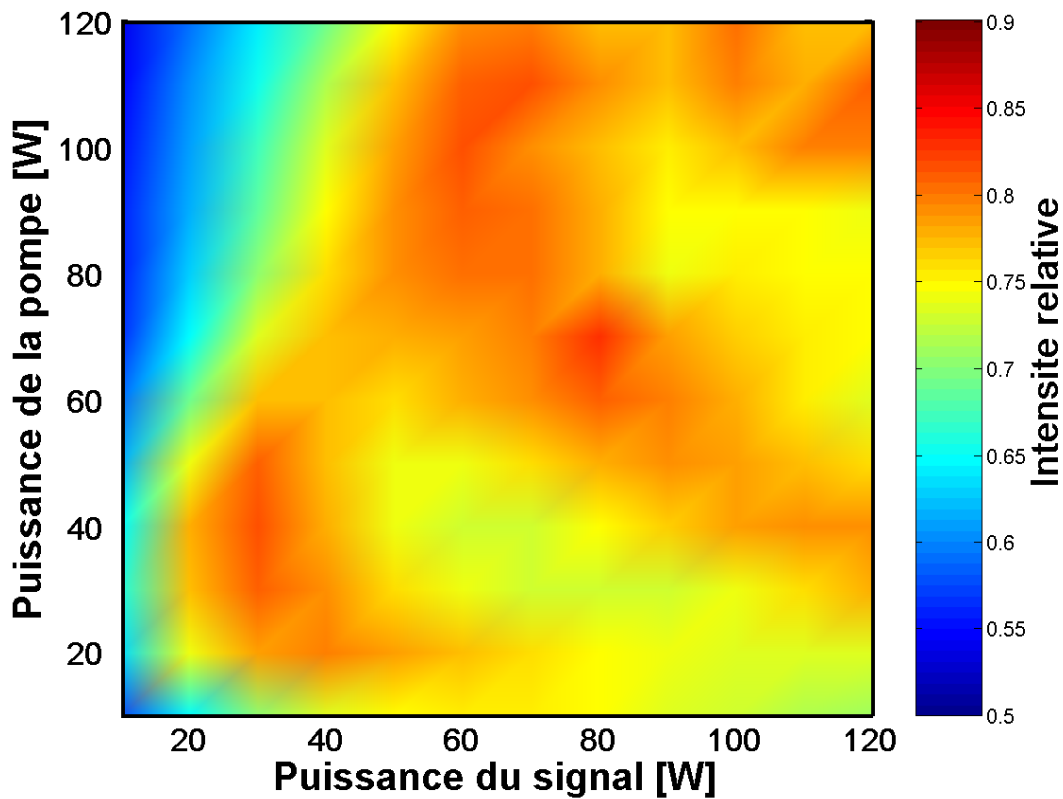


Fig. 53 Etude en puissance de l'efficacité de l'attraction de polarisation pour  $\lambda_{\text{signal}} = 1550 \text{ nm}$ ,  $\delta = -0.175 \text{ ps/m}$ .

Cette zone de forte efficacité va avoir tendance à s'étendre au fur et à mesure que l'écart en longueur d'onde entre la pompe et le signal se creuse, comme il est possible de le voir sur la Fig. 53 ainsi que sur la Fig. 54. Nous pensons que l'écart en longueur d'onde de plus en plus important favorise la diminution de la durée d'interaction entre la pompe et le signal, ce qui permet à des ondes de puissance intermédiaire à forte (40 – 120 W) d'interagir efficacement dans l'évolution de la polarisation. Le cas le plus flagrant est représenté par la Fig. 54, où une grande zone continue (40 – 100 W pour les puissances crêtes de la pompe et du signal) présente une très bonne efficacité du phénomène. Cette gamme de puissances est donc, à priori, intéressante si l'on désire mettre en œuvre l'attraction de polarisation. Il faut cependant rester prudent vis-à-vis d'un paramètre que nous ne faisons pas varier dans ces calculs, à savoir la longueur de propagation. En effet la longueur de propagation va, avec la différence de longueur d'onde (donc, de vitesse), influencer directement sur la durée d'interaction entre la pompe et le signal : c'est donc un paramètre à prendre en compte dans cette étude.



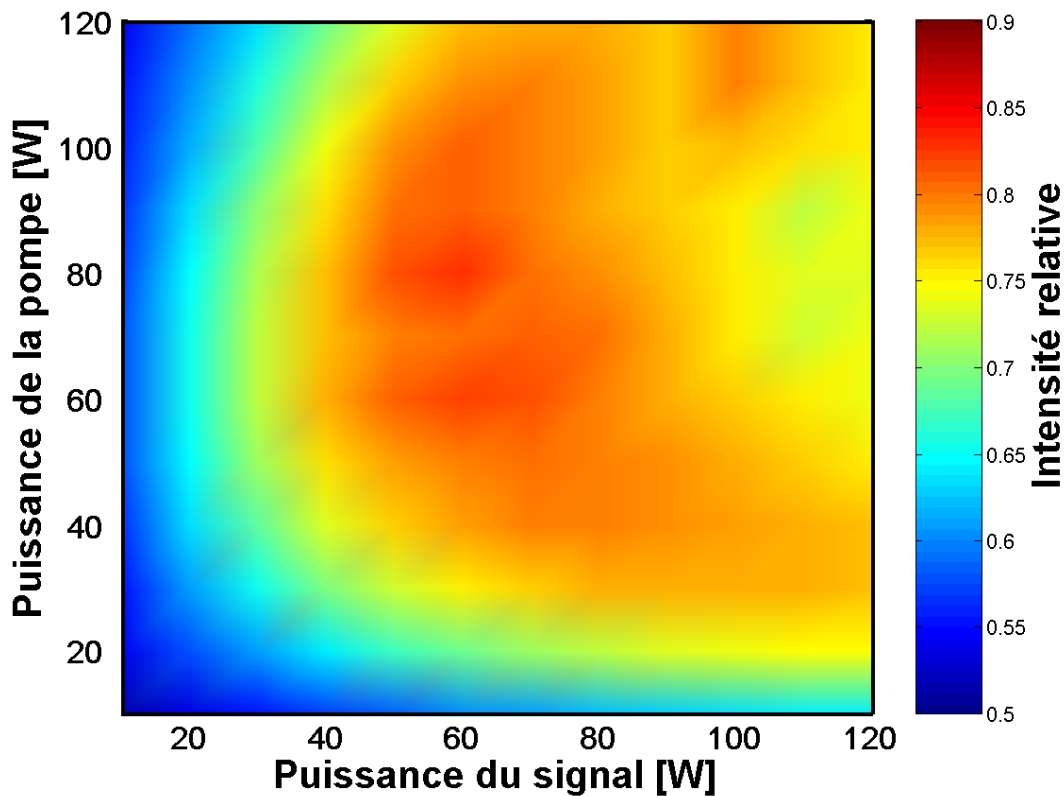
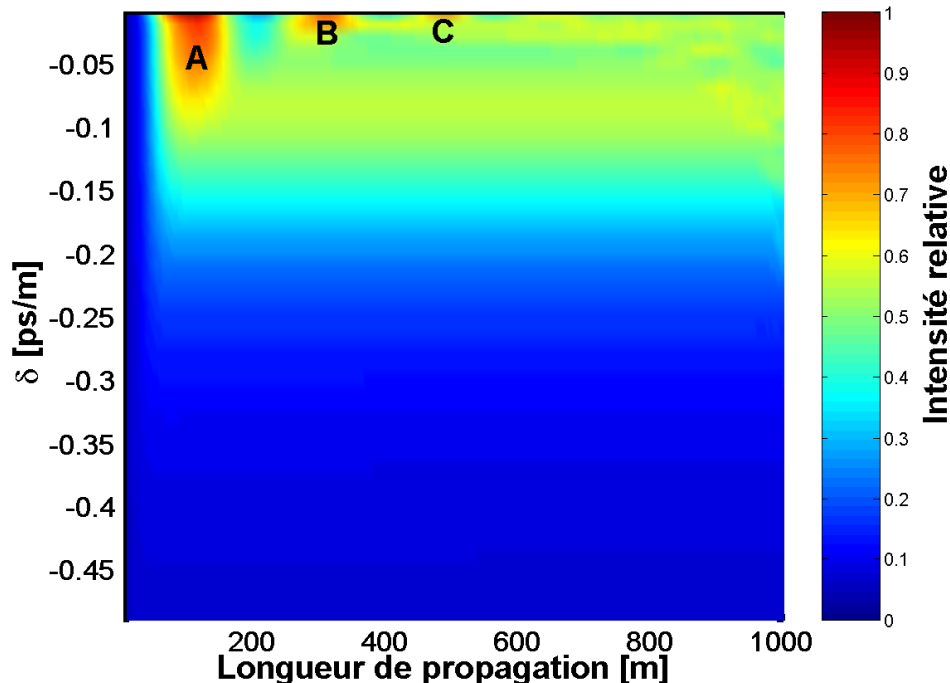


Fig. 54 Etude en puissance de l'efficacité de l'attraction de polarisation pour  $\lambda_{\text{signal}} = 1560 \text{ nm}$ .  $\delta = -0.3602 \text{ ps/m}$ .

#### 4.2.3. Influence de la différence de vitesse de groupe entre la pompe et le signal sur l'efficacité de l'attraction de polarisation

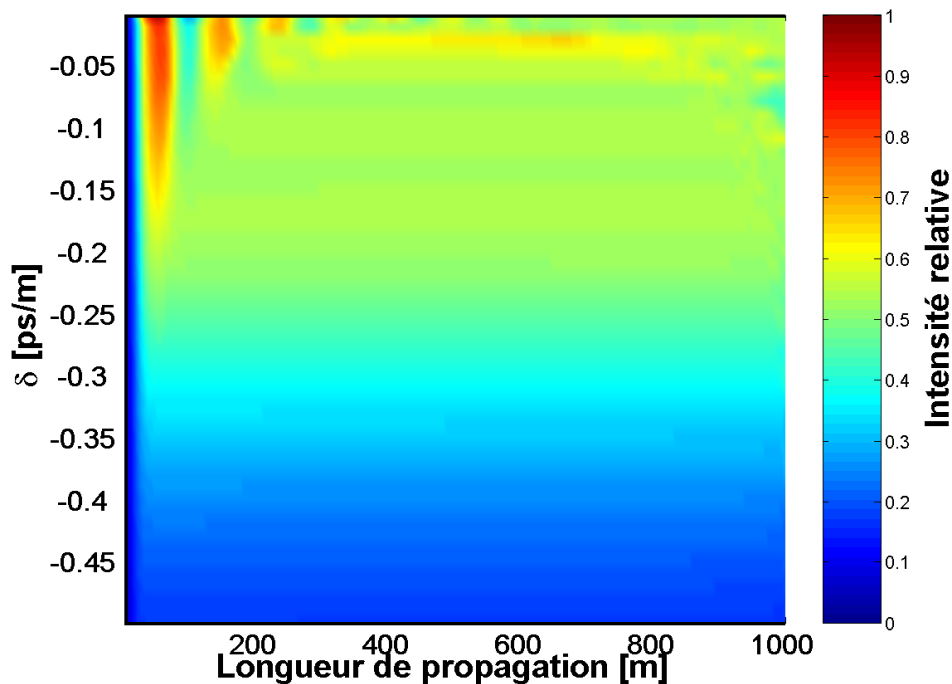
Nous étudions maintenant l'influence propre de la différence de vitesse de groupe, et donc de la différence de longueur d'onde, sur l'efficacité de l'attraction de polarisation. L'intérêt est d'étudier plus finement l'impact du temps d'interaction sur l'attraction de polarisation. C'est pourquoi nous observons l'efficacité de l'attraction de polarisation en fonction de  $\delta$  et en fonction de la longueur de propagation des deux ondes. Nous effectuons nos simulations numériques pour des puissances crêtes de pompe et de signal de 30 et de 60W, et pour une longueur de pompe  $\lambda_{\text{pompe}} = 1540 \text{ nm}$ . Ces puissances correspondent à deux zones intéressantes des simulations effectuées dans le cadre de l'étude en puissance : une zone pour laquelle l'efficacité de l'attraction semble a priori décroître avec la longueur d'onde (à 30 W), et une zone pour laquelle l'efficacité reste globalement bonne (à 60 W). La première simulation que nous présentons a été effectuée en considérant une polarisation circulaire droite de la pompe, et une polarisation elliptique du signal, avec 95 % de son énergie dans la composante de polarisation circulaire gauche. Cette configuration nous permet d'étudier le

comportement de l'attracteur dans un des cas les plus défavorables qui soit. Les deux ondes se propagent dans 1000 m de fibre optique maximum en négligeant la dispersion. Le résultat est visible sur la Fig. 55.



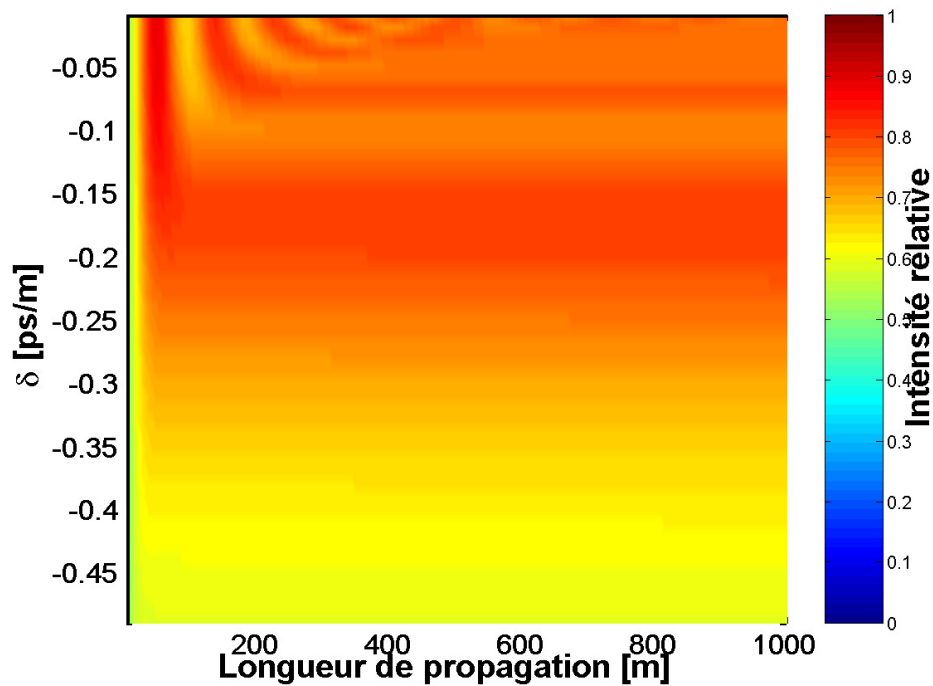
*Fig. 55 Efficacité de l'attracteur de polarisation en fonction de la différence de vitesse de groupe et de la longueur de propagation, pour une polarisation du signal elliptique. Simulations effectuées pour des puissances crêtes de pompe et de signal de 30 W.*

Nous observons, sur la Fig. 55, trois zones A, B et C pour lesquelles l'attraction de polarisation est très efficace (intensité relative du signal > 80 %). Ces zones sont périodiques vis-à-vis de la longueur de propagation, et leur taille décroît au fur et à mesure que cette longueur augmente. Le reste du domaine présente une efficacité très faible, à l'exception de la zone correspondant aux  $\delta$  faibles (< -0.15). Les faibles différences de vitesses de groupe vont donc permettre une interaction plus longue. Les impulsions ayant une puissance crête relativement faible, cette interaction plus longue permettra d'avoir un processus d'attraction relativement efficace. Les trois zones très efficaces regroupent les conditions optimales pour l'attraction de polarisation, en proposant des couples  $\delta$  /longueur d'interaction qui maximisent l'efficacité de l'attracteur. La diminution de l'aire de ces zones d'attraction privilégiées traduit simplement le fait que, plus  $\delta$  augmente, plus la pompe et le signal se séparent tôt. Le caractère périodique indique quant à lui la présence d'oscillations dans le processus d'attraction entre la pompe et le signal.



*Fig. 56 Efficacité de l'attracteur de polarisation en fonction de la différence de vitesse de groupe et de la longueur de propagation, pour une polarisation du signal elliptique. Simulations effectuées pour des puissances crêtes de pompe et de signal de 60 W.*

La même simulation effectuée avec des puissances crêtes plus élevées (60 W) présente globalement les mêmes caractéristiques. Nous pouvons toutefois dire que la zone d'efficacité de l'attracteur a considérablement augmenté, puisqu'elle a doublé : l'attraction étant relativement efficace (> 50 %) en comparaison avec l'état initial du signal (intensité relative à 5 %). Nous pouvons également voir que les zones où l'attraction est maximum se sont étendues selon l'axe  $\delta$ , et se sont amincies : les puissances plus élevées permettent une évolution des polarisations plus rapides, autorisant une durée d'interaction plus courte. Cette augmentation de la vitesse de variation des polarisations explique aussi la réduction de la période entre les zones (période liée à la nature oscillante des variations de polarisation). Le choix d'une longueur de propagation courte (< 200 m) semble donc tout indiqué si nous avons pour but d'optimiser les effets de l'attraction de polarisation. Ce choix est d'autant plus intéressant qu'il présente la plus grande robustesse possible aux différences de longueur d'onde entre la pompe et le signal, puisqu'il correspond à la zone qui s'étend sur la plus grande plage de  $\delta$  possible. Qui plus est, si nous effectuons la même simulation que pour la Fig. 55, mais avec une polarisation de signal rectiligne, nous obtenons la Fig. 57 :



*Fig. 57 Efficacité de l'attracteur de polarisation en fonction de la différence de vitesse de groupe et de la longueur de propagation, pour une polarisation du signal rectiligne. Simulations effectuées pour des puissances crêtes de pompe et de signal de 30 W.*

La polarisation initiale étant plus proche de la polarisation de la pompe, le processus est dans son ensemble plus efficace. Nous pouvons voir que les zones efficaces pour l'attraction dans le cas le plus défavorable possible (Fig. 55, le signal ayant une polarisation opposée à celle de la pompe) sont conservées lorsque nous considérons une polarisation rectiligne. Nous pouvons donc en déduire que l'attraction de polarisation pourra, pour des distances de propagation inférieures à 200 m et pour un  $\delta$  faible ( $\delta < 0.05$  ps/m), être efficace dans le domaine télécom en configuration co-propagative. Une étude simple nous montre effectivement que, pour  $\delta = -0.01$  ps/m, nous obtenons une très bonne polarisation après 125 m de propagation dans la fibre. Nous avons représenté sur la Fig. 58 les composantes  $u$  et  $v$  de la polarisation du signal en entrée et en sortie de fibre, pour différentes polarisations initiales (de gauche à droite : elliptique, quasi circulaire gauche, rectiligne). La pompe a une polarisation circulaire gauche.

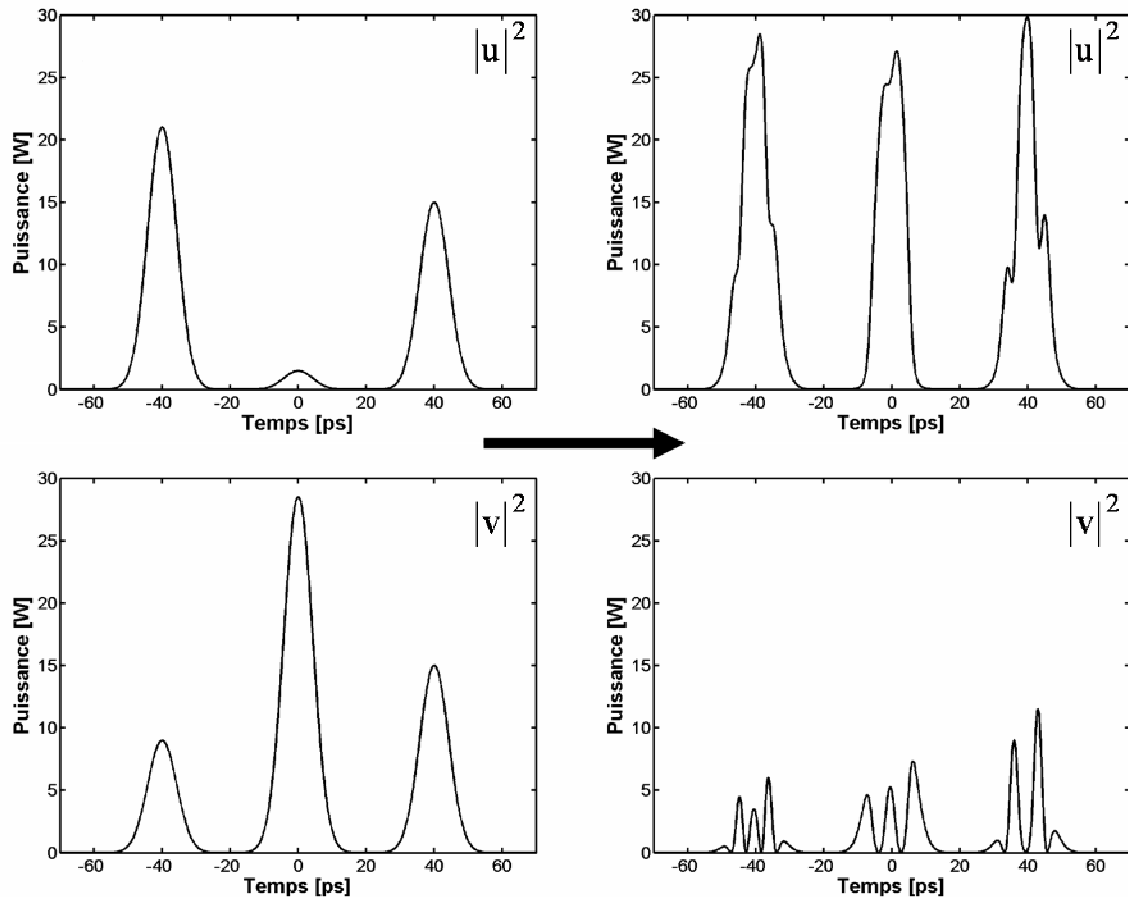


Fig. 58 Composantes  $u$  et  $v$  de la polarisation du signal en entrée et en sortie de fibre, pour différentes polarisations initiales : elliptique, quasi circulaire gauche et rectiligne.

Nous voyons effectivement que, pour ce jeu de paramètres, l'attraction de polarisation est très efficace quel que soit l'état initial de la polarisation du signal.

### 4.3. Conclusion

Bien que nous n'ayons pu effectuer des observations expérimentales « propres » de l'attraction de polarisation du fait des problèmes d'isotropie des fibres utilisées, nous avons été en mesure d'observer l'existence du phénomène, et de constater son efficacité : la Fig. 49 présente en effet des intensités relatives supérieures à 75 % pour le signal. Une étude numérique nous a permis de constater la robustesse du processus : il est possible d'obtenir de bons résultats sur une large plage de fréquences et de puissances de la pompe et du signal, tout en restant cohérent avec les paramètres utilisés dans le domaine des télécoms à l'heure actuelle. Son utilisation en tant que polariseur non linéaire dans les systèmes télécoms est donc envisageable, à condition de solutionner le problème rencontré avec l'isotropie de la

fibre. L'émergence de nouvelles fibres fortement non linéaires nous permet d'espérer trouver une fibre suffisamment isotrope sur une petite longueur afin de réaliser cette expérience.

## 5. Optimisation du profil des impulsions

### 5.1. Introduction

Dans le cadre d'une utilisation en régime impulsionnel en tant que polariseur non linéaire, l'attraction de polarisation ne permet pas d'obtenir une polarisation parfaitement identique à la polarisation de la pompe. Les études effectuées en régime impulsionnel pour une configuration contra-propagative nous montrent effectivement que, si il est possible d'obtenir de très bons résultats (intensité relative du signal supérieure à 80%), il n'est pas vraiment possible d'atteindre 100 % d'intensité relative. Une polarisation totale n'est en effet possible que dans le régime continu, et constitue alors la limite asymptotique du système. Or les puissances nécessaires pour polariser une onde signal de quelques dizaines de Watts de puissance crête sont du même ordre que la puissance crête du signal : il est dès lors extrêmement délicat d'imaginer et surtout de réaliser un système optique contenant une source capable de délivrer quelques dizaines de Watts en continu. Comment faire, alors, pour polariser avec une efficacité supérieure à 95 % une onde signal, tout en travaillant en régime impulsionnel ? La solution étudiée ici consiste à faire passer plusieurs fois notre signal au sein de l'attracteur de polarisation, en le faisant interagir à chaque fois avec une pompe « neuve ». Or les premières simulations numériques nous ont montré qu'en utilisant pour la pompe et le signal des profils temporels gaussiens (profil qui correspond au profil de la très grande majorité des impulsions générées par les lasers), ceux-ci se dégradent fortement au cours de l'interaction, donnant des résultats similaires à ceux de la Fig. 59.

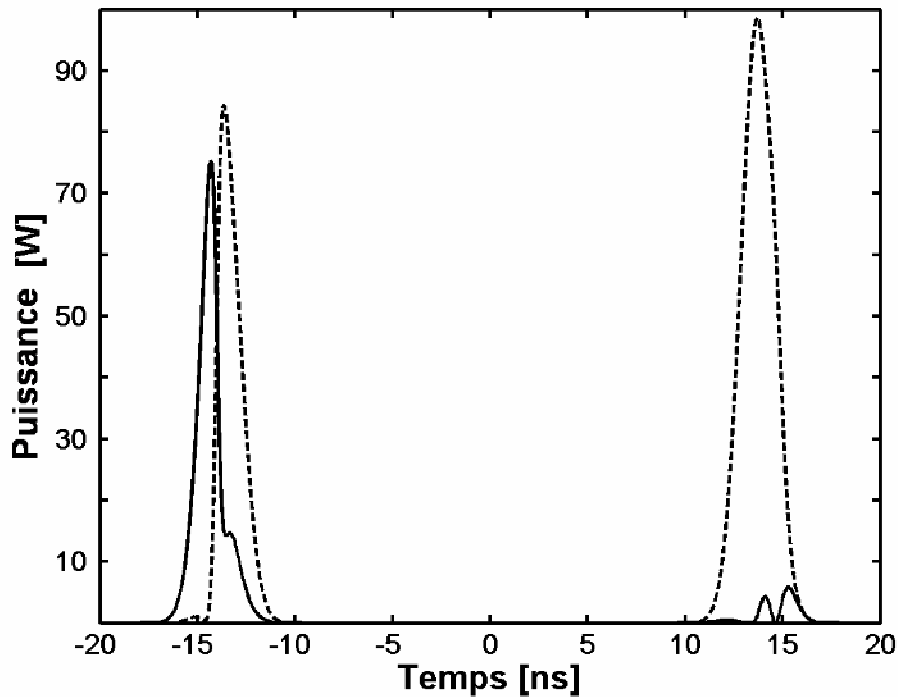


Fig. 59 Composantes de polarisation de la pompe (à gauche) et du signal (à droite) représentées dans la base circulaire (traits pleins: circulaire gauche; pointillés: circulaire droit) après interaction dans une fibre optique isotrope. Les impulsions initiales sont des gaussiennes de 10 ns de large à mi hauteur.

Le problème principal est que l'efficacité de l'attraction de polarisation dépend fortement du profil temporel des impulsions : une deuxième interaction du signal avec une nouvelle pompe est très peu efficace, et une troisième encore moins. Il semble donc impossible d'obtenir, par passages répétés dans l'attracteur de polarisation, une polarisation quasi-parfaite pour le signal si celui-ci a un profil temporel gaussien. Nous avons donc décidé de chercher si il existe un profil d'impulsion pour le signal qui soit peu modifié par son interaction avec la pompe. Il a été décidé d'utiliser un algorithme d'évolution afin de procéder à cette recherche.

## 5.2. Algorithmes d'évolution

Les algorithmes d'évolution sont des algorithmes utilisant un principe similaire à la théorie de l'évolution et à la sélection naturelle de Darwin afin de chercher la solution optimale à un problème précis [56, 57]. Ces algorithmes ont déjà été utilisés en physique, notamment dans des expériences de contrôle cohérent [58]: l'algorithme permet alors de trouver, en temps réel, le profil d'impulsion qui permet de contrôler au mieux le comportement des molécules. Le principe de fonctionnement de ces algorithmes est relativement simple : un ensemble de



conditions initiales est généré. Ces conditions initiales sont appelées *parents initiaux*. Chacune de ces conditions est appelée *chromosome* (dans notre cas par exemple, un ensemble de profil d'impulsions). Chacune d'entre elles est constituée d'un certain nombre de *gènes* (dans notre cas, l'ensemble des points qui définissent l'impulsion). Chacun des chromosomes va ensuite être injecté dans le programme pour lequel nous cherchons une solution optimale ; à la fin de son exécution, on attribue une « note » à chacun des chromosomes : plus le résultat qu'il a permis d'obtenir est proche du résultat cherché, plus elle est élevée. Cette note sera généralement comprise entre 0 et 1. Lorsque tous les chromosomes d'une génération ont été testés, seuls les plus « forts » sont conservés, à savoir ceux dont la note est la plus élevée. Le nombre précis de chromosomes survivant dépend de l'algorithme utilisé. Ces chromosomes survivants sont les parents de la nouvelle génération : ils servent alors à générer, par reproduction, une nouvelle génération de chromosomes. Ceux-ci peuvent être générés par reproduction asexuée (par simple clonage d'un chromosome) ou par reproduction sexuée (par le mélange des gènes de différents chromosomes survivants). Les meilleurs éléments de la génération précédente sont bien entendu conservés tels quels (*élitisme*). Une fois les enfants générés, ils sont susceptibles de subir des *mutations*, c'est-à-dire une variation aléatoire de certains de leurs gènes. Là encore, le déroulement précis de cette étape dépend des algorithmes utilisés. Le processus continue ainsi jusqu'à obtenir un chromosome dont la note est supérieure ou égale à un critère fixé au départ. L'intérêt des algorithmes d'évolution est qu'ils convergent assez rapidement vers la solution optimale. Le principe de fonctionnement des algorithmes d'évolution est résumé sur la Fig. 60.

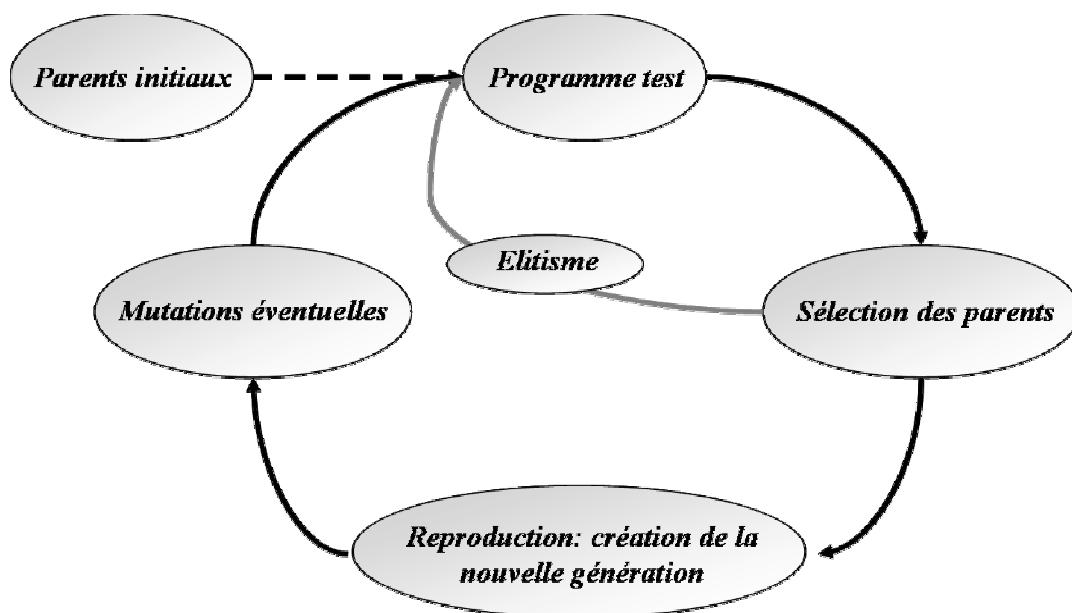
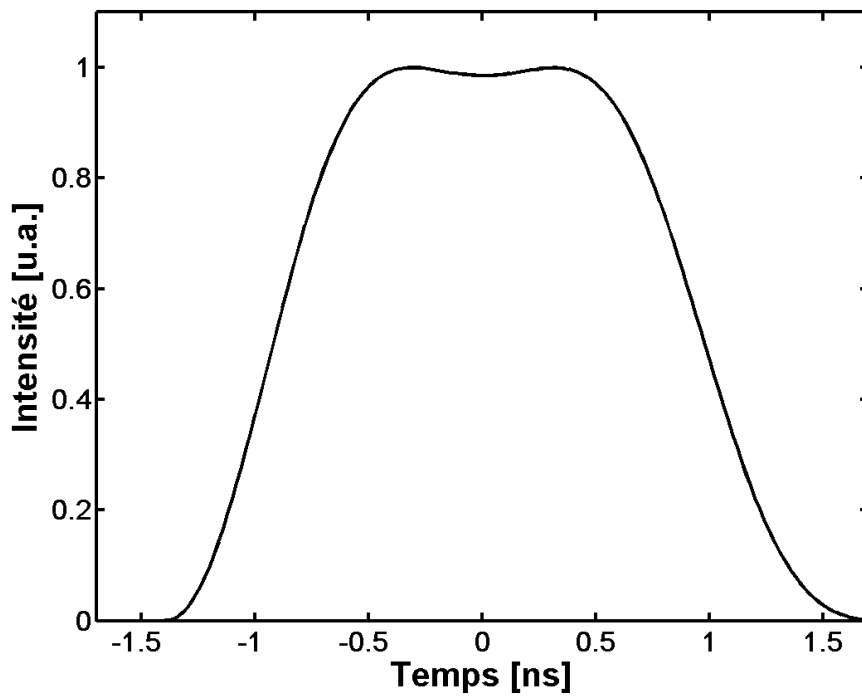


Fig. 60 Principe de fonctionnement d'un algorithme d'évolution.

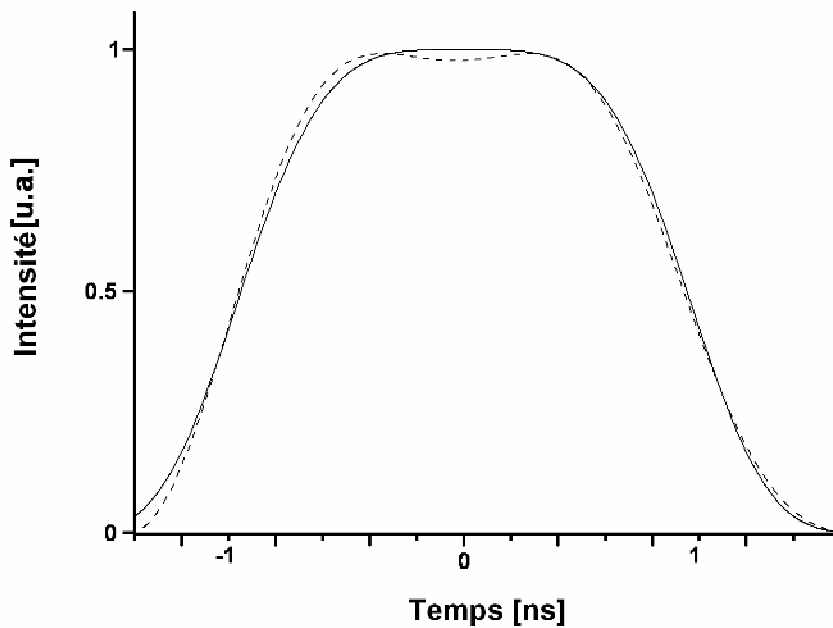
### 5.3. Algorithme utilisé

L'algorithme d'évolution que nous utilisons est relativement classique. Nous définissons une population de 60 chromosomes. Seuls 10 d'entre eux survivront à la fin d'une génération, et permettront de générer la suivante. Chaque chromosome correspond à un profil temporel d'impulsion. Les parents initiaux sont définis par leur profil spectral. Chaque composante spectrale correspond à un gène, et est définie aléatoirement. Nous définissons le spectre sur 128 points, donc sur 128 gènes. Le profil temporel est ensuite obtenu par transformée de Fourier inverse. Chacun des chromosomes est alors testé via l'algorithme de propagation que nous avons utilisé lors des études contra-propagatives. La note attribuée est comprise entre 0 et 1 : elle est le produit du facteur de corrélation entre le profil d'impulsion en entrée de fibre et le profil d'impulsion en sortie de fibre et de l'intensité relative du signal en sortie de fibre. Ainsi nous sélectionnons les profils d'impulsion dont la forme est la moins modifiée lors de l'interaction et qui donnent les meilleurs résultats en terme d'attraction de polarisation. Arrive ensuite l'étape de la reproduction : 50 nouveaux chromosomes sont générés à partir des 10 parents ayant obtenu la meilleure note lors du test. Les chromosomes sont générés par reproduction sexuée en sélectionnant aléatoirement deux parents et en mélangeant leurs gènes, là encore de manière aléatoire. Des mutations sont alors effectuées, là encore aléatoirement, sur les enfants : les 30 premiers enfants subissent tous une mutation aléatoire sur un gène sélectionné aléatoirement. Les 20 autres enfants peuvent également subir une mutation, d'amplitude plus faible. Dans ce cas, la valeur du gène affecté n'est pas entièrement remplacée par une valeur aléatoire, mais est légèrement modifiée par l'ajout d'un terme de phase aléatoire. Qui plus est, l'amplitude de cette modification décroît au fur et à mesure que les générations augmentent. Ceci permet d'introduire beaucoup de dynamisme dans l'évolution des populations lors des premières générations, afin d'éviter de rester bloqué sur un maximum secondaire ; l'impact en est ensuite de plus en plus réduit au fur et à mesure que la sélection naturelle seule prend le pas lors de l'évolution des populations. L'algorithme fonctionne bien, et converge au bout d'une centaine de générations en moyenne. Le profil d'impulsion typique que nous obtenons est représenté sur la Fig. 61.



*Fig. 61 Profil d'impulsion obtenu grâce à l'algorithme d'évolution permettant d'optimiser la conservation du profil de l'impulsion lors de l'interaction, et l'attraction de polarisation.*

Un ajustement mathématique de ce profil temporel peut être fait à l'aide d'une super gaussienne. Cet ajustement est représenté sur la Fig. 62.



*Fig. 62 Ajustement mathématique du profil d'impulsion obtenu grâce à l'algorithme d'évolution (traits pleins) par une super gaussienne (pointillés).*

Ce type de profil présente une intensité quasi constante sur une grande partie de sa largeur. Un signal ayant ce type de profil interagira donc uniformément avec la pompe durant une grande partie du processus d'attraction de polarisation. Il en découle une évolution homogène du profil d'impulsion, donc une dégradation moindre de ce dernier. Nous pouvons voir sur la Fig. 63 l'évolution de ce profil après 5 et 10 interactions avec une pompe gaussienne :

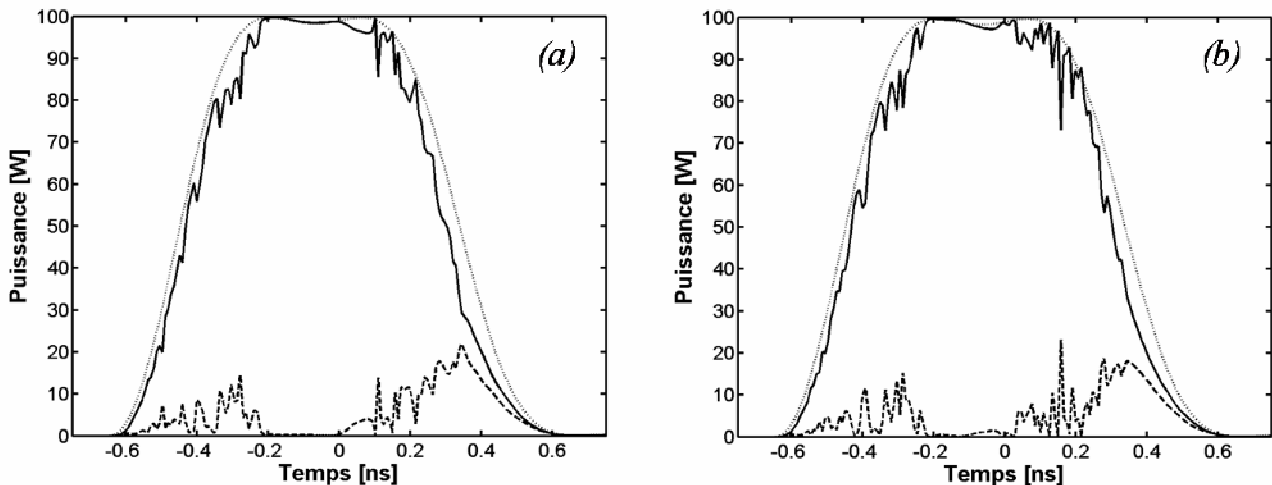


Fig. 63 (a) Profil d'impulsion après 5 interactions avec la pompe. (b) Profil d'impulsion après 10 interactions avec la pompe. Trait plein : composante de polarisation circulaire droite. Pointillés : composante de polarisation circulaire gauche. Petits points : profil initial.

Le profil temporel du signal évolue très peu au cours de son interaction avec la pompe, alors que l'intensité relative du signal ne fait que croître : elle dépasse 92 % après 10 passages. Il est donc possible de polariser un signal tout en préservant son profil temporel. A titre de comparaison, nous pouvons sur la Fig. 64 le profil d'une Gaussienne dotée des mêmes paramètres après 5 et 10 passages :

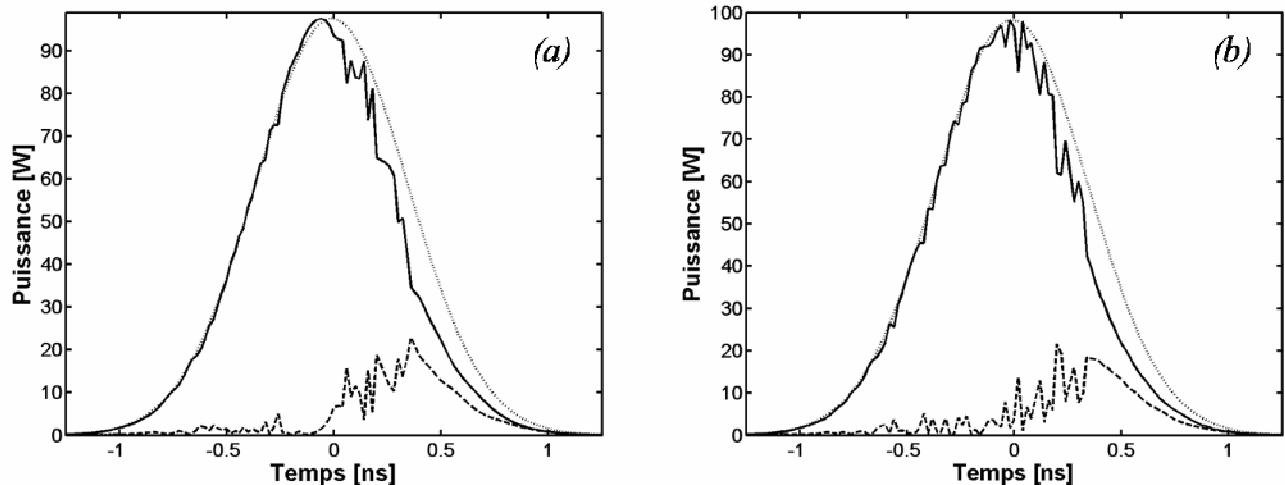


Fig. 64 (a) Impulsion Gaussienne après 5 interactions avec la pompe. (b) Impulsion Gaussienne après 10 interactions avec la pompe. Trait plein : composante de polarisation circulaire droite. Pointillés : composante de polarisation circulaire gauche. Petits points : profil initial.

Nous pouvons voir que l'impulsion Gaussienne tend à se déformer sur le front droit (qui correspond au front interagissant le premier avec la pompe), ce qui a tendance à asymétriser l'impulsion. L'efficacité de l'attraction de polarisation tend à stagner, puisque l'intensité relative stagne entre 87 et 88 % durant les 10 passages. Au contraire, elle croît régulièrement si nous utilisons le profil d'impulsion super gaussien.

## 5.4. Conclusion

Nous avons donc démontré qu'il est possible d'avoir à la fois une attraction de polarisation efficace et une conservation du profil temporel de l'impulsion. Ainsi, il est possible d'obtenir une polarisation quasi parfaite du signal en un nombre restreint d'interactions avec la pompe. Il existe toutefois une limite intrinsèque des systèmes télécoms à cette étude : la plupart des sources laser utilisées émettent des impulsions gaussiennes. Nous pouvons cependant imaginer un système capable de mettre en forme des impulsions en entrée de l'attracteur de polarisation. Plusieurs dispositifs sont capables d'effectuer de la mise en forme tout en ne générant que des pertes minimales. Nous pouvons notamment citer les masques à cristaux liquides, ou les réseaux de Bragg inscrits dans une fibre optique [59]. Un système pourvu d'un dispositif de mise en forme en entrée et en sortie serait alors capable de polariser avec une très grande efficacité des impulsions télécoms.

## 6. Attraction de polarisation combinée à la diffusion Raman stimulée

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, la diffusion Raman stimulée peut être utilisée afin de provoquer l'amplification d'une onde [41, 42]. Nous aurons besoin, pour cela, de générer un décalage en longueur d'onde entre la pompe et le signal. Être capable de modéliser l'impact de la diffusion Raman stimulée sur l'attraction de polarisation peut donc nous permettre de préciser la sensibilité du processus aux décalages en longueurs d'ondes, et d'évaluer l'intérêt d'un tel système. En effet, il est tout à fait possible d'imaginer un système optique combinant attraction de polarisation pour une repolarisation du signal et diffusion Raman stimulée pour son amplification. Après une approche théorique, nous comparerons étude numérique et étude expérimentale afin d'en déduire le comportement des deux phénomènes mêlés.

### 6.1. Expression du gain pour la diffusion Raman stimulée en base circulaire

La polarisation Raman dans un milieu isotrope est donnée, dans la base des états de polarisation rectilignes, par :

$$P_x(t) = \frac{1}{2} \left( E_x(t) \int_{-\infty}^t ds_1 (a+b)(t-s_1) |E_x(s_1)|^2 + E_x(t) \int_{-\infty}^t ds_1 a(t-s_1) |E_y(s_1)|^2 \right) + \frac{1}{2} \left( E_y(t) \int_{-\infty}^t ds_1 \frac{b(t-s_1)}{2} (E_x(s_1)E_y^*(s_1) + E_y(s_1)E_x^*(s_1)) \right) \quad (3.45)$$

avec  $a(t)+b(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2} \exp\left(\frac{-t}{\tau_2}\right) \sin\left(\frac{t}{\tau_1}\right)$  et  $\frac{b(t)}{2} = \frac{r}{\tau_2} \exp\left(\frac{-t}{\tau_2}\right)$ .  $r = 1/3.5$  dans la silice,  $\tau_1$

et  $\tau_2$  sont des paramètres d'ajustement des fonctions  $a$  et  $b$ , et valent respectivement 12 et 32 fs [42]. La composante  $y$  de la polarisabilité s'obtient facilement à partir de l'équation (3.45) en échangeant les indices  $x$  et  $y$ . Nous pouvons alors exprimer la polarisation Raman dans la base circulaire par [33]:

$$P_u(t) = \frac{P_x(t) + iP_y(t)}{\sqrt{2}} \quad (3.46)(a)$$

et

$$P_v(t) = \frac{P_x(t) - iP_y(t)}{\sqrt{2}} \quad (3.46)(b)$$

Sachant que

$$u(t) = \frac{E_x(t) + iE_y(t)}{\sqrt{2}} \quad (3.47)(a)$$

et

$$v(t) = \frac{E_x(t) - iE_y(t)}{\sqrt{2}} \quad (3.47)(b)$$

Nous obtenons l'expression des polarisations Raman dans la base circulaire en injectant les expressions (3.46) et (3.47) dans l'équation (3.45) :

$$P_u(t) = \frac{1}{2} \left( u(t) \int_{-\infty}^s ds_1 \left( a + \frac{b}{2} \right) (t - s_1) \left( |u(s_1)|^2 + |v(s_1)|^2 \right) + v \int_{-\infty}^s ds_1 b(t - s_1) \left( u(s_1) v^*(s_1) \right) \right) \quad (3.48)(a)$$

$$P_v(t) = \frac{1}{2} \left( v(t) \int_{-\infty}^s ds_1 \left( a + \frac{b}{2} \right) (t - s_1) \left( |u(s_1)|^2 + |v(s_1)|^2 \right) + u \int_{-\infty}^s ds_1 b(t - s_1) \left( v(s_1) u^*(s_1) \right) \right) \quad (3.48)(b)$$

Les expressions de la polarisation Raman nous permettent de faire apparaître un terme dépendant de la diffusion Raman dans l'équation de propagation de l'onde. Nous allons utiliser ce terme pour effectuer l'analyse de stabilité linéaire afin d'obtenir une formule analytique pour le gain Raman en base circulaire. Les équations de propagation ne contenant que le terme Raman s'écrivent :

$$\frac{\partial u(t)}{\partial z} = i\rho\gamma \left[ u(t) \int_{-\infty}^t ds_1 \left( a + \frac{b}{2} \right) (t - s_1) \left( |u(s_1)|^2 + |v(s_1)|^2 \right) + v(t) \int_{-\infty}^t ds_1 b(s_1) u(s_1) v^*(s_1) \right] \quad (3.49)(a)$$

$$\frac{\partial v(t)}{\partial z} = i\rho\gamma \left[ v(t) \int_{-\infty}^t ds_1 \left( a + \frac{b}{2} \right) (t - s_1) \left( |u(s_1)|^2 + |v(s_1)|^2 \right) + u(t) \int_{-\infty}^t ds_1 b(s_1) v(s_1) u^*(s_1) \right] \quad (3.49)(b)$$

où  $\rho$  correspond à la contribution Raman à la réponse non linéaire du matériau et  $\gamma$  est le coefficient non linéaire usuel tel qu'il est défini dans le premier chapitre. La valeur de  $\rho$  dépend du dopage de la fibre. Elle est généralement de 0.18 pour une fibre SMF standard. Nous considérons ici une onde signal de polarisation quelconque, et une onde pompe polarisée selon  $u$ . Le signal est décalé en fréquence de  $\Omega$  par rapport à la pompe. Nous pouvons alors écrire les expressions de  $u$  et  $v$ , en fonction d'une variable temporelle  $s_l$  :

$$u(s_1) = \sqrt{P} + \sqrt{S_u} \exp(-i\Omega s_1) \quad (3.50)(a)$$

$$v(s_1) = \sqrt{S_v} \exp(-i\Omega s_1) \quad (3.50)(b)$$

où  $\sqrt{P}$  est l'amplitude de la pompe,  $\sqrt{S_u}$  l'amplitude du signal selon u, et  $\sqrt{S_v}$  son amplitude selon v.

Nous injectons ensuite les expressions (3.50)a et (3.50)b dans (3.49)a et (3.49)b, et effectuons le changement de variables suivant :  $x = t - s_1$ . Nous considérons également, pour des raisons de causalité, que  $a(x) = b(x) = 0$  si  $x \leq 0$ .

Nous prenons la définition usuelle de la transformée de Fourier :

$$TF(a(x)) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx a(x) \exp(i\omega x) = A(\omega) \quad (3.51)(a)$$

$$TF(b(x)) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx b(x) \exp(i\omega x) = B(\omega) \quad (3.51)(b)$$

Nous posons également

$$\bar{a} = \int_0^{+\infty} dx a(x) = A(0) \quad (3.52)(a)$$

et

$$\bar{b} = \int_0^{+\infty} dx b(x) = B(0) \quad (3.52)(b)$$

En ne gardant dans les équations (3.49) que les termes en  $\exp(-i\Omega t)$ , décrivant l'évolution du signal, et en faisant l'approximation  $P \gg S_u + S_v$  (approximation linéaire), nous obtenons finalement la matrice de stabilité du système :

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{bmatrix} \sqrt{S_u} \\ \sqrt{S_v} \end{bmatrix} = i\rho\gamma \begin{bmatrix} P\left(A(\Omega) + \frac{B(\Omega)}{2}\right) + P\left(\bar{a} + \frac{\bar{b}}{2}\right) + \bar{b}S_v & 0 \\ 0 & PB(\Omega) + P\left(\bar{a} + \frac{\bar{b}}{2}\right) + \bar{b}S_u \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sqrt{S_u} \\ \sqrt{S_v} \end{bmatrix} \quad (3.53)$$

Nous pouvons en déduire que le gain entre deux états de polarisation circulaires co-rotatifs est proportionnel à  $A(\Omega) + \frac{B(\Omega)}{2}$ , et le gain entre deux états de polarisation circulaires contra-rotatifs est donné par  $B(\Omega)$  [33]. Ces formules de gain pour des polarisations circulaires sont très proches de celles obtenues pour des polarisations rectilignes. Il existe néanmoins une



différence de  $+\frac{B(\Omega)}{2}$  pour le gain contra rotatif et de  $-\frac{B(\Omega)}{2}$  pour le gain co-rotatif. Toutefois, la très faible amplitude de  $B(\Omega)$  dans la silice n'influence pratiquement pas les valeurs du gain co-rotatif ( $A(\Omega)+B(\Omega) \gg \frac{B(\Omega)}{2}$ ). Nous traçons, afin de vérifier le comportement du gain Raman en base circulaire, le terme de gain co-rotatif et le terme de gain contra rotatif, en utilisant pour  $a$  et  $b$  les expressions (1.48).

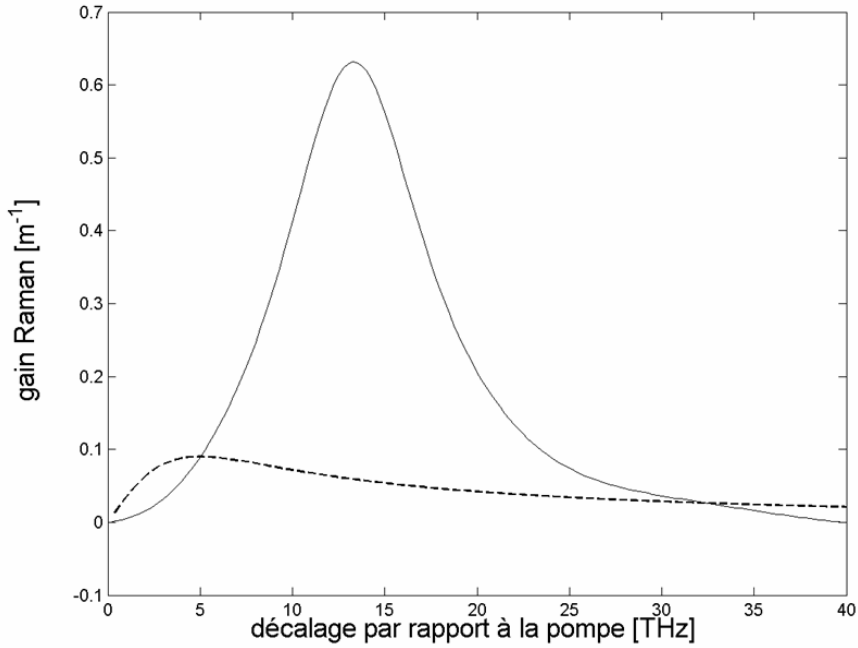


Fig. 65 Gain Raman en base circulaire pour des polarisations co-rotatives (trait plein) et contra rotatives (pointillés).

Conformément à ce que nous attendions, le comportement du gain co-rotatif est très proche du gain parallèle, avec un maximum à 13.2 THz. Le gain contra rotatif présente une légère différence avec le gain orthogonal, puisqu'il présente un maximum à 4 THz supérieur à la valeur du gain co-rotatif pour ce même décalage.

## 6.2. Simulations numériques

Une fois le gain connu, il faut inclure le processus de diffusion Raman stimulée dans les équations de propagations de nos deux ondes. Nous allons pour cela considérer que le signal bénéficiera de l'amplification provoquée par la diffusion Raman stimulée, et que la pompe

subira réciproquement une perte d'énergie. Nous incluons, à cette fin, un terme de gain dans chacune des équations (3.26) à (3.29). Nous obtenons donc le système suivant [33]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial u}{\partial z} &= i\Gamma \left[ \frac{4}{3}(1-\rho) + \rho g_a(\Omega) + \rho g_b(0) \right] \bar{u}v\bar{v}^* + \\ i\Gamma u &\left[ \left( \frac{2}{3}(1-\rho) + \rho g_a(0) \right) |u|^2 + \left( \frac{4}{3}(1-\rho) + \rho g_a(0) + \rho g_b(0) \right) |v|^2 \right] + \\ i\Gamma u &\left[ \left( \frac{4}{3}(1-\rho) + \rho g_a(0) + \rho g_a(\Omega) \right) |\bar{u}|^2 + \left( \frac{4}{3}(1-\rho) + \rho g_a(0) + \rho g_b(\Omega) \right) |\bar{v}|^2 \right] \end{aligned} \quad (3.54)(a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial v}{\partial z} &= i\Gamma \left[ \frac{4}{3}(1-\rho) + \rho g_a(\Omega) + \rho g_b(0) \right] \bar{v}u\bar{u}^* + \\ i\Gamma v &\left[ \left( \frac{2}{3}(1-\rho) + \rho g_a(0) \right) |v|^2 + \left( \frac{4}{3}(1-\rho) + \rho g_a(0) + \rho g_b(0) \right) |u|^2 \right] + \\ i\Gamma v &\left[ \left( \frac{4}{3}(1-\rho) + \rho g_a(0) + \rho g_a(\Omega) \right) |\bar{v}|^2 + \left( \frac{4}{3}(1-\rho) + \rho g_a(0) + \rho g_b(\Omega) \right) |\bar{u}|^2 \right] \end{aligned} \quad (3.54)(b)$$

Les équations (3.54) décrivent la propagation du signal. Il est aisé d'obtenir les équations de propagation de la pompe en remplaçant  $u$  ( $v$ ) par  $\bar{u}$  ( $\bar{v}$ ),  $z$  par  $-z$  et  $\Omega$  par  $-\Omega$  dans les équations (3.54). Les fonctions de gain sont données par :

$$g_a(\Omega) = A(\Omega) + \frac{B(\Omega)}{2} \quad (3.55)(a)$$

et

$$g_b(\Omega) = B(\Omega) \quad (3.55)(b)$$

Ces fonctions sont antisymétriques, ce qui signifie que  $g_a(-\Omega) = -g_a(\Omega)$  par exemple. Or, pour  $\Omega$  positif, elles sont positives. Donc ce qui est un terme de gain pour le signal représente bien un terme de pertes pour la pompe, une fois que l'on transforme  $\Omega$  en  $-\Omega$ . Ces termes de pertes ont pour conséquence une déplétion de la pompe. Cela signifie que la pompe perd en énergie ce que le signal gagne. Ainsi, pour un signal de faible amplitude, le facteur d'amplification (défini comme le rapport de l'énergie du signal en sortie de fibre sur son énergie en entrée) sera important et la déplétion de la pompe faible ; l'efficacité de l'amplification Raman dépendant elle-même de la puissance du signal. Par contre, pour une puissance de signal plus élevée, la déplétion de la pompe augmente de manière importante, réduisant d'autant l'efficacité du phénomène. Nous pouvons observer ce comportement sur la courbe en traits pleins de la Fig. 66. Le facteur d'amplification, obtenu ici par simulations numériques, subit en effet, à puissance de pompe constante, une nette diminution au fur et à

mesure que la puissance du signal augmente. La Fig. 66 nous renseigne également sur le comportement de l'attraction de polarisation lorsque l'on y ajoute l'amplification Raman. Nous avons en effet reporté sur cette figure les résultats de simulations numériques de l'attraction de polarisation, pour des impulsions gaussiennes de 3 ns de largeur à mi hauteur se propageant dans une fibre optique isotrope de longueur  $L = 1.2$  m. Nous comparons ici le comportement sans amplification Raman ( $\Omega = 0$ ), représenté en pointillés, et le comportement avec amplification Raman (représenté en cercles), pour un décalage en fréquence correspondant au maximum du gain observé sur la Fig. 65 ( $\Omega = 13.2$  THz).

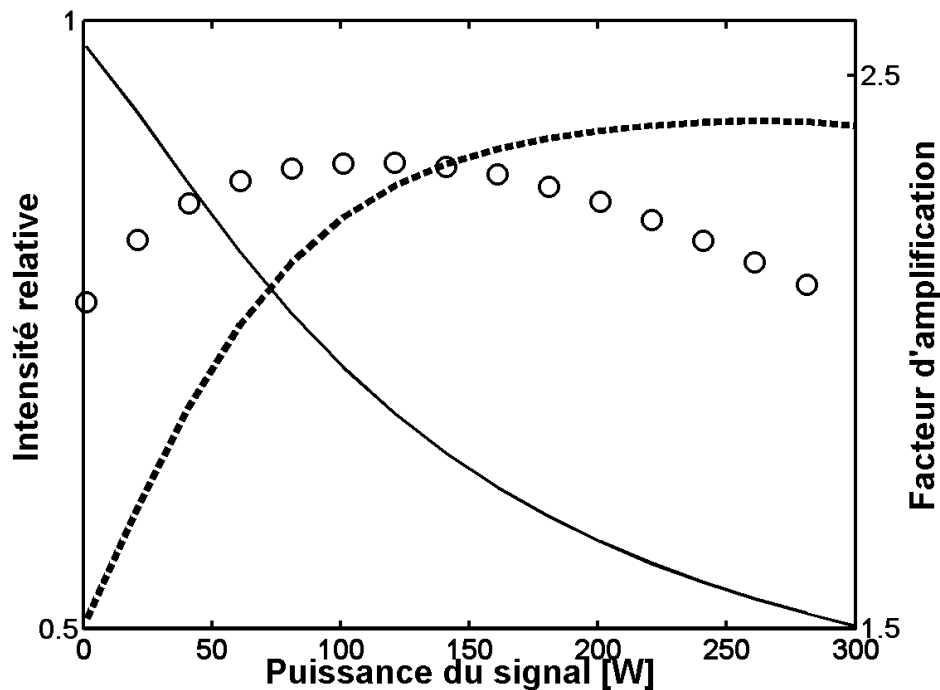


Fig. 66 Efficacité de l'attraction de polarisation avec amplification Raman, pour un décalage de 13.2 THz (cercles) et sans amplification Raman (pointillés). Facteur d'amplification Raman pour le signal (traits pleins).

Nous pouvons observer que, pour des basses puissances du signal, l'attraction de polarisation combinée à l'amplification est nettement plus efficace que l'attraction de polarisation seule grâce à l'amplification Raman co-rotative. En revanche, une augmentation de la puissance du signal importante provoque une chute de l'efficacité de l'attraction de polarisation lorsqu'elle est combinée à l'amplification Raman. Nous pensons que cela est dû à la déplétion de la pompe, importante pour des puissances de signal élevées, qui influe grandement sur le phénomène d'attraction.

### 6.3. Observations expérimentales

Nous voulons ici vérifier le comportement de l'attraction de polarisation combiné à l'amplification Raman [33]. Nous vérifions également, dans un premier temps, si les mesures expérimentales du gain Raman en base circulaire correspondent aux formules analytiques obtenues en 6.1.

Nous utilisons exactement le même montage expérimental que celui présenté dans la partie 3.3.1, avec les mêmes précautions d'emploi. Un décalage en fréquence entre la pompe et le signal étant nécessaire pour observer la diffusion Raman stimulée, nous l'obtenons en modifiant la longueur d'onde du signal, le laser à colorant étant accordable.

#### 6.3.1. Gain Raman

Nous présentons ici la courbe de gain Raman expérimentale obtenue pour des polarisations de pompe et de signal co-rotatives. Il correspond donc au gain  $g_a(\Omega)$  de l'équation (3.51)(a). Ces mesures ont été effectuées pour deux impulsions gaussiennes de 3 ns de largeur à mi hauteur, de polarisations co-rotatives, se propageant dans une fibre optique de longueur  $L = 1.2$  m. Nous avons mesuré le facteur d'amplification Raman en faisant le rapport de l'énergie du signal mesurée en sortie sur l'énergie du signal mesurée en entrée. Les deux ondes ont été injectées dans la fibre avec une puissance crête  $P_{crête} = 180$  W. Nos résultats sont présentés sur la Fig. 67.

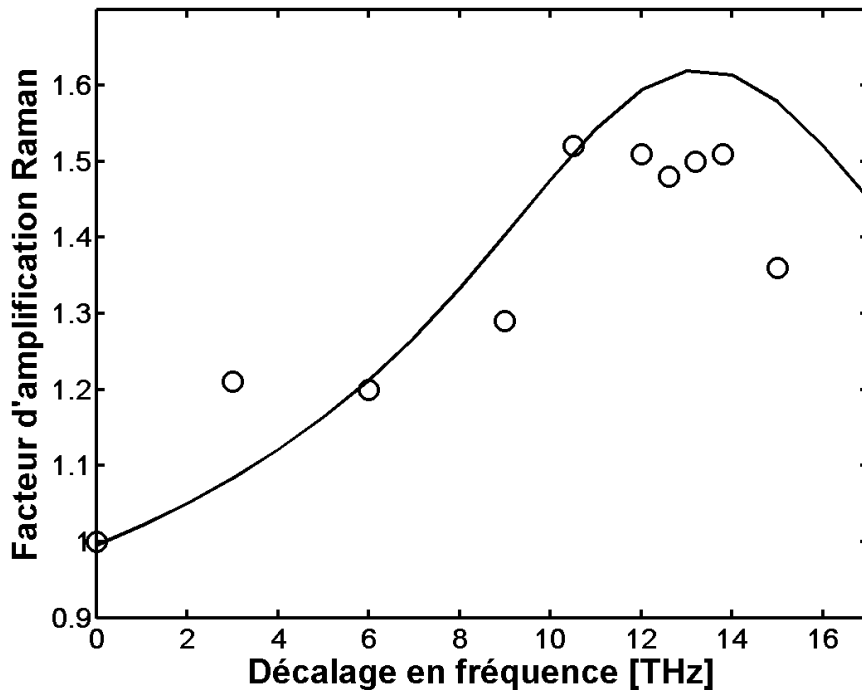


Fig. 67 Gain Raman co-rotatif. Simulations numériques (traits pleins) et mesures expérimentales (cercles), obtenues pour  $P_{\text{signal}} = P_{\text{pompe}} = 180 \text{ W}$ .

La Fig. 67 nous indique qu'il y a une bonne correspondance entre nos résultats expérimentaux et les simulations numériques, l'utilisation de ce modèle pour décrire le processus d'amplification Raman est donc pertinente. Nous pouvons cependant remarquer que les valeurs atteintes par le facteur d'amplification sont relativement faibles (inférieures à 1.6), il est donc probable que le processus de mélange à quatre ondes garde un rôle prédominant dans l'efficacité de l'attracteur de polarisation, malgré la présence d'amplification Raman.

### 6.3.2. Caractérisation de l'attraction de polarisation conjuguée à l'amplification par diffusion Raman stimulée

Nous allons nous intéresser, dans cette partie, à l'observation conjuguée du processus d'attraction de polarisation, tel qu'il est décrit dans la section 3, et du phénomène d'amplification par diffusion Raman stimulée. Nous utilisons pour cela le montage expérimental présenté sur la Fig. 37. La seule différence provient de l'utilisation de l'accordabilité du laser à colorant pour provoquer une différence de longueur d'onde entre la pompe et le signal. Nous travaillons toujours avec une longueur d'onde de pompe  $\lambda_p = 574 \text{ nm}$ . Nous faisons par contre varier la longueur d'onde du signal entre 574 et 595 nm, ce qui correspond à une plage de fréquences de 18 THz. Cette plage de mesure nous permet de

couvrir l'essentiel de la courbe de gain Raman de la Fig. 65. Le signal ayant une longueur d'onde supérieure à celle de la pompe, nous nous plaçons bien dans les conditions d'amplification par diffusion Raman stimulée pour le signal.

### 6.3.2.1. Etude en puissance

Afin de faire suite aux simulations numériques de la partie 6.2, nous avons également réalisé une étude en puissance de l'attraction de polarisation. Nous réalisons une première série de mesures pour un décalage en fréquence nul entre la pompe et le signal, puis nous effectuons une deuxième série de mesures avec un décalage de 13.2 THz (correspondant au maximum du gain Raman) entre les fréquences de pompe et de signal. Toutes les mesures sont effectuées à puissance de la pompe constante, avec  $P_{pompe} = 180$  W. Nous obtenons les résultats suivants :

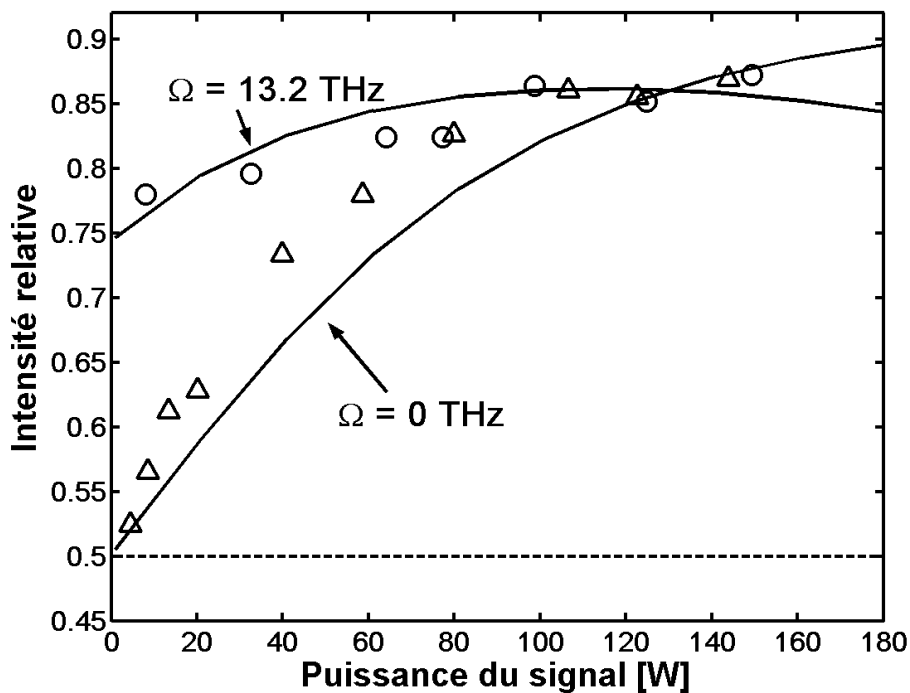


Fig. 68 Intensité relative du signal en fonction de la puissance du signal, pour une puissance crête de pompe  $P_{pompe} = 180$  W. Mesures expérimentales pour un décalage en fréquence de 0 THz (triangles) et de 13.2 THz (cercles). Simulations numériques pour ces deux décalages en fréquences (traits pleins). Etat du signal en l'absence de pompe (pointillés).

Remarquons, pour commencer, que le comportement de l'attraction en fonction du signal dépend fortement du décalage en fréquence. En effet, nous voyons nettement sur la Fig. 68 que l'attraction de polarisation est nettement plus efficace avec un décalage de 13.2 THz pour les faibles puissances de signal ( $P_{signal} < 150$  W), puis qu'il s'opère une inversion. Au-delà de  $P_{signal} = 150$  W, l'attraction de polarisation est plus efficace sans amplification Raman. Ces

résultats sont conformes à ce que prédisent les simulations numériques. Comment, dans ces conditions, les interpréter ?

Il faut tout d'abord garder à l'esprit que la diffusion Raman stimulée est un phénomène dissipatif : l'amplification provoquée dans le signal est compensée par une diminution de puissance de la pompe. Ainsi, pour des fortes puissances de signal, le phénomène d'amplification transfèrera une partie importante de l'énergie de la pompe vers le signal. Or nous savons que l'attraction de polarisation dépend fortement de la puissance de la pompe. Une chute de la puissance de la pompe va donc provoquer une chute de l'efficacité de l'attraction de polarisation. C'est bien ce que nous observons pour des puissances de signal élevées sur la Fig. 68. Le comportement à faible puissance est, lui, bien différent. Pour des faibles puissances, la déplétion de la pompe à cause de la diffusion Raman stimulée est faible et négligeable. L'importance de la pompe dans le processus d'attraction sera donc préservée. Qui plus est, nous avons vu que l'amplification par diffusion Raman stimulée était dépendante des états de polarisation relatifs entre la pompe et le signal (Fig. 65). Or la courbe de gain présentant le maximum d'amplification correspond à deux états de polarisation co-rotatifs. L'amplification va donc se faire vers la composante de polarisation du signal co-rotative à la polarisation de la pompe (celle-ci étant, rappelons le, entièrement polarisée selon  $u$ ), donc vers  $u$ . Il en résulte que la diffusion Raman stimulée amplifie, dans ces conditions, la composante de polarisation du signal croissant sous l'effet de l'attraction de polarisation. En d'autres termes, les deux phénomènes se combinent avec pour résultat une très forte amplification de la composante de polarisation du signal co-rotative à celle de la pompe : l'efficacité de l'attraction de polarisation se trouve donc démultipliée par cette combinaison. Rappelons également, à toutes fins utiles, que l'amplification maximum du signal (représentée sur la Fig. 66) est obtenue pour de faibles puissances de signal. Nous sommes donc en mesure d'obtenir, dans le domaine des faibles puissances de signal, un système tout optique capable à la fois de polariser un signal et de l'amplifier. Ainsi, si nous prenons un signal de puissance crête  $P_{signal} = 100$  W et une pompe de puissance crête  $P_{crête} = 180$  W, polarisés respectivement rectilignement et circulairement, et décalés en fréquence de 13.2 THz, nous sommes alors en mesure d'obtenir un signal polarisé à 86% selon la polarisation initiale de la pompe et amplifié d'un facteur 2 en sortie de fibre.

### 6.3.2.2. Etude en longueur d'onde

Nous étudions également la dépendance de l'attraction de polarisation en fonction de la longueur d'onde du signal. Nous travaillons à puissances de pompe et de signal égales,  $P_{signal} = P_{pompe} = 180$  W. Nous pouvons observer nos résultats sur la Fig. 69. Comme nous pouvons le voir, il semble qu'à cette puissance un décalage en fréquence entre la pompe et le signal ait peu d'impact sur l'efficacité de l'attracteur. Nous pouvons donc en déduire que, conformément aux hypothèses émises plus haut, le processus de mélange à quatre ondes joue un rôle déterminant dans l'efficacité de l'attraction de polarisation. Notons également que, conformément à la Fig. 39, nous avons une efficacité relative très élevée pour ces puissances, et ce quel que soit le décalage fréquentiel entre la pompe et le signal. Le phénomène d'attraction de polarisation semble donc être particulièrement robuste vis-à-vis des décalages en fréquence entre pompe et signal dans cette gamme de puissances. Cette observation est consistante avec la Fig. 68 : dans cette gamme de puissance, la diffusion Raman stimulée joue un rôle peu important. Ce résultat est particulièrement intéressant dans le cadre d'une application en tant que polariseur non linéaire. En effet, en plus d'être capable de polariser un signal quel que soit son état initial, ce dispositif est à même de le faire sur une large bande de fréquences. Une pompe unique est donc capable de polariser une multitude de signaux multiplexés en longueur d'onde. Notons enfin que nous avons un très bon accord entre les simulations numériques des équations (3.50) et les mesures expérimentales, ce qui ne fait que renforcer la pertinence du choix du modèle utilisé pour décrire la diffusion Raman stimulée.



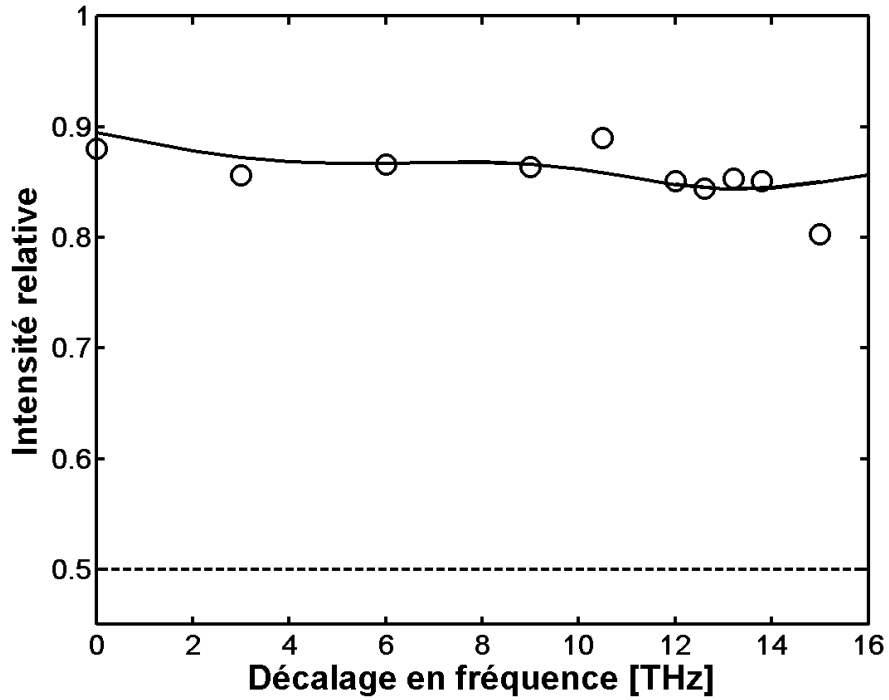


Fig. 69 Efficacité de l'attraction de polarisation en fonction du décalage fréquentiel entre la pompe et le signal, pour  $P_{\text{signal}} = P_{\text{pompe}} = 180 \text{ W}$ . Simulations numériques (traits pleins), mesures expérimentales (cercles) et état du signal en l'absence de la pompe (pointillés).

Comparons maintenant l'étude que nous venons de faire ( $P_{\text{signal}} = P_{\text{pompe}} = 180 \text{ W}$ ) avec une étude à faible puissance crête du signal. Nous effectuons la même expérience, mais avec  $P_{\text{signal}} = 16 \text{ W}$ . Les résultats sont visibles sur la Fig. 70.

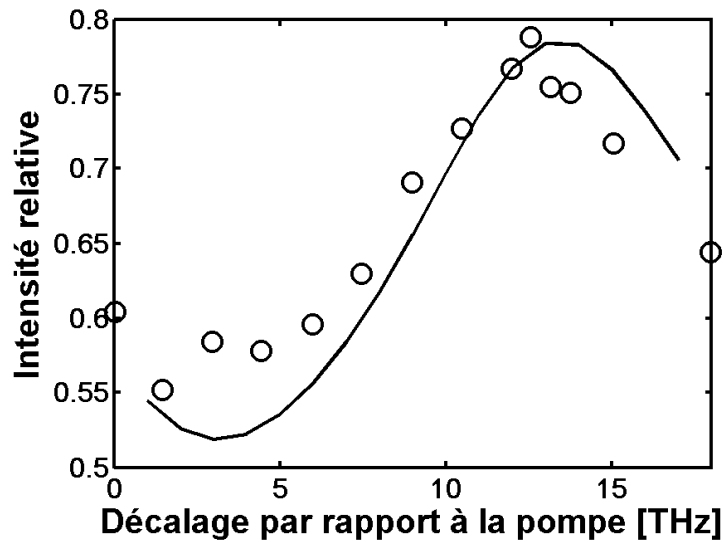


Fig. 70 Efficacité de l'attraction de polarisation en fonction du décalage fréquentiel entre la pompe et le signal, pour  $P_{\text{signal}} = 16$  W. Simulations numériques (traits pleins) et mesures expérimentales (cercles).

Contrairement à la Fig. 69, cette figure présente une forte dépendance de l'intensité relative vis-à-vis du décalage en longueur d'onde. Nous observons notamment un creux aux alentours de 4 THz, et un pic vers 13 THz. C'est une mise en évidence du rôle prépondérant de la diffusion Raman stimulée pour des faibles puissances de signal. En effet, la forte augmentation de l'intensité relative au fur et à mesure que nous nous rapprochons de la fréquence de gain optimum de la diffusion Raman stimulée (13.2 THz dans la silice) est significative du rôle du gain co-rotatif. De même, le creux présent à 4 THz est causé par le gain Raman contra-rotatif, plus important pour ce décalage. Il va alors amplifier la composante de polarisation contra-rotative au détriment de celle que nous observons, causant par là même la diminution d'intensité constatée.

## 6.4. Conclusion

Nous avons mis en évidence, dans cette partie, l'influence que peut avoir la diffusion Raman stimulée sur l'attraction de polarisation. Nous avons montré que, pour des faibles puissances de signal, il est possible de combiner ces deux effets pour obtenir la polarisation et l'amplification simultanées du signal. La combinaison des deux phénomènes est également à

même de fournir un polariseur non linéaire large bande lorsque les puissances de pompe et de signal sont similaires ; l'attraction de polarisation n'étant pratiquement plus sensible au décalage fréquentiel entre la pompe et le signal dans ce cas là. Enfin, nous avons développé un modèle numérique satisfaisant pour la description des deux phénomènes.

## 7. Formalisme hamiltonien. Dynamique du système

Dans la perspective d'une étude de la dynamique du système, il est extrêmement intéressant de chercher à exprimer son hamiltonien. Nous allons, pour cela, chercher les variables conjuguées du système. Nous espérons gagner ainsi une meilleure compréhension des mécanismes qui régissent l'attraction de polarisation. Ce processus semble présenter en effet plusieurs propriétés remarquables, notamment l'existence d'un comportement d'attracteur dans un système hamiltonien. Ce travail a été réalisé en collaboration avec Antonio Picozzi [34].

### 7.1. Calcul de l'hamiltonien

Commençons, afin de réduire le nombre de variables, par considérer des ondes continues. Nous pouvons alors exprimer les vecteurs de Stokes dans la base des coordonnées sphériques :

$$\begin{cases} S_1 = r \sin \theta \sin \phi \\ S_2 = r \cos \theta \\ S_3 = r \sin \theta \cos \phi \end{cases} \quad (3.56)$$

$$\begin{cases} \bar{S}_1 = \bar{r} \sin \bar{\theta} \sin \bar{\phi} \\ \bar{S}_2 = \bar{r} \cos \bar{\theta} \\ \bar{S}_3 = \bar{r} \sin \bar{\theta} \cos \bar{\phi} \end{cases} \quad (3.57)$$

Les angles  $\theta$  et  $\phi$  donnent la position sur la surface de la sphère, tandis que  $r$  est égal à la puissance de l'onde considérée.

En réécrivant les équations (3.35) et (3.36) à l'aide des expressions (3.56) et (3.57), nous sommes en mesure d'écrire :

$$\frac{\partial \theta}{\partial \xi} = -\frac{4}{3} \Gamma \bar{r} \sin \bar{\theta} \sin(\phi - \bar{\phi}) \quad (3.58)$$

et

$$\frac{\partial \phi}{\partial \xi} = -\Gamma \frac{2}{3} (r \cos \theta + 2\bar{r} \sin \bar{\theta} \cotan \theta \cos(\phi - \bar{\phi})) \quad (3.59)$$

Nous nous plaçons, pour cette étude, dans le régime stationnaire. Cela signifie que les deux ondes ont atteint un état stable et n'évoluent plus au cours du temps. Dans ces conditions, la dépendance en temps n'apparaît plus dans les équations, et  $\frac{\partial}{\partial \eta} = -\frac{\partial}{\partial \xi}$ . D'où :

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \xi} = -\frac{4}{3} \Gamma r \sin \theta \sin(\phi - \bar{\phi}) \quad (3.60)$$

et

$$\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial \xi} = \Gamma \frac{2}{3} (\bar{r} \cos \bar{\theta} + 2r \sin \theta \cotan \bar{\theta} \cos(\phi - \bar{\phi})) \quad (3.61)$$

Nous allons maintenant considérer les grandeurs  $I_p = -\bar{S}_2$  et  $I_s = S_2$ . Elles traduisent, pour l'onde pompe et pour l'onde signal, le degré de polarisation circulaire. Il est judicieux de s'intéresser à l'étude de ces grandeurs : comme nous l'avons vu dans la section précédente, le processus d'attraction de polarisation semble intimement lié aux états de polarisation circulaire de la pompe et du signal. Qui plus est, ils renferment la dynamique de la variable  $\theta(\bar{\theta})$  que nous étudions actuellement. Nous savons (équations (3.56) et (3.57)) que, pour une onde polarisée, elles s'écrivent :

$$I_p = -\bar{S}_0 \cos \bar{\theta} \quad (3.62)$$

$$I_s = S_0 \cos \theta \quad (3.63)$$

Nous allons maintenant supposer que  $I_{p,s}$  est la variable conjuguée de  $\phi_{p,s}$ . Si tel est réellement le cas, il sera alors possible de déduire l'hamiltonien H du système à partir de la relation de conjugaison entre  $I_{p,s}$  et  $\phi_{p,s}$ . Pour plus de commodités, notons :

$$\alpha_p = \bar{S}_0 \sin \bar{\theta} \quad (3.64)$$

$$\alpha_s = S_0 \sin \theta \quad (3.65)$$

Regardons maintenant l'évolution des variables conjuguées :

$$\frac{dI_p}{dz} = -2\gamma\alpha_p\alpha_s \sin(\phi - \bar{\phi}) = -\frac{\partial H}{\partial \phi} \quad (3.66)$$

Nous en déduisons une forme pour H :

$$H = 2\gamma\alpha_p\alpha_s \cos(\phi - \bar{\phi}) + f_1(\phi, I_p, I_s) \quad (3.67)$$

où  $f_1$  est une fonction inconnue, à déterminer. De même que pour  $I_p$ , l'évolution d' $I_s$  s'écrit :

$$\frac{dI_s}{dz} = 2\gamma\alpha_p\alpha_s \sin(\phi - \bar{\phi}) = -\frac{\partial H}{\partial \phi} \quad (3.68)$$

et donc

$$H = 2\gamma\alpha_p\alpha_s \cos(\phi - \bar{\phi}) + f_2(\bar{\phi}, I_p, I_s) \quad (3.69)$$

Il apparaît, grâce aux expressions (3.67) et (3.69), que  $f_1 = f_2 = f(I_p, I_s)$ . En écrivant l'évolution des deux dernières variables, nous voyons finalement l'hamiltonien apparaître [34] :

$$\frac{d\bar{\phi}}{dz} = -\mathcal{N}_p - 2\mathcal{N}_p \frac{\alpha_s}{\alpha_p} \cos(\phi - \bar{\phi}) = \frac{\partial H}{\partial I_p} \quad (3.70)$$

et

$$\frac{d\phi}{dz} = -\mathcal{N}_s - 2\mathcal{N}_s \frac{\alpha_p}{\alpha_s} \cos(\phi - \bar{\phi}) = \frac{\partial H}{\partial I_s} \quad (3.71)$$

D'où :

$$H = 2\gamma\alpha_p\alpha_s \cos(\phi - \bar{\phi}) - \frac{\gamma}{2}(I_p^2 + I_s^2) \quad (3.72)$$

Sachant que nous avons deux couples de variables conjuguées, nous sommes dans un système à deux degrés de liberté. Il est donc nécessaire d'avoir deux invariants si nous désirons être en mesure de résoudre l'hamiltonien. Nous sommes en régime stationnaire sans pertes induites par la fibre, il est donc possible de dire que la valeur de H est conservée en tout point de la fibre. De plus, les équations (3.66) et (3.68) nous montrent que :

$$\frac{dI_p}{dz} + \frac{dI_s}{dz} = 0 \quad (3.73)$$

Donc

$$K = I_p + I_s \quad (3.74)$$

est un invariant du système. Nous avons deux invariants pour un système à deux degrés de liberté, il est donc intégrable. Il est donc possible de chercher des solutions stables pour le système.

## 7.2. Dynamique du système

Le système que nous étudions est représenté sur la Fig. 71. D'un point de vue des conditions initiales, il est relativement original puisque deux des conditions aux bords ne sont pas fixées ( $I_p$  en  $z = 0$ , et  $I_s$  en  $z = L$ ) [34]. Remarquons également que cette particularité relative aux

conditions initiales ne nous permet pas de déterminer le second invariant  $K$ . Il sera donc pertinent d'étudier le système en fonction de l'inconnue  $I_s(z=L)$ .

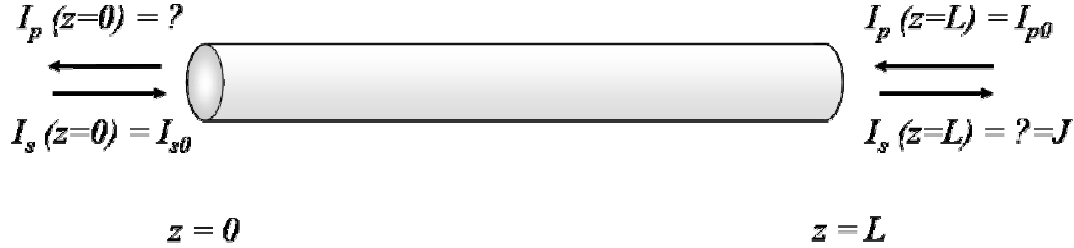


Fig. 71 Conditions aux bords lors de l'injections d'ondes contra propagatives dans une fibre optique

### 7.2.1. Evolution de la polarisation du signal

Notons  $J$  cette inconnue :  $J = I_s(z=L)$ . Rappelons que nous cherchons à étudier l'évolution de la polarisation du signal au cours de son interaction avec la pompe. Comme nous l'avons vu précédemment, celle-ci doit évoluer vers la polarisation de la pompe à condition que cette dernière soit circulaire. Nous allons donc prendre, dans un premier temps,  $I_p(z=L) = -\bar{S}_0$ . Le phénomène d'attraction est censé se produire pour tout état initial du signal : nous allons donc chercher à voir si  $\forall I_s(z=0), J \rightarrow -\bar{S}_0$ . Le second invariant du système (relation (3.74)) exprimé en  $z=L$  nous permet d'écrire une condition sur l'évolution de  $I_p$  et  $I_s$  :

$$I_p(z) = J - \bar{S}_0 - I_s(z) \quad (3.75)$$

Sachant que  $I_p(z=L) = -\bar{S}_0$ , nous pouvons dire grâce à l'expression (3.58) que  $\bar{\theta} = 0[2\pi]$ . Dans ces conditions,  $\alpha_p = 0$ . L'hamiltonien du système, qui est notre premier invariant, est alors égal à (en l'exprimant en  $z=L$ ) :

$$H = H(z=L) = -\frac{\gamma}{2} (J^2 + \bar{S}_0^2) \quad (3.76)$$

Intéressons nous maintenant à l'équation d'évolution de  $I_s$ . En effet, c'est l'évolution de la polarisation circulaire qui peut caractériser l'attraction de polarisation. Rappelons ici l'équation d'évolution de  $I_s$  :

$$\frac{dI_s}{dz} = 2\gamma\alpha_p\alpha_s \sin(\phi - \bar{\phi}) \quad (3.77)$$

Il est possible de réécrire cette expression sous la forme :

$$\frac{1}{2} \left( \frac{dI_s}{dz} \right)^2 = 2\gamma^2 \alpha_p^2 \alpha_s^2 - 2\gamma^2 \alpha_p^2 \alpha_s^2 \cos^2(\phi - \bar{\phi}) \quad (3.78)$$

Nous aboutissons alors à la relation suivante :

$$\frac{1}{2} \left( \frac{dI_s}{dz} \right)^2 - 2\gamma^2 \alpha_p^2 \alpha_s^2 + \frac{1}{2} \left[ H + \frac{\gamma}{2} \left[ (J - I_s - \bar{S}_0)^2 + I_s^2 \right] \right]^2 = 0 \quad (3.79)$$

Elle est de la forme :

$$\frac{1}{2} \left( \frac{dI_s}{dz} \right)^2 + V_J(I_s) = 0 \quad (3.80)$$

avec [34]

$$V_J(I_s) = -2\gamma^2 \alpha_p^2 \alpha_s^2 + \frac{1}{2} \left[ H + \frac{\gamma}{2} \left[ (J - I_s - \bar{S}_0)^2 + I_s^2 \right] \right]^2 \quad (3.81)$$

Cette relation est analogue à celle régissant le mouvement d'une particule dans un puit de potentiel :

$$\frac{1}{2} \frac{p^2}{m} + V(q) = E \quad (3.82)$$

Le potentiel  $V_J(I_s)$  dépend des paramètres  $J$  et  $I_s$ . Nous considérons que le potentiel ne dépend que de  $I_s$ , et fixons  $J$ . Nous obtenons par conséquent une famille de potentiels  $V_J(I_s)$ ,  $J \in [-S_0, S_0]$ . Deux potentiels sont représentés sur la Fig. 72, pour  $J/S_0 = 1$  et  $J/S_0 = 0.6$ .



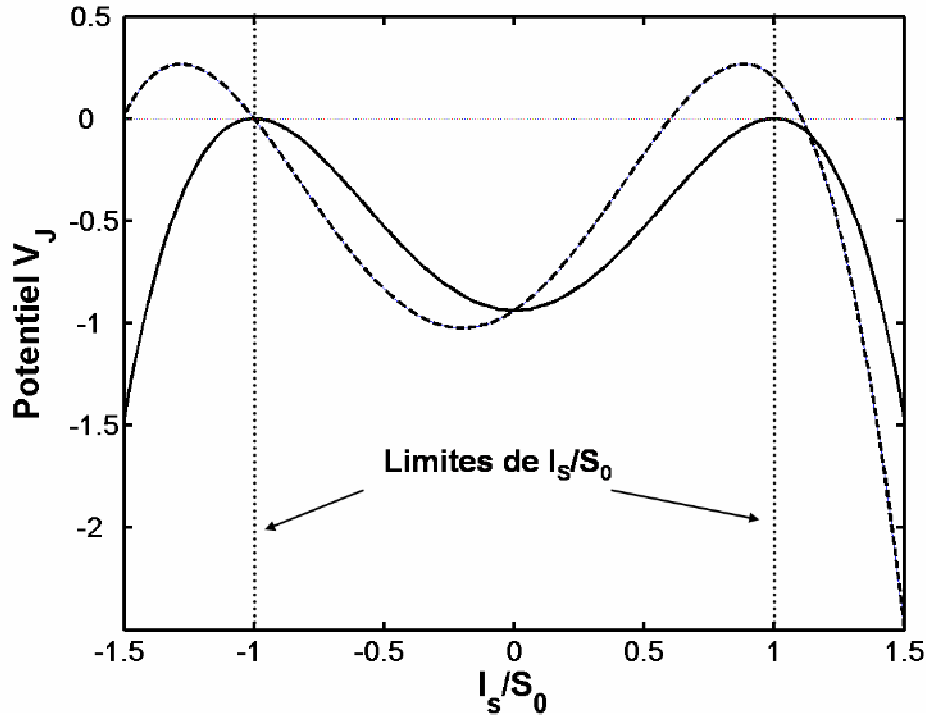


Fig. 72 Représentation des potentiels  $V_J$  pour  $J/S_0 = 1$  (trait plein) et  $J/S_0 = 0.6$  (pointillés).

La Fig. 72 nous indique que, lorsque  $J$  tend vers  $S_0$  (et donc, lorsque le potentiel tend vers le potentiel représenté en traits pleins sur la figure),  $I_s$  tend à se retrouver sur une séparatrice dans l'espace des phases  $(I_s, \phi)$ . En effet, pour  $J = S_0$ , les deux racines positives du potentiel pour  $V_J(I_s) = 0$  ont même valeur absolue, à savoir 1. Ainsi  $I_s$  tendra asymptotiquement sans osciller vers le point instable  $I_s = S_0$ , et donc vers la séparatrice, quelle que soit la position initiale de  $I_s$  dans la potentiel. Le système a donc tendance, ce faisant, à minimiser son hamiltonien, comme nous pouvons le voir aisément à l'aide de l'expression (3.76). En d'autres termes, pour tout état initial du signal  $I_s(z = 0)$ ,  $J = I_s(z = L)$  tend vers  $S_0$ . L'état de polarisation du signal est donc attiré vers l'état de polarisation initial de la pompe comme ci celui-ci était le point fixe d'un attracteur. Il est possible de vérifier ceci en étudiant l'évolution de  $J$  en fonction de la longueur de fibre  $L$ , pour différentes conditions initiales. L'équation (3.76) nous permet en effet d'écrire :

$$\int_{z=0}^L dz = \int_{I_s(z=0)}^J \frac{dI_s}{\sqrt{-2V_J(I_s)}} \quad , \quad (3.83)$$

le signe de la racine étant donné par l'équation (3.77). Le résultat de l'intégration de l'expression (3.83) est représenté sur la Fig. 73 pour différentes conditions initiales  $I_s(z = 0)$ .

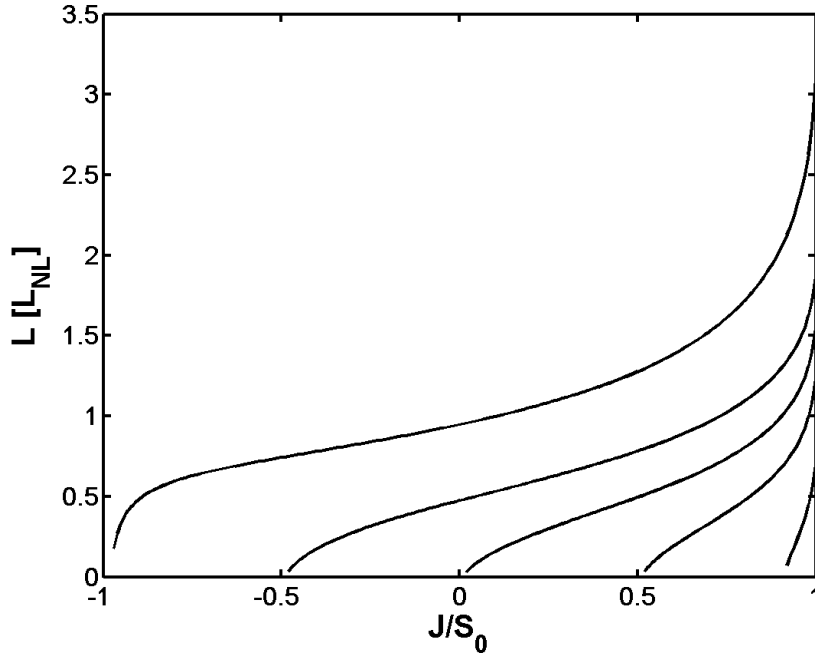


Fig. 73 Evolution de  $J$  en fonction de la longueur de fibre  $L$ , pour différentes conditions initiales.

Comme nous pouvons le voir,  $J$  tend systématiquement vers  $S_0$  pour peu que la longueur de fibre soit assez grande. Il est d'ailleurs important de remarquer, à ce stade de notre étude, qu'une polarisation parfaitement circulaire n'est atteinte que pour une longueur  $L$  infinie. Or il a été observé, dans de précédents travaux, que le système évolue rapidement vers un régime chaotique lorsque la longueur de fibre est trop importante (non observable ici par cette approche stationnaire) [32, 54, 60, 61]. Il n'est donc pas possible pour le signal, en pratique, d'atteindre parfaitement l'état de la pompe. Le comportement global reste néanmoins inchangé, l'attraction se faisant toujours mais moins efficacement. Nous devons nous limiter à une certaine longueur de fibre (dépendant des puissances mises en jeu pour chaque onde) lors des montages expérimentaux.

### 7.2.2. Potentiels oscillants

Nous venons de voir que l'attraction de polarisation avait lieu lorsque le potentiel tend vers le potentiel  $V_{J=S_0}(I_s)$ . Or nous avons vu grâce à la Fig. 73 que  $J/S_0$  tend naturellement vers 1 lorsque la longueur de fibre  $L$  est suffisamment grande. L'attraction sera donc toujours réalisée, et le potentiel permettant de décrire la dynamique du système est bien le potentiel  $V_{J=S_0}(I_s)$ . Il est cependant intéressant de regarder à quoi correspondent les potentiels obtenus pour des valeurs de  $J/S_0$  éloignées de 1. Si nous examinons le potentiel représenté en pointillés sur la Fig. 72, nous voyons que  $I_s$  est piégé dans un puit de potentiel. Nous sommes

donc dans un cas similaire au pendule oscillant : la polarisation oscille continûment entre deux états lors de la propagation dans la fibre. Ces solutions périodiques semblent donc contredire le processus d'attraction. Nous pouvons cependant dire qu'elles ne jouent aucun rôle dans la dynamique du système. En effet, dans la configuration qui est la nôtre (c'est-à-dire, avec une condition aux bords laissée libre pour chacune des ondes), ces solutions sont des solutions temporellement instables. Nous avons en effet observé numériquement qu'une solution stationnaire périodique est systématiquement détruite au profit d'une évolution vers la solution monotone et stable du potentiel  $V_{J=S_0}(I_s)$ , qui correspond à une minimisation de l'énergie de l'hamiltonien. L'évolution temporelle du système permet donc de sélectionner naturellement la solution la plus stable, à savoir celle pour laquelle nous nous retrouvons sur la séparatrice. Ces faits sont confirmés par la Fig. 73, qui nous indique bien que  $J/S_0$  tend vers 1, et donc que le potentiel tend vers  $V_{J=S_0}(I_s)$ .

### 7.2.3. Interprétation à l'aide du premier invariant de Poincaré

Nous savons décrire, dans le formalisme hamiltonien, l'évolution de la polarisation lors de la propagation des deux ondes lumineuses dans une fibre optique isotrope. Nous utilisons, dans cette partie, le premier invariant de Poincaré pour mieux comprendre le processus d'évolution de la polarisation dans le système [34]. Considérons pour cela une onde signal partiellement polarisée, et une onde pompe polarisée selon  $S_2 = 1$ . Le choix d'une onde signal partiellement polarisée nous permet de généraliser le problème. Dans ce cas, la polarisation du signal sera représentée (section 2.4) par un nuage de points sur la sphère de Poincaré. Représentons, maintenant, l'état de polarisation de chacune des ondes en fonction de ses variables canoniquement conjuguées  $(I_p, \bar{\phi})$  et  $(I_s, \phi)$ . En chaque point de la fibre, nous pouvons alors représenter la polarisation de chaque onde dans la base cylindrique de ses variables conjuguées. Cette évolution est représentée sur la Fig. 74 :

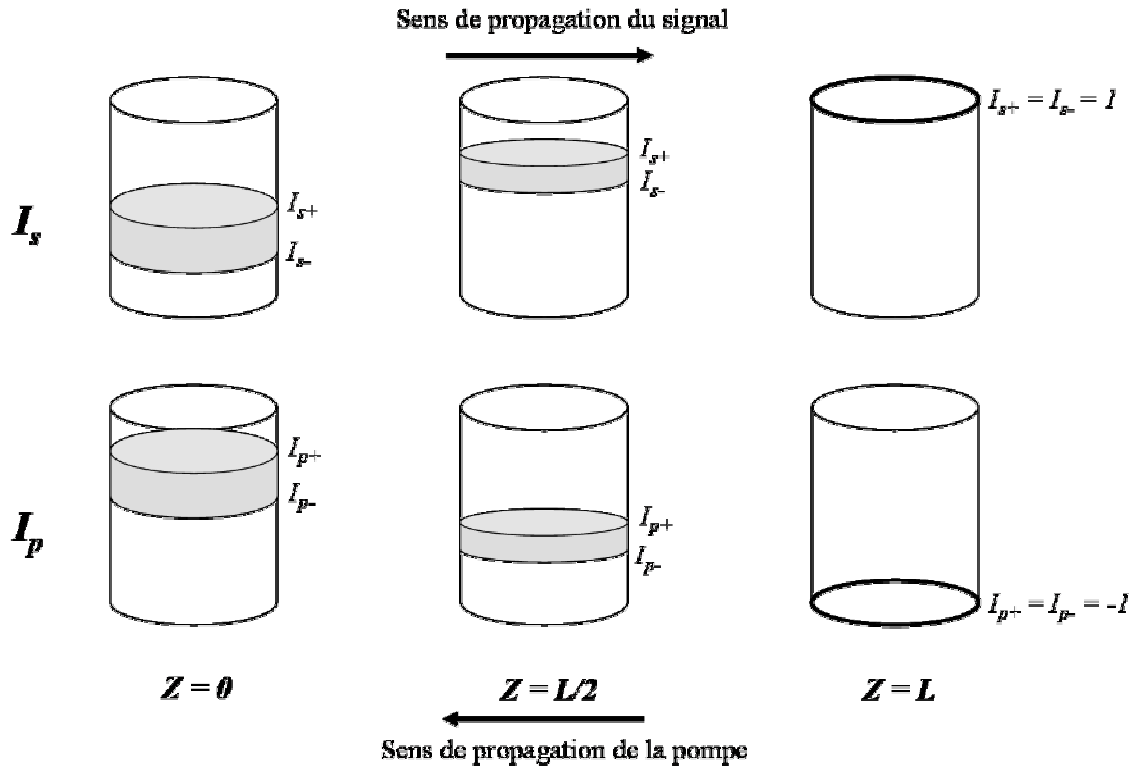


Fig. 74 Représentation des états de polarisation de la pompe et du signal dans la base des variables conjuguées en différents points de la fibre.

La polarisation est alors représentée par un ruban situé sur la cylindre. Plus ce ruban est large, plus l'onde est dépolarisée. Nous appelons  $\sigma_p$  et  $\sigma_s$  les aires occupées sur chaque cylindre par les états de polarisation, en un point donné. Comme nous pouvons le voir, ces aires diminuent au fur et à mesure que les  $z$  augmentent. Il y aura donc, pour l'onde signal, une diminution de l'aire occupée par ses états de polarisation qui se traduit par une repolarisation. Au contraire, l'onde pompe verra l'aire son aire augmenter alors qu'elle se propage, entraînant sa dépoliarisation. Ce comportement vérifie bien le théorème de Poincaré relatif au premier invariant intégrable du système,  $K = I_p + I_s$ . Ce théorème nous dit que le flot hamiltonien préserve la somme des aires orientées lors de la projection d'une surface  $S$  sur les plans  $(I_p, \bar{\phi})$  et  $(I_s, \phi)$ . Il est possible d'appliquer ici ce théorème, car chaque ensemble de points  $[I_s(z), I_p(z), \phi(z), \bar{\phi}(z)]$  est une surface  $S$  dans l'espace des phases à quatre dimensions. Connaissant l'expression de l'invariant  $K$ , nous pouvons dire que les aires orientées pour la pompe et le signal seront de signe opposé. Ecrivons, pour des rubans, les aires de la pompe et du signal. Nous avons :

$$\sigma_s(z) = 2\pi(I_{s+}(z) - I_{s-}(z)) \quad (3.84)(a)$$

$$\sigma_p(z) = -2\pi(I_{p+}(z) - I_{p-}(z)) \quad (3.84)(b)$$

L'invariant s'écrit :

$$I_{p\pm} + I_{s\pm} = K_{\pm} \quad (3.85)$$

D'où

$$\frac{dI_{p\pm}}{dz} = \frac{dI_{s\pm}}{dz} \quad (3.86)$$

La variation d'aire, entre la pompe et le signal, s'écrit :

$$\Delta\sigma = \sigma_s - \sigma_p = 2\pi[I_{s+} + I_{p+} - I_{s-} - I_{p-}] = 2\pi[K_+ - K_-] \quad (3.87)$$

Nous en déduisons que :

$$\frac{d\Delta\sigma}{dz} = 0 \quad (3.88)$$

donc que

$$\frac{d\sigma_s}{dz} = \frac{d\sigma_p}{dz} \quad (3.89)$$

Cela implique bien, finalement, que l'aire finale (somme des aires de la pompe et du signal lorsqu'elles cessent d'interagir) est égale à l'aire initiale (idem, au moment de leur injection) :

$$\sigma_s(L) + \sigma_p(0) = \sigma_s(0) + \sigma_p(L) \quad (3.90)$$

Ainsi le théorème de Poincaré relatif au premier invariant est bien vérifié : la somme des aires orientées est conservée. L'attraction de la polarisation de l'onde signal vers la polarisation de l'onde pompe se traduit donc bien par cette évolution réciproque des aires de chaque onde. La croissance de l'une impose la décroissance de l'autre.

### **7.3. Etude de l'impact du facteur de couplage anisotrope des fibres optiques sur le phénomène d'attraction de polarisation**

Nous avons vu, dans la section 2.1, l'expression de la polarisation non linéaire. Le tenseur de polarisabilité de la silice dont elle découle fait apparaître deux termes importants : un facteur  $\frac{2}{3}$  qui couple les modes de polarisation orthogonaux, et un facteur 1 qui couple les modes de polarisation parallèles. Ces termes n'auront pas le même impact selon que l'onde lumineuse

se propage dans une fibre isotrope ou une fibre biréfringente. Si nous écrivons les équations de propagation en base circulaire pour le cas général, elles s'expriment sous la forme :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial u}{\partial z} = i \frac{2}{3} \Gamma \left[ \left( |u|^2 + C|v|^2 \right) u + \left( 2|\bar{u}|^2 + C|\bar{v}|^2 \right) u + C\bar{u}\bar{v}^* v \right] \quad (3.91)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial v}{\partial z} = i \frac{2}{3} \Gamma \left[ \left( |v|^2 + C|u|^2 \right) v + \left( 2|\bar{v}|^2 + C|\bar{u}|^2 \right) v + C\bar{v}^* \bar{u} \right] \quad (3.92)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = i \frac{2}{3} \Gamma \left[ \left( |\bar{u}|^2 + C|\bar{v}|^2 \right) \bar{u} + \left( 2|u|^2 + C|v|^2 \right) \bar{u} + Cuv^* \bar{v} \right] \quad (3.93)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = i \frac{2}{3} \Gamma \left[ \left( |\bar{v}|^2 + C|\bar{u}|^2 \right) \bar{v} + \left( 2|u|^2 + C|v|^2 \right) \bar{v} + Cu^* \bar{v} \right] \quad (3.94)$$

Le terme  $C$  dépend justement du type de fibre considéré. Pour une fibre isotrope il vaudra 2, alors que pour une fibre biréfringente il vaudra  $\frac{2}{3}$ . Regarder le comportement du système en fonction de ce paramètre  $C$  nous permettra donc d'évaluer l'importance de l'isotropie de la fibre sur le processus d'attraction de polarisation.

### 7.3.1. Expression du potentiel généralisé

Nous recalculons le potentiel  $V_J(I_s)$  pour un facteur de couplage  $C$  quelconque. Commençons par exprimer les équations de propagation dans la base des vecteurs de Stokes. Nous obtenons :

$$\frac{\partial S}{\partial \xi} = \frac{2}{3} \Gamma \begin{bmatrix} -S_2 S_3 - CS_2 \bar{S}_3 \\ -C\bar{S}_1 S_3 + CS_1 \bar{S}_3 \\ + S_1 S_2 + C\bar{S}_1 S_2 \end{bmatrix} \quad (3.95)$$

$$\frac{\partial \bar{S}}{\partial \eta} = \frac{2}{3} \Gamma \begin{bmatrix} -\bar{S}_2 \bar{S}_3 - C\bar{S}_2 S_3 \\ -CS_1 \bar{S}_3 + C\bar{S}_1 S_3 \\ + \bar{S}_1 \bar{S}_2 + CS_1 \bar{S}_2 \end{bmatrix} \quad (3.96)$$

A partir de ces équations, nous recalculons l'hamiltonien du système exactement de même manière que dans la section 7.1. L'hamiltonien généralisé s'exprime donc comme suit :

$$H = C\gamma\alpha_p\alpha_s \cos(\phi - \bar{\phi}) - \frac{\gamma}{2} (I_p^2 + I_s^2) \quad (3.97)$$

Nous recalculons alors directement le potentiel généralisé en suivant la même démarche que précédemment:

$$V_J(I_s) = -\frac{C^2}{2} \gamma^2 \alpha_p^2 \alpha_s^2 + \frac{1}{2} \left[ H + \frac{\gamma}{2} \left[ (J - I_s - \bar{S}_0)^2 + I_s^2 \right] \right]^2 \quad (3.98)$$

Comme nous pouvons le voir dans l'équation (3.98), le terme  $C$  apparaît élevé au carré. Nous pouvons donc supposer que son influence sur l'allure du potentiel n'est pas négligeable.

Traçons pour cela le potentiel pour un facteur de couplage  $C = \frac{2}{3}$  correspondant à une fibre

biréfringente. Nous pouvons voir l'allure de ce potentiel pour différentes valeurs de  $\frac{J}{S_0}$  sur la

Fig. 75.

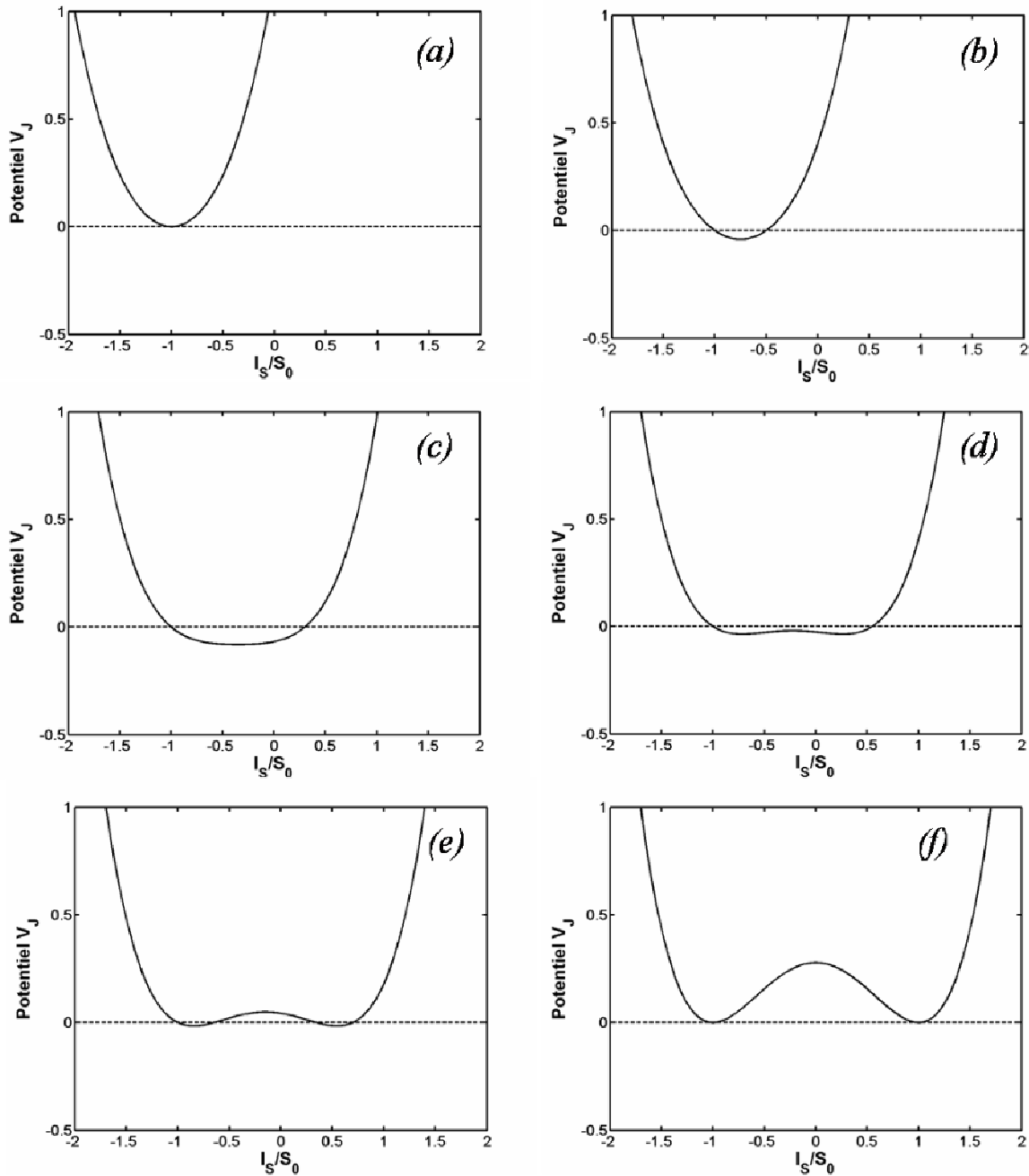


Fig. 75 Calcul du potentiel  $V_J$  pour différentes valeurs de  $J/S_0$ :  $J/S_0 = -1$  (a),  $J/S_0 = -0.5$  (b),  $J/S_0 = 0.3$  (c),  $J/S_0 = 0.55$  (d),  $J/S_0 = 0.7$  (e),  $J/S_0 = 1$  (f). Nous partons d'un état initial  $I_S/S_0 = -1$ . Le niveau d'énergie 0, énergie du système, est représenté en pointillés.

### 7.3.2. Interprétation

Il apparaît clairement que le comportement du potentiel est, dans ce cas, très différent du cas  $C = 2$ . Nous pouvons d'une part observer que la forme du potentiel évolue en fonction du  $J$  utilisé pour le calculer. En effet, le maximum secondaire présent au centre du potentiel n'apparaît qu'à partir d'une certaine valeur de  $J$ . Nous le voyons apparaître à partir de la figure (d) sur la Fig. 75. Cette observation marque une différence notable avec le cas  $C = 2$ , pour lequel l'allure du potentiel ne change pas en fonction de la valeur de  $J$ . Remarquons, à ce stade de notre étude, qu'il est possible de classer nos potentiels en fonction de la valeur de  $C$ . En effet, une étude numérique nous apprend que le changement de comportement du potentiel se produit pour la valeur critique  $C = 1$ . Ainsi les potentiels calculés pour  $C < 1$  auront un comportement similaire à celui présenté sur la Fig. 75, tandis que ceux calculés pour  $C > 1$  auront un comportement analogue à la Fig. 72. La transition s'effectue pour  $C = 1$ , valeur pour laquelle le potentiel est similaire à un simple puit. Ces différents comportements sont représentés sur la Fig. 76 pour  $C = 1$ , et sur la Fig. 77 pour des valeurs de  $C$  proches de 1.

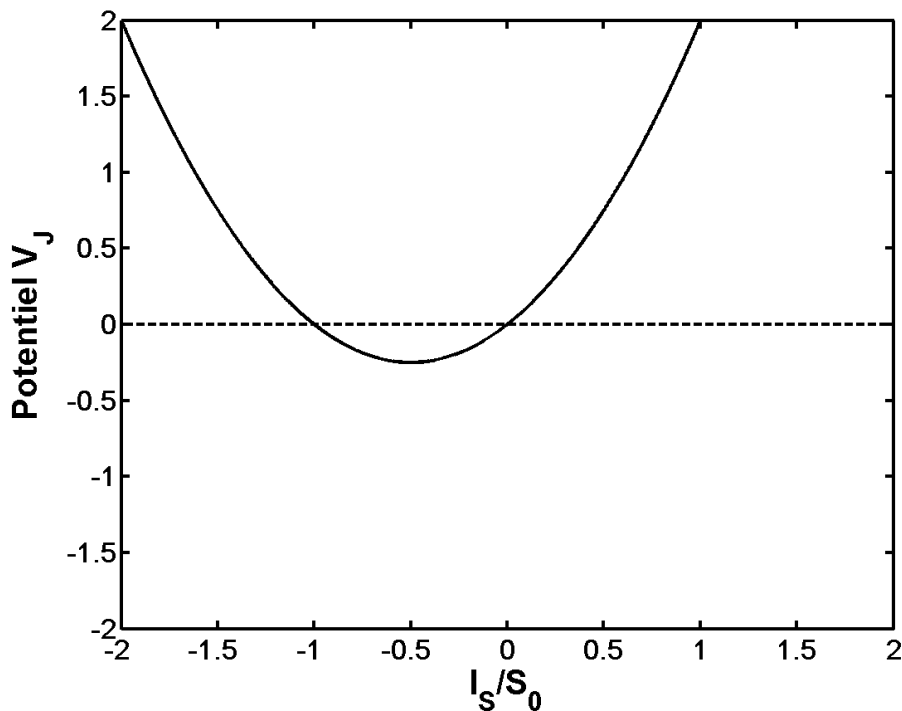


Fig. 76 Potentiel  $V_J$  calculé pour  $C = 1$ , avec une condition initiale  $I_S = -1$  et  $J = 0$



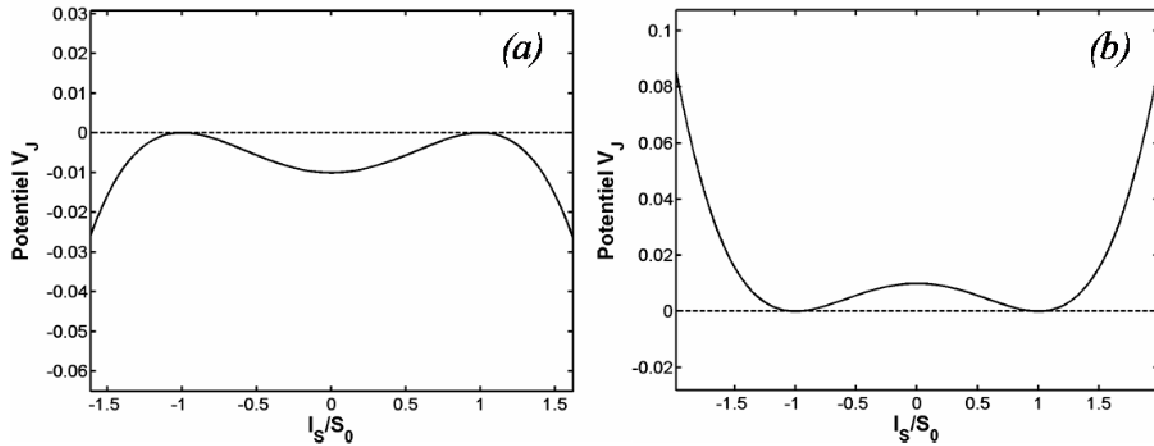


Fig. 77 Potentiels  $V_J$  calculés pour  $C = 1.01$  (a) et  $C = 0.99$  (b), en prenant  $I_S = -1$  et  $J = 1$ .

Qui plus est, la forme intrinsèque des potentiels est très différente selon que  $C$  est supérieur à 1 ou non. Ce changement dans la forme du potentiel amène dès lors un changement du comportement du système. Nous voyons en effet que la forme du potentiel pour  $C < 1$  présente un ou deux puits de potentiels, selon la valeur de  $J$  utilisée pour le calcul. Essayons d'interpréter ce comportement. Nous voyons que, lorsque  $J$  est faible, le potentiel présente un simple puit. La polarisation du signal aura donc tendance à osciller dans ce puit. A partir d'une certaine valeur de  $J$  maximum secondaire apparaît dans le potentiel. Tant que la valeur de ce maximum secondaire ne dépasse pas  $V_J = 0$ , sa présence ne joue aucun rôle dans la dynamique du système (cas (d) sur la Fig. 75). Or il existe une valeur de  $J$  pour laquelle ce maximum secondaire est égal à 0. Nous nous trouvons alors en présence d'une séparatrice entre deux configurations du système : une première configuration dans laquelle la polarisation évolue sur tout le domaine  $V_J(I_S) < 0$ , et une seconde où la polarisation est piégée dans un des deux puits situés de part et d'autre du maximum secondaire. Dans cette seconde configuration, la polarisation du signal ne peut pas évoluer d'un puit vers un autre. Nous nous trouvons alors en présence d'une contradiction majeure : les potentiels calculés pour les valeurs de  $J$  donnant un potentiel similaire au cas (e) de la Fig. 75 nous indiquent que la polarisation initiale est située dans la puit de gauche, et que son état final présumé pour le calcul du potentiel (c'est-à-dire,  $J$ ) est quant à lui situé dans le puit de droite, avec impossibilité pour la polarisation de passer d'un puit à l'autre. Il apparaît donc que les potentiels dont le maximum secondaire prend pour valeur minimum 0 n'ont pas de sens physique, ils correspondent à des cas ne pouvant exister dans notre système. Qui plus est, les potentiels ayant un sens physiques ne présentent pas de séparatrice. Nous ne retrouvons donc pas le comportement étudié dans la section 7.2.1, qui s'accompagnait d'une attraction vers la

séparatrice minimisant l'hamiltonien. Nous n'avons pas, dans le cas  $C < 1$ , de comportement d'attracteur. La polarisation du signal n'évolue pas vers un état unique identique à l'état d'entrée de la pompe, et ce quelle que soit la polarisation initiale du signal. L'isotropie de la fibre est donc un facteur critique dans l'étude expérimentale de l'attraction de polarisation. Une fibre dont l'isotropie n'est pas bonne aura tôt fait de voir son facteur de couplage  $C$  devenir inférieur à 1, rendant par là même impossible l'existence de l'attraction de polarisation.

#### 7.4. Généralisation du processus d'attraction de polarisation

Nous venons de démontrer théoriquement l'existence de l'attraction de polarisation pour une pompe telle que  $\frac{\bar{S}_2}{\bar{S}_0} = \pm 1$ . Autrement dit, nous avons démontré que l'attraction de polarisation existait lorsque la polarisation de la pompe est parfaitement circulaire. Les mesures expérimentales (section 3.3) ont également permis de mettre en avant cette caractéristique. Nous ne savons cependant pas ce qui se passe lorsque la polarisation de la pompe n'est pas circulaire. En effet, si nous remettons les choses dans leur contexte, les premières observations expérimentales de l'attraction de polarisation ont été effectuées lors d'expériences sur les solitons à parois de domaine. La pompe était alors polarisée circulairement. Les premières études que nous avons effectuées sur l'attracteur de polarisation ont donc repris la configuration initiale. Nous en sommes toutefois à un stade où il faut se demander ce qui se passe dans les autres cas. Nous avons, à cette fin, réalisé plusieurs études numériques avec des ondes continues, pour une pompe dont la polarisation n'est pas circulaire. Un exemple typique est visible sur la Fig. 78 : nous y avons représenté l'évolution de la composante  $S_2$  normalisée du signal et de la pompe en fonction du temps. La pompe est polarisée initialement avec  $\bar{S}_2 = 0.4$ .

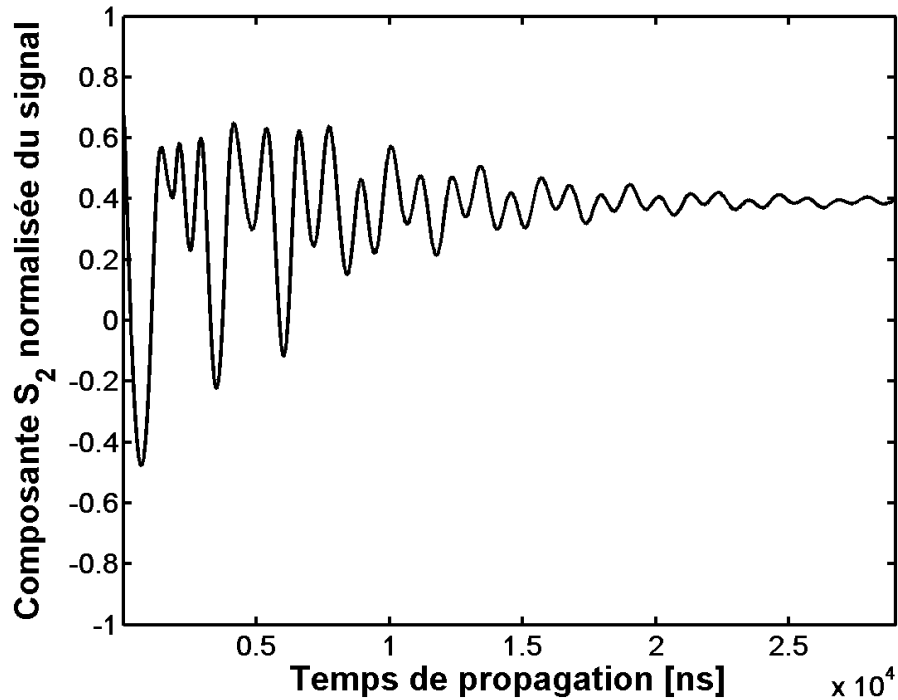


Fig. 78 Evolution de la composante  $S_2$  du signal au cours de la propagation. Nous pouvons voir qu'elle tend asymptotiquement vers la valeur de  $S_2$  de la pompe en entrée de fibre (0.4).

Une caractéristique majeure de l'attraction de polarisation apparaît sur cette figure. Nous pouvons effectivement voir que la valeur de  $S_2$  tend asymptotiquement vers la valeur initiale de  $\bar{S}_2$ . Dès lors, nous pouvons émettre une nouvelle hypothèse : l'attraction de polarisation n'a pas lieu uniquement lorsque la polarisation de la pompe est circulaire. Elle a lieu pour n'importe quelle polarisation de pompe. Elle s'interprète alors de la manière suivante : la composante circulaire de la polarisation du signal se transforme pour copier l'ellipticité de la pompe en entrée de fibre. Si nous représentons le phénomène sur la sphère de Poincaré, il se représente maintenant comme une attraction non plus sur toute la sphère, mais sur l'axe de  $S_2$ . Le processus est représenté sur la Fig. 79.

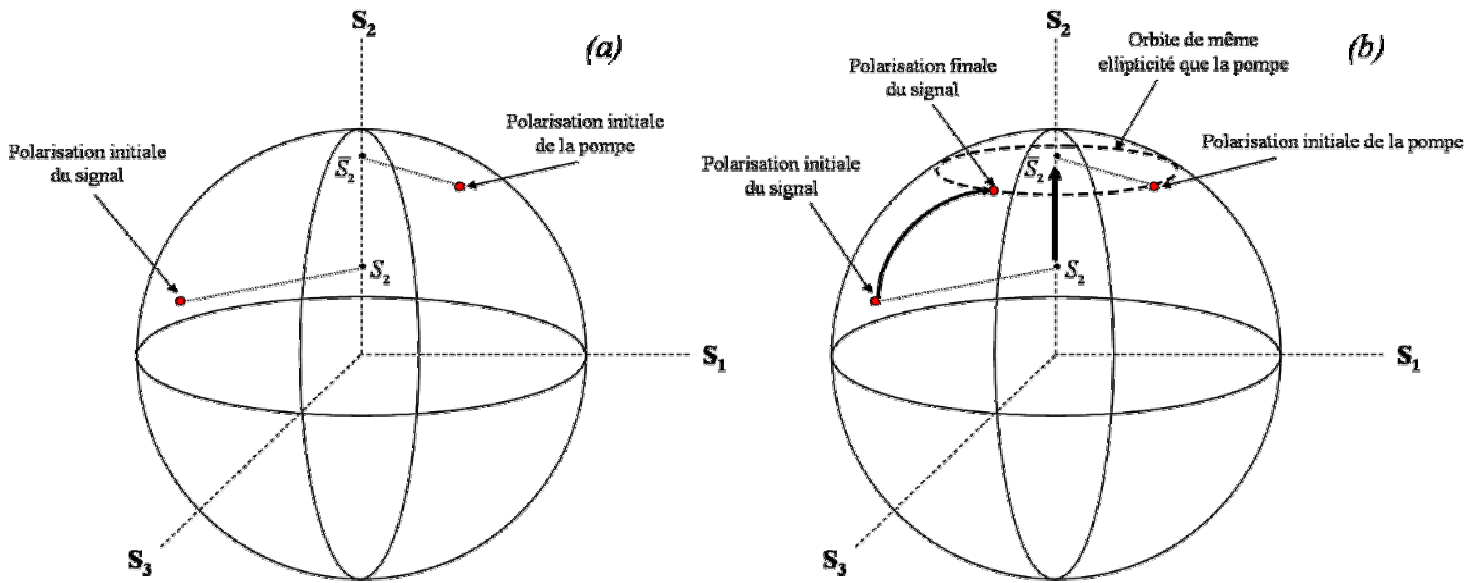


Fig. 79 (a) Représentation de l'état initial du système sur la sphère de Poincaré. (b) Représentation de l'évolution de la polarisation du signal sur la sphère de Poincaré. La polarisation du signal évolue vers une orbite de même ellipticité que la pompe.

La composante  $S_2$  du signal va donc tendre vers la composante  $\bar{S}_2$  de la pompe en entrée de fibre. Cela va conduire la polarisation globale du signal (c'est-à-dire le point qui la représente sur la sphère de Poincaré) à évoluer vers une polarisation se situant sur l'orbite de même ellipticité que la pompe. Dans le cas général, la polarisation du signal ne va donc pas évoluer vers la polarisation de la pompe en entrée de fibre, à moins que celle-ci soit parfaitement circulaire. Auquel cas sa polarisation est représentée sur la sphère de Poincaré par un point situé en  $S_2 = \pm 1$ , et la polarisation du signal n'a d'autre choix que de copier entièrement la polarisation de la pompe. Malheureusement, les travaux théoriques visant à démontrer ceci ne sont pas à leur terme. Il semble toutefois que nous pouvons nous fier à la justesse des simulations numériques qui nous ont permis de faire ces observations. L'algorithme de calcul est en effet le même que celui utilisé partout ailleurs dans ces travaux, et la modélisation utilisée n'a jusqu'à présent pas présenté de contradictions avec nos travaux expérimentaux. Nous présentons ici quelques simulations qui tendent à confirmer nos dires. Commençons par regarder comment se comporte l'attraction de polarisation à puissance constante. Nous considérons deux ondes continues dont la puissance est de 10 W. Nous donnons une polarisation quelconque à la pompe, et nous prenons un ensemble de conditions initiales pour la polarisation du signal groupées sur la sphère de Poincaré. Nous pouvons voir l'évolution des états de polarisation du signal sur la Fig. 80 :

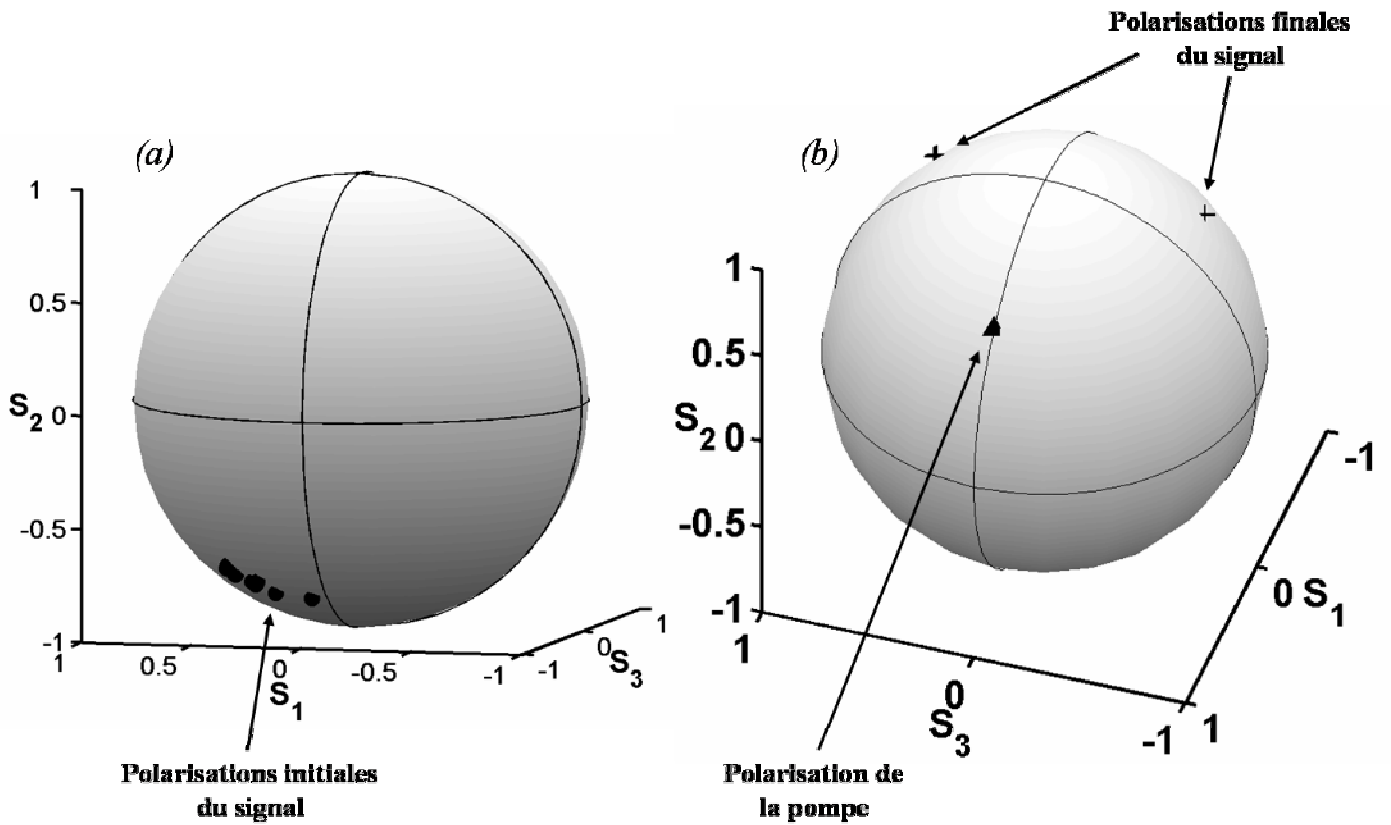


Fig. 80 (a) : conditions initiales groupées du signal. (b) : état final du signal après interaction avec la pompe.  
 Etoile : polarisation de la pompe. Points : polarisations initiales du signal. Croix : polarisations finales du signal.

La polarisation du signal finit systématiquement, et ce quelle que soit sa polarisation initiale, sur l'orbite  $S_2 = S_{2pompe}$ . Si nous considérons, comme conditions initiales, un ensemble de points répartis sur la totalité de la sphère de Poincaré, nous observons un comportement identique :

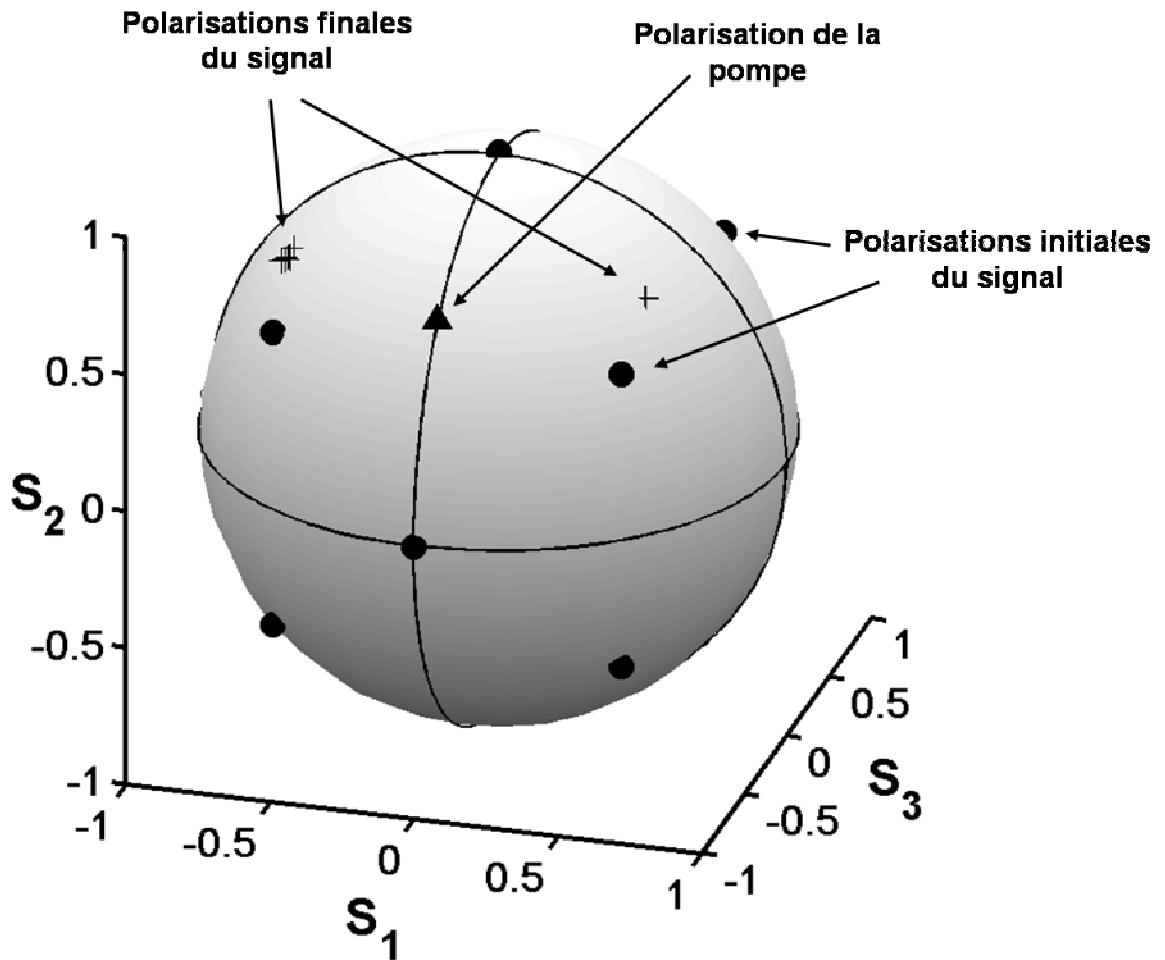


Fig. 81 Evolution d'un ensemble de conditions initiales du signal réparties uniformément sur la sphère de Poincaré après interaction avec la pompe. Triangle : polarisation de la pompe. Points : polarisations initiales du signal. Croix : polarisations finales du signal.

La composante  $S_2$  du signal tend bien vers la composante  $S_2$  de la pompe. Remarquons que la polarisation du signal n'évolue pas vers n'importe quel point de l'orbite  $S_2 = S_{2pompe}$ . Il semble que l'attraction se produit vers un nombre limité de points (nous en observons deux sur les simulations). Bien que ceux-ci ne soient pas confondus avec la pompe, ils semblent dépendre de la polarisation de cette dernière. La Fig. 82 nous permet en effet d'observer ce phénomène.

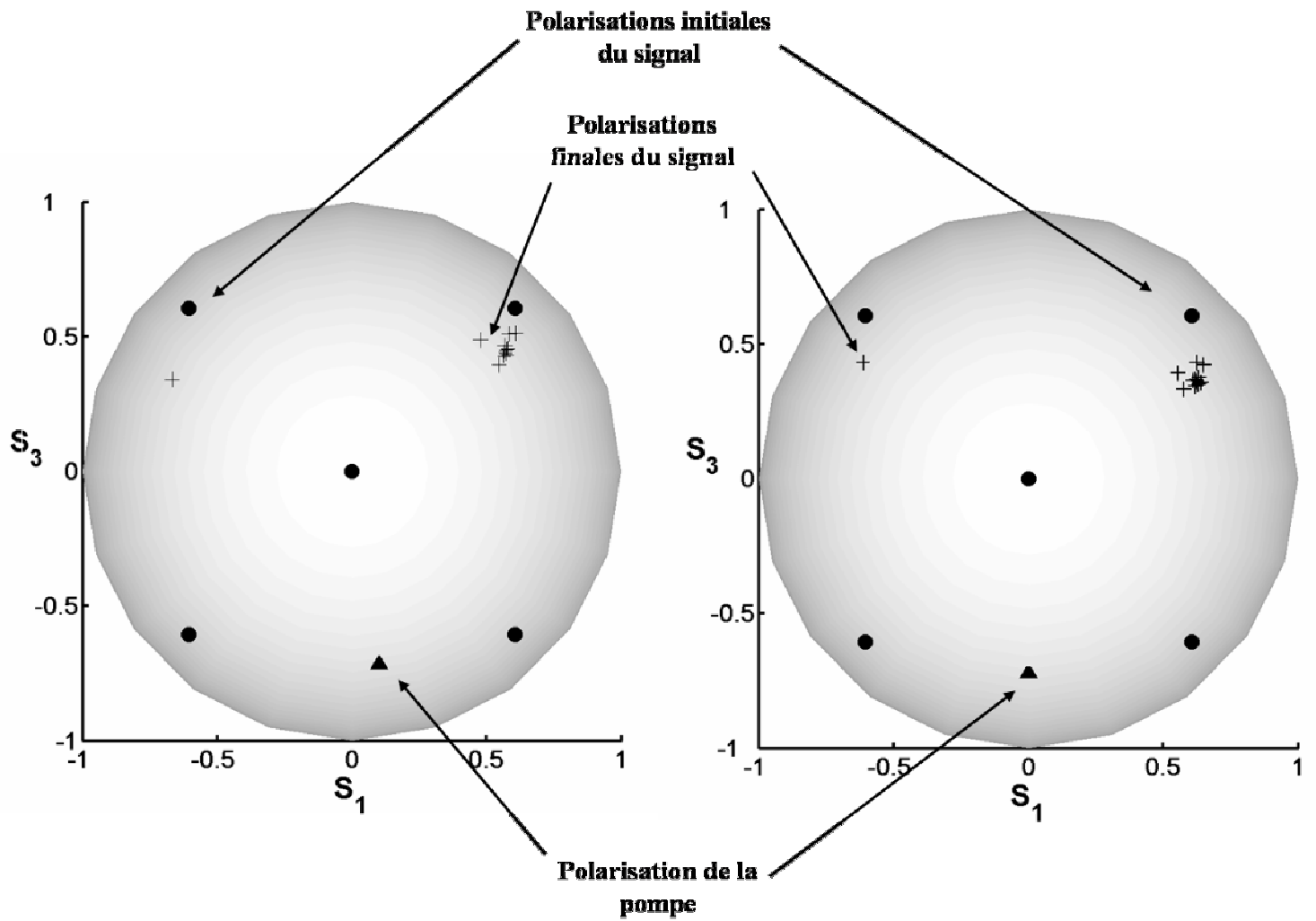


Fig. 82 Polarisation finale du signal pour un ensemble de conditions initiales réparties sur l'ensemble de la sphère de Poincaré. Image de gauche : pompe polarisée selon  $(0.1 ; 0.7 ; 0.7071)$ . Image de droite : pompe polarisée selon  $(0 ; 0.7 ; 0.7141)$ . Représentation sur la sphère de Poincaré, selon la perspective  $(S_1, S_3)$ . Triangle : polarisation de la pompe. Points : polarisations initiales du signal. Croix : polarisations finales du signal.

Nous constatons, là encore, attraction vers la composante  $S_2$  de la pompe. Nous sommes en mesure de dire que la position de la polarisation du signal sur l'orbite  $S_2 = S_{2pompe}$  dépend des composantes  $S_{1pompe}$  et  $S_{3pompe}$ .

## 8. Conclusion

Le processus d'attraction de polarisation est, comme nous l'avons vu, riche et complexe. Bien que le cas idéal, pour des ondes stationnaires, n'ait pu faire l'objet d'une étude expérimentale, nous avons parcouru un nombre conséquent des manifestations de l'attraction de polarisation. Les premiers travaux ont en effet mis en évidence son existence dans le régime impulsif pour des ondes contra-propagatives. Une étude en paramètres télécoms, pour deux impulsions co-propagatives, nous a montré que le phénomène se manifestait également dans ces conditions, et se montrait même particulièrement efficace. Nous devons toutefois apporter un bémol à ces observations, puisque les mesures expérimentales n'ont pu être parfaitement concluantes du fait des problèmes de biréfringence rencontrés dans la fibre optique utilisée. Nous sommes cependant en mesure d'envisager son application en tant que polariseur non linéaire dans un système optique. Cette constatation est renforcée par le fait qu'il est possible d'utiliser un profil d'impulsion pour le signal dans un système de ce type qui se conserve tout au long de l'interaction avec la pompe. Une étude théorique approfondie en régime stationnaire a permis de mettre en évidence de nouvelles propriétés de l'attraction de polarisation. La grande sensibilité du phénomène à la biréfringence de la fibre optique a été démontrée, puisque nous avons constaté que l'attracteur disparaissait si l'isotropie de la fibre n'est pas assez bonne. Nous avons également démontré que le processus était plus général que ce que nous pensions au départ. Nos premières observations faisaient état d'une attraction lorsque la pompe était dotée d'une polarisation circulaire. Nous avons montré que l'attraction peut avoir lieu quelle que soit la polarisation de la pompe : la composante  $S_2$  de la polarisation du signal est alors attirée vers la composante  $S_2$  de la polarisation de la pompe.

De nombreuses choses restent à faire en ce qui concerne l'attraction de polarisation. Une démonstration formelle de la généralisation du processus d'attraction telle que nous l'avons présentée dans la section 7.4 accompagnée d'une observation expérimentale serait particulièrement intéressante. Enfin, nous n'excluons pas la possibilité de refaire les expériences en domaine télécom, à condition d'obtenir une fibre fortement non linéaire dotée d'une très faible biréfringence.



# Conclusion

Il est temps désormais d'apporter une conclusion à ce travail de thèse. Celui-ci reposait sur l'étude de deux phénomènes non linéaires novateurs : l'instabilité modulationnelle incohérente dans les fibres optiques, et l'attraction de polarisation dans les fibres optiques isotropes.

Rappelons la problématique relative à l'instabilité modulationnelle incohérente. Bien que l'incohérence soit incluse dans les modèles développés en optique non linéaire depuis les années 1970, notamment dans le domaine du contrôle cohérent, son impact n'avait jamais été étudié en ce qui concerne les effets d'auto-organisation spatio-temporelle de la lumière dans les fibres optiques. Ces types de travaux ont commencé à apparaître aux alentours des années 2000, mais exclusivement dans des cristaux photoréfractifs. Ceux-ci ont la particularité d'avoir un temps de réponse très lent (de l'ordre du dixième de seconde), et donc de moyenniser sur le temps les fluctuations d'une onde incohérente. C'est dans ces conditions que de l'instabilité modulationnelle a déjà été observée par le passé. Nous avons choisi de mener le même type d'étude, mais au sein d'une fibre optique. La différence majeure vient du temps de réponse du matériau (environ 3 femtosecondes), qui lui permet de percevoir chacune des fluctuations de l'onde incohérente. Notre étude théorique a mis en avant deux caractéristiques majeures du phénomène : d'une part, il existe un seuil au dessus duquel l'instabilité modulationnelle cesse d'exister. Ce seuil avait déjà été observé lors des expériences dans les cristaux photoréfractifs, et représente une différence marquante avec le cas cohérent (pour lequel il n'existe pas). D'autre part, nous avons mis en évidence des fréquences optimales et des gains d'instabilité modulationnelle plus élevés (d'un facteur  $\cong \sqrt{2}$ ) dans notre cas que ce qui a pu être observé dans des cristaux photoréfractifs ou dans le cas cohérent. En effet, le temps de réponse très rapide du milieu lui permet de percevoir les pics d'intensités élevés générés par les fluctuations de l'onde incohérente. Les valeurs de fréquence et de gain dépendant de l'intensité de l'onde, elles seront plus importantes grâce à la présence de ces pics. L'étude expérimentale a permis de vérifier ces caractéristiques : nous avons été capables d'observer la raie Stokes de l'instabilité modulationnelle avec un décalage en fréquence par rapport à la pompe bien plus élevé que dans le cas cohérent. Il existe une asymétrie dans nos spectres expérimentaux (impossibilité d'observer la raie anti-Stokes) que nous attribuons à la diffusion Raman stimulée, qui transférerait de l'énergie de la pompe et de la raie anti-Stokes vers la raie Stokes. Les simulations numériques confirment nos mesures expérimentales. Les valeurs de fréquence de modulation données par le modèle théorique et celles données par l'expérience ne correspondent pas. Nous pensons que le modèle théorique ne rend pas parfaitement compte des conditions expérimentales (forme du spectre, évolution de la statistique de l'onde au cours de la propagation), ce qui explique cette différence. Il est

toutefois suffisamment adéquat pour prévoir les caractéristiques majeures de l'instabilité modulationnelle incohérente. Comme perspectives à ce travail, nous envisageons d'autres travaux relatifs aux ondes incohérentes dans les fibres optiques. En effet, il s'agit d'un domaine encore peu exploré et prometteur. Des travaux sur l'instabilité modulationnelle vectorielle incohérente ont déjà permis de démontrer l'existence d'un processus de verrouillage de vitesse entre deux ondes incohérentes se propageant simultanément dans une fibre optique. Ces travaux ont fait l'objet d'une publication dans *Optics Letters* [49].

L'attraction de polarisation dans les fibres optiques isotropes représente quant à lui la majeure partie de ce travail de thèse. Il consiste en une évolution de la polarisation d'une onde signal vers un état fixé par la polarisation d'une onde pompe. Nous avons commencé par présenter des observations expérimentales et numériques du phénomène réalisées dans le visible, pour deux ondes contra-propagatives. Nous avons alors été en mesure de confirmer son existence, et de démontrer certaines de ses caractéristiques les plus simples. Le même type d'étude fut ensuite mené en paramètres télécoms, pour deux ondes co-propagatives. Notre but était ici de vérifier si l'attraction de polarisation pouvait être utilisée en tant que polariseur non linéaire dans des systèmes télécoms. Les mesures expérimentales ont montré qu'il se produisait effectivement une évolution importante de la polarisation du signal. Ces évolutions n'étaient toutefois pas en accord avec les simulations numériques. La principale explication que nous pouvons apporter vient de la mauvaise isotropie de la fibre utilisée. Nous avons pourtant utilisé une fibre la plus courte possible (fibre HNLF de 4.5 m) afin de minimiser la biréfringence, mais ce n'était pas suffisant. Nous avons tout de même pu montrer, par des simulations numériques, qu'il existait des jeux de paramètres (différence de vitesse de groupe entre la pompe et le signal, longueur de fibre, puissances des deux ondes) pour lesquels l'attraction de polarisation est particulièrement efficace. Il n'est donc pas exclu, à condition de trouver une fibre optique dotée d'une très faible biréfringence, de pouvoir utiliser ce phénomène comme polariseur non linéaire. Nous pensons que des fibres très fortement non linéaires (comme des fibres creuses remplies de gaz) pourraient être de bonnes candidates pour effectuer des tests expérimentaux. Leur très courte longueur nous permet en effet d'espérer avoir une bonne isotropie. L'utilisation d'un algorithme d'évolution nous a également permis de déterminer le profil d'impulsion le plus adapté, pour une pompe gaussienne contra-propagative au signal, afin d'optimiser l'effet d'attraction sans dégrader la forme du profil. L'intérêt de ce profil est qu'il peut alors subir plusieurs fois le processus d'attraction, et donc aboutir à une polarisation quasi-parfaite. Le profil obtenu est très proche d'une super gaussienne, et donne effectivement des résultats bien meilleurs qu'un profil

gaussien. Nous avons ensuite cherché à comprendre comment interagissaient la diffusion Raman stimulée et l'attraction de polarisation. Nous avons là encore travaillé dans le visible avec deux ondes contra-propagatives. Toutes deux étaient décalées en longueur d'onde (dotée d'une polarisation circulaire) afin que la pompe amplifie le signal. Les résultats expérimentaux et numériques sont extrêmement encourageants : il se trouve que la diffusion Raman amplifie la composante de polarisation du signal qui croît sous l'effet de l'attraction de polarisation. La combinaison des deux est donc très efficace, et nous permet d'envisager des applications. L'idée de combiner en un seul système entièrement optique un processus d'amplification et un processus de polarisation est très séduisante, et nous pensons qu'elle pourrait là aussi trouver des applications dans le domaine des télécommunications. Ces travaux ont fait l'objet d'une publication dans *Optics Letters* [33]. Nous avons, pour finir, effectué une étude théorique utilisant le formalisme hamiltonien. Nous y démontrons notamment que l'attraction de polarisation peut s'interpréter à l'aide du premier invariant de Poincaré, et qu'elle est particulièrement sensible à l'isotropie de la fibre. Enfin, nous mettons en avant le fait que le processus d'attraction de polarisation est plus général que ce que nous imaginions au départ : il existe pour des états de polarisation de la pompe différents de la polarisation circulaire. Dans ce cas, l'attraction se fait vers la valeur de la composante du vecteur de Stokes  $S_2$  de la pompe, vers un état qui dépend de la polarisation de la pompe. Ces travaux ont permis d'apporter quelques éclaircissements à deux phénomènes, que je qualifierais de plutôt fondamentaux, jusqu'alors relativement méconnus. Comme je l'ai rappelé plus haut, des compléments d'études sont envisageables afin de parfaire nos connaissances et notre compréhension de ces phénomènes.

# **Bibliographie**

1. G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*. 1989: Academic Press.
2. M. Joindot, *Télécommunications par fibres optiques*. 1996: Dunod.
3. C. Lin and R. H. Stolen, *Backward Raman amplification and pulse steepening in silica fibers*. Applied Physics Letters, 1976. **29**: p. 428.
4. A. Hasegawa and F. Tappert, *Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion*. Applied Physics Letters, 1973. **23**: p. 142.
5. G. L. Lamb, Jr., *Elements of Soliton Theory*. 1980: Wiley.
6. W. J. Tomlinson, R. H. Stolen, and A. M. Johnson, *Optical wave breaking of pulses in nonlinear optical fibers*. Optics letters, 1985. **10**: p. 457-459.
7. V. I. Karpman, *Self-modulation of nonlinear plane waves in dispersive media*. JETP Lett., 1967. **6**: p. 277-280.
8. V. I. Karpman and E. M. Kreushkal, *Modulated waves in nonlinear dispersive media*. Sov. Phys. JETP, 1969. **28**: p. 277-281.
9. G. P. Agrawal, *Modulation instability induced by cross-phase modulation*. Physical Review Letters, 1987. **56**: p. 880-883.
10. E. M. Dianov, P.V. Mamyshev, A. M. Pokhorov and S. V. Chernikov, *Generation of a train of fundamental solitons at a high repetition rate in optical fibers*. Optics letters, 1989. **14**(18): p. 1008.
11. E.A.Golovchenko and A. N. Pilipetskii, *Unified analysis of four-photon mixing, modulational instability, and stimulated Raman scattering under various polarization conditions in fibers*. J. Opt. Soc. Am. B, 1994. **11**(1): p. 92-101.
12. T. Coskun, D. N. Christodoulides, Y. Kim, Z. Chen, M. Soljagic and M. Segev, *Bright Spatial Solitons on a Partially Incoherent Background*. Physical Review Letters, 2000. **84**.
13. H. Buljan, A.Siber, M. Soljagic and M. Segev, *Propagation of incoherent "white" light and modulation instability in noninstantaneous nonlinear media*. Physical Review E, 2002. **66**.
14. D. Anderson, L.Helczynski, M. Lisak and V. Semenov, *Features of modulational instability of partially coherent light: Importance of the incoherence spectrum*. Physical Review E, 2004. **69**.
15. J. P. Torres, C. Anastassiou, M. Segev, M. Soljagic and D. N. Christodoulides, *Transverse instability of incoherent solitons in Kerr media*. Physical Review E, 2001. **65**.
16. M. Soljagic, M. Segev, T. Coskun, D. N. Christodoulides and A. Vishwanath, *Modulation Instability of Incoherent Beams in Noninstantaneous Nonlinear Media*. Physical Review Letters, 2000. **84**(3): p. 467-470.
17. D. Kip, M. Soljagic, M. Segev, E. Eugenieva and D. N. Christodoulides, *Modulation Instability and Pattern Formation in Spatially Incoherent Light Beams*. Science, 2000. **290**: p. 495-498.
18. J. Klinger, H. Martin and Z. Chen, *Experiments on induced modulational instability of an incoherent optical beam*. Optics letters, 2001. **26**(5): p. 271-273.
19. D. Kip, M. Soljagic, M. Segev, S. M. Sears and D. N. Christodoulides, *(1+1) - Dimensional modulation instability of spatially incoherent light*. J. Opt. Soc. Am. B, 2002. **19**(3): p. 502-512.
20. T. Schwartz, T. Carmon, H. Buljan and M. Segev, *Spontaneous Pattern Formation with Incoherent White Light*. Physical Review Letters, 2004. **93**.
21. M. D. Iturbe-Castillo, M. Torres-Cisneros, J. J. Sanchez-Mondragon, S. Chavez-Cerda, S. I. Stepanov, V. A. Vysloukh, G. E. Torres-Cisneros, *Experimental evidence*

- of modulation instability in a photorefractive Bi12TiO20 crystal.* Optics letters, 1995. **20**(18): p. 1853.
22. M. I. Carvalho, S. R. Singh and D. N. Christodoulides, *Modulational instability of quasi-plane-wave optical beams biased in photorefractive crystals.* Opti. Commun., 1996. **126**: p. 167.
  23. M. Mitchel, Z. Chen, M. Shih and M. Segev, *Self-trapping of partially spatially incoherent light.* Physical Review Letters, 1996. **77**: p. 490-493.
  24. D. N. Christodoulides, T. H. Coskun, M. Mitchell and M. Segev, *Theory of incoherent welf-focusing in biased photo-refractive media.* Physical Review Letters, 1997. **78**: p. 646-649.
  25. M. Mitchell, M. Segev, T. H. Coskun and D. N. Christodoulides, *Theory of self-trapped spatially incoherent light beams.* Physical Review Letters, 1997. **79**: p. 4990-4993.
  26. M. Mitchell and M. Segev, *Self-trapping of incoherent white light.* Nature, 1997. **387**: p. 880-883.
  27. D. N. Christodoulides, T. H. Coskun, M. Mitchell and M. Segev, *Multimode incoherent spatial solitons in logarithmically saturable nonlinear media.* Physical Review Letters, 1998. **80**: p. 2310-2313.
  28. B. Hall, M. Lisak, D. Anderson, R. Fedele and V. E. Semenov, *Statistical theory for incoherent light propagation in nonlinear media.* Physical Review E, 2002. **65**.
  29. S. Pitois, G. Millot and S. Wabnitz, *Polarization domain wall solitons with counterpropagating laser beams.* Physical Review Letters, 1998. **81**: p. 1409-1412.
  30. S. Pitois and M. Haelterman, *Optical fiber polarization funnel.* in *Nonlinear Guided Waves and their Applications.* 2001.
  31. S. Pitois, G. Millot and S. Wabnitz, *Nonlinear polarization dynamics of counterpropagating waves in an isotropic optical fiber: theory and experiments.* J. Opt. Soc. Am. B, 2001. **18**(4): p. 432-443.
  32. A. V. Mikhailov and S. Wabnitz, *Polarization dynamics of counterpropagating beams in optical fibers.* Optics letters, 1990. **15**(19): p. 1055-1057.
  33. S. Pitois, A. Sauter and G. Millot, *Simultaneous achievement of polarization attraction and Raman amplification in isotropic optical fibers.* Optics letters, 2004. **29**(6): p. 599-601.
  34. S. Pitois, A. Picozzi, G. Millot, H. R. Jauslin and M. Haelterman, *Polarization and modal attractors in conservative counterpropagating four-wave interaction.* Europhysics Letters, 2005. **70**(1): p. 88-94.
  35. R. W. Boyd, *Nonlinear optics.* 2nd ed., ed. A. Press. 2003.
  36. D. N. Payne, A. J. Barlow and J. J. Hansen, *Developpement of low- and high-birefringence fibers.* IEEE. J. Quant. Electron., 1982. **18**(4): p. 477-487.
  37. E. Seve, *Instabilité modulationnelle dans les fibres optiques biréfringentes. Application à la génération de solitons noirs et aux processus de conversion de fréquence.*, in *Physique.* 1999, Bourgogne: Dijon.
  38. M. Remoissenet, *Waves called solitons: concepts and experiments.* 1993: Springer.
  39. Y. R. Shen and N. Bloembergen, *Theory of stimulated Raman and Brillouin scattering.* Physical Review, 1965. **137A**: p. 1787-1802.
  40. C. V. Raman, *A new radiation.* Indian J. Phys., 1928. **2**: p. 387.
  41. 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, 1989. **6**(6): p. 1159-1166.
  42. S. Trillo and S. Wabnitz, *Parametric and Raman amplification in birefringent fibers.* J. Opt. Soc. Am. B, 1992. **9**(7): p. 1061-1082.

43. K. Tai, A. Hasegawa, and A. Tomita, *Observation of modulational instability in optical fibers*. Physical Review Letters, 1985. **56**(2): p. 135-138.
44. A. Picozzi and M. Haelterman, *Parametric Three-Wave Soliton Generated from Incoherent Light*. Physical Review Letters, 2001. **86**(10): p. 2010-2013.
45. A. Picozzi, M. Haelterman, S. Pitois and G. Millot, *Incoherent Solitons in Instantaneous Response Nonlinear Media*. Physical Review Letters, 2004. **92**(14).
46. L. Mandel and E. Wolf, *Optical coherence and Quantum Optics*. 1995: Cambridge University Press.
47. P. Réfrégier, *Théorie du bruit et applications en physique*. 2002: Lavoisier.
48. V. E. Zakharov, V. S. L'vov and G. Falkovich, *Kolmogorov Spectra of Turbulence I*. 1992: Springer.
49. A. Sauter, A. Picozzi, S. Pitois and G. Millot, *Incoherent modulation instability in instantaneous nonlinear Kerr media*. Optics letters, 2005. **30**(16): p. 2143-2145.
50. S. B. Cavalcanti, G. P. Agrawal and M. Yu, *Noise amplification in dispersive nonlinear media*. Physical Review A, 1995. **51**.
51. S. Pitois, S. Lagrange, H. R. Jauslin and A. Picozzi, *Velocity Locking of incoherent nonlinear wave-packets*. Physical Review Letters, 2006. **Accepted**.
52. V. E. Zakharov and A. V. Mikhailov, *Polarization domains in nonlinear optics*. Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz., 1987. **45**(6): p. 279-282.
53. A. Picozzi, *Entropy and degree of polarization for nonlinear optical waves*. Optics letters, 2003. **29**(14): p. 1653-1655.
54. S. Wabnitz and B. Daino, *Polarization domains and instabilities in nonlinear optical fibers*. Physics Letters A, 1993. **182**: p. 289-293.
55. R. Saint-Loup, B. Lavorel, G. Millot, C. Wenger and H. Berger, *Enhancement of sensitivity in high-resolution stimulated Raman spectroscopy of gases: application to the  $2\nu_2$  ( $1285\text{ cm}^{-1}$ ) band of  $\text{CO}_2$* . Journal of Raman spectroscopy, 1990. **21**: p. 77-83.
56. C. Cheng, Z. Xu, C. Sui, *A novel design method: a genetic algorithm applied to an erbium-doped fiber amplifier*. Opti. Commun., 2003. **227**(4-6): p. 371-382.
57. F. G. Omenetto, J. W. Nicholson, B. P. Luce, D. Yarotski and A. J. Taylor, *Shaping, propagation and characterization of ultrafast pulses in optical fibers*. Applied Physics B, 2000. **70**(143-148).
58. D. Zeidler, S. Frey, K.-L. Kompa and M. Motzkus, *Evolutionary algorithms and their application to optimal control studies*. Physical Review A, 2001. **64**.
59. M. Marano, S. Longhi, P. Laporta, M. Belmonte and B. Agogliati, *All-optical square-pulse generation and multiplication at 1.5 micrometers by use of a novel class of fiber Bragg gratings*. Optics letters, 2001. **26**(20): p. 1615-1617.
60. A. L. Gaeta, R. W. Boyd, J. R. Ackerhalt and P. W. Milonni, *Instabilities and Chaos in the Polarizations of Counterpropagating Light Fields*. Physical Review Letter, 1987. **58**(23): p. 2432-2435.
61. S. Trillo and S. Wabnitz, *Intermittent spatial chaos in the polarization of counterpropagating beams in a birefringent optical fiber*. Physical Review A, 1987. **36**: p. 3881-3884.
62. T. Sylvestre, H. Maillotte, E. Lantz and P. Tchofo-Dinda, *Raman-assisted parametric frequency conversion in a normally dispersive single-mode fiber*. Optics Letters, 1999. **24**(22): p. 1561-1563.