



HAL
open science

Amplification paramétrique dans les fibres optiques pour les télécommunications à haut débit

Arnaud Mussot

► **To cite this version:**

Arnaud Mussot. Amplification paramétrique dans les fibres optiques pour les télécommunications à haut débit. domain_other. Université de Franche-Comté, 2004. Français. NNT : . tel-00008566

HAL Id: tel-00008566

<https://theses.hal.science/tel-00008566>

Submitted on 24 Feb 2005

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 à l'UFR Sciences et Techniques
de l'Université de Franche-Comté

Pour obtenir le

**GRADE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ
DE FRANCHE COMTÉ**

Spécialité Sciences pour l'ingénieur

AMPLIFICATION PARAMETRIQUE DANS LES FIBRES OPTIQUES POUR LES TELECOMMUNICATIONS A HAUT DEBIT

Par

Arnaud MUSSOT

Soutenue le 1^{ier} octobre 2004 devant la Commission d'Examen :

Président	D. VAN LABEKE	Professeur à l'Université de Franche-Comté
Rapporteurs	P. EMPLIT Y. JAOUEN	Professeur à l'Université libre de Bruxelles Maître de conférences à l'ENST
Examineurs	E. LANTZ H. MAILLOTTE C. SIMONNEAU	Professeur à l'Université de Franche-Comté Chargé de Recherche C.N.R.S., Université de Franche-Comté Ingénieur de Recherche à Alcatel R&I, Marcoussis
Invité	T. SYLVESTRE	Chargé de recherche C.N.R.S., Université de Franche-Comté

A Jeanne et Julie, mes amours

Remerciements

Je remercie M. Jean-Pierre Goedgebuer de m'avoir accueilli au sein du Laboratoire d'optique Pierre-Michel Duffieux de l'Université de Franche-Comté ainsi que M. Daniel Van Labeke qui a pris sa succession au cours de ma thèse.

Je remercie les différents membres du jury qui ont accepté d'évaluer mon travail : M. Philippe Emplit, Professeur à l'Université libre de Bruxelles ; M. Yves Jaouen, Maître de conférence à l'ENST ; M. Christian Simonneau, Ingénieur de Recherche à Alcatel Marcoussis ; M. Daniel Van Labeke, Professeur à l'Université de Franche Comté ; M. Eric Lantz, Professeur à l'Université de Franche-Comté ; M. Hervé Maillotte, Chargé de recherche au CNRS à Besançon ; M. Thibaut Sylvestre, Chargé de Recherche au CNRS à Besançon.

Je débiterai ces remerciements plus personnels par adresser un grand merci à Hervé Maillotte, le chef, qui m'a guidé durant ces années de thèse. Son soutien, sa confiance et sa générosité m'ont permis de mener à bien ce projet. Ça marque, je m'en souviendrai. Merci Hervé pour tes relectures minutieuses, j'ai beaucoup appris dans ce domaine à ton contact et j'ai banni le mot " deadline " de mon vocabulaire, il n'est jamais trop tard !

Je remercie Eric Lantz, pour les nombreuses conversations scientifiques que nous avons pu avoir, en particulier celle du "paradoxe du moule burne blanc", et pour ses coups de gueule mémorables. " Là je dit non !! "

Je remercie Thibaut Sylvestre pour sa disponibilité, ses compétences scientifiques et pour son opportunisme qui m'a permis de valoriser certaines parties de mon travail. C'est un vrai buteur !

Les voyages à Alcatel avec Hervé, Eric et Thibaut furent toujours agréables. J'en profite pour remercier Anne Durécu.

Enfin, un grand merci à l'ONL team dans son ensemble, qu'il fut bon de travailler dans cette ambiance exceptionnelle. Fab, Mathieu, Gilles, les permanents pas encore nommés, Laurent, Jonjon, les anciens thésards et Gillou, Alex, Soph', Virginie et Micka, les thésards actuels.

Je remercie l'ensemble des thésards du labo, anciens ou actuels et spéciale dédicace à ceux avec lesquels j'ai passé mon DEA, *John le rouge*, *John le chauve*, *John le terroriste*, *John le tueur*, *John le beau gosse*... je ne me rappelle plus des différents noms de scène, désolé. Longue vie aux "EPSILONS"

Merci au LaboE pour les pots au cours desquels des discussions scientifiques se sont terminées bien tard...

Merci aux potes du 18 B, Chiche, Barbouille, Man's, Toutoune, Trente, à ceux du handball et aux bisontins avec lesquels j'ai démarré ma thèse dans de bonnes conditions dans différents bars Bisontins, Zou, Gillou, Tib, Mathieu, Alex, Ben etc... Puis en nous assagissant, nous avons passé d'agréables soirées.

Je remercie mes parents de m'avoir permis de faire ces études ainsi que Nonoche ma soeurette.

Table des matières

Introduction générale	1
1 Généralités sur les fibres optiques et effets non linéaires	7
1.1 Principales caractéristiques des fibres optiques	9
1.1.1 Pertes linéaires	9
1.1.2 Dispersion chromatique	10
1.1.3 Caractéristiques typiques de différentes fibres optiques	12
1.2 Phénomènes non linéaires dans les fibres optiques	12
1.2.1 Effet Kerr optique	13
1.2.2 Processus de mélange à quatre ondes	14
1.2.3 Les diffusions stimulées	14
1.2.3.1 La rétrodiffusion Brillouin stimulée	15
1.2.3.2 La diffusion Raman stimulée	16
1.3 Traitement numérique de la propagation dans les fibres optiques	16
1.3.1 Équation de Schrödinger non linéaire	17
1.3.2 La méthode de Fourier itérative	17
Références	19
Bibliographie	19
2 Les amplificateurs paramétriques à fibre	21
2.1 Historique et état de l’art	23
2.2 Approche phénoménologique	27
2.3 Le mélange à quatre ondes : équations couplées	28
2.3.1 Configuration insensible à la phase et régime de fonctionnement linéaire	29
2.3.2 Configurations ”sensibles à la phase”	32
2.3.2.1 Saturation	33
2.3.2.2 Fluctuations de la longueur d’onde de dispersion nulle	34
Références	35
Bibliographie	35

3	Étude théorique des amplificateurs paramétriques à fibre optique pour des applications en télécommunications à haut débit	43
3.1	Mise en œuvre expérimentale pour des applications en télécommunications	45
3.1.1	Suppression de la diffusion Brillouin stimulée	45
3.1.1.1	En augmentant la largeur spectrale du gain Brillouin	46
3.1.1.2	En augmentant la largeur spectrale de la pompe	47
3.1.2	Modélisation numérique	47
3.1.2.1	Configuration de FOPA étudiée	47
3.1.2.2	Modélisation de la modulation de phase	49
3.1.2.3	Impact du format de modulation de la pompe sur le signal et l'idler	52
3.1.2.4	Bruit d'intensité de la pompe	53
3.2	Impact de la modulation de phase de la pompe sur l'amplification paramétrique	55
3.2.1	Modèle analytique	55
3.2.2	Résultats des calculs analytiques	56
3.2.3	Simulation numérique dans le cadre de l'amplification de signaux NRZ	58
3.2.3.1	Avec une longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre constante	59
3.2.3.2	Impact des variations longitudinales de la longueur d'onde de dispersion nulle	63
3.2.3.3	Validation expérimentale	67
3.2.3.4	Solutions pour éviter ce problème	68
3.3	Figure de bruit d'un amplificateur paramétrique	74
3.3.1	En régime linéaire	74
3.3.1.1	Définition de la figure de bruit	74
3.3.1.2	Configuration idéale : pompe monochromatique et bruit quantique uniquement	76
3.3.1.3	Pompes monochromatique et PRBS avec de l'ASE résiduelle	77
3.3.2	En régime de saturation	80
3.3.2.1	Pompe monochromatique et bruit quantique	80
3.3.2.2	Pompe PRBS, ASE et bruit quantique	83
3.3.3	Confirmation expérimentale de la nécessité d'une mesure électrique de la NF	87
3.4	Amplification de signaux WDM	89
3.4.1	Amplification de N canaux monochromatiques	89
3.4.1.1	Premier canal situé à 1 THz de la pompe (multiple de l'espace intercanal)	89
3.4.1.2	Impact sur la diaphonie de la valeur de l'écart spectral entre le premier canal du peigne WDM et la pompe	92
3.4.2	Amplification de 64 canaux NRZ modulés à 10 GBits/s	93
3.4.2.1	Impact de la position du peigne par rapport à la pompe	93
3.4.2.2	Comparaison des performances de peignes situés côté Stokes ou anti-Stokes	94

3.4.2.3	Valeur optimale de la pente de la dispersion pour amplifier 64 canaux à 10 Gbits/s	95
3.5	Conclusion	96
	Références	99
	Bibliographie	99
4	L’impact des variations longitudinales de la longueur d’onde de dispersion nulle sur les courbes de gain et leur cartographie	105
4.1	Introduction	107
4.2	Rappels théoriques dans le cas où λ_0 est constant	107
4.3	Exemple de courbes de gain d’un FOPA réaliste	109
4.4	Cartographie de la longueur d’onde de dispersion nulle d’une fibre optique à partir des courbes de gain d’un FOPA	113
4.4.1	Autres méthodes de cartographie	113
4.4.2	Introduction à la notion de problème inverse	114
4.4.3	Méthode de Gauss-Newton	114
4.4.3.1	La méthode de Newton.	114
4.4.3.2	La méthode de Gauss-Newton.	115
4.4.4	Application à la cartographie de la dispersion nulle dans une fibre . .	115
4.4.5	Validation numérique de la méthode	117
4.4.6	Résultats expérimentaux	118
4.4.6.1	Fibre à faibles fluctuations	118
4.4.6.2	Fibre à grandes fluctuations	120
4.4.7	Conclusion	121
	Références	123
	Bibliographie	123
5	Impact de la cohérence de la pompe	125
5.1	Motivations	127
5.2	Modèle à diffusion de phase	127
5.3	Propagation d’une onde partiellement cohérente en zone de dispersion anor- male d’une fibre optique	128
5.3.1	Introduction	128
5.3.2	Résultats théoriques	129
5.3.3	Résultats expérimentaux	132
5.3.4	Conclusion	134
5.4	Pompes partiellement cohérentes et amplification paramétrique	135
5.4.1	Impact du temps de cohérence sur la courbe de gain d’un FOPA . . .	135
5.4.2	Évolution du gain en fonction du retard temporel $\Delta\tau$	137
5.4.3	Régime de saturation	138
5.4.4	Valeur du gain linéique	140
5.4.5	Zone de gain linéique constant	141
5.4.6	Comparaison avec une pompe PRBS	142

5.4.7	Proposition d'une configuration expérimentale	144
5.4.8	Lasers à fibre et FOPAs: étude expérimentale préliminaire	145
5.4.9	Conclusion	146
5.5	Perspectives	146
	Références	148
	Bibliographie	148
Conclusion générale		150
Annexe		157
A Génération de supercontinuum spectraux par microlasers dans une fibre de télécommunications classique		159
A.1	Introduction et contexte	161
A.2	Génération d'un SC de 1100 nm dans une fibre classique	162
A.3	Conclusion	165
	Références	166
	Bibliographie	166
B Formulaire		169
C Bibliographie de l'auteur		173

Liste des acronymes

	SIGNIFICATION ANGLAISE	SIGNIFICATION FRANÇAISE
ASE	Amplified Spontaneous Emission	Emission spontanée amplifiée
BER	Bit Error Rate	Taux d'erreur
DCF	Dispersion Compensating Fiber	Fibre à compensation de dispersion
DSF	Dispersion Shifted Fiber	Fibre à dispersion décalée
EDFA	Erbium Doped Fiber Amplifier	Amplificateur à fibre dopée erbium
FOPA	Fiber Optical Parametric Amplifier	Amplificateur paramétrique optique à fibre
FWM	Four Wave Mixing	Mélange à quatre ondes
HNLF	Highly Nonlinear Fiber	Fibre fortement non linéaire
MI	Modulationnal Instability	Instabilité de modulation
NF	Noise Figure	Figure de bruit
NLSE	Nonlinear Schrödinger Equation	Equation de Schrödinger non linéaire
NRZ	Non-Return to Zero	Non retour à zéro
OSA	Optical Spectrum Analyser	Analyseur de spectre optique
OSNR	Optical Signal to Noise Ratio	Rapport signal à bruit
PC		Partiellement cohérent
PCF	Photonic Crystal Fiber	Fibre à cristaux photoniques
PMD	Polarisation Mode Dispersion	Dispersion modale de polarisation
SBS	Stimulated Brillouin Scattering	Diffusion Brillouin Stimulée
SMF	Single Mode Fiber	Fibre mono-mode
SPM	Self-Phase Modulation	Auto-modulation de phase
SRS	Stimulated Raman Scattering	Diffusion Raman Stimulée
SSF	Split-Step Fourier	Fourier itérative
WDM	Wavelength Division Multiplexing	Multiplexage en longueur d'onde
XPM	Cross-Phase Modulation	Modulation de phase croisée
ZDW	Zero Dispersion wavelength	Longueur d'onde de dispersion nulle

Introduction générale

Le développement des moyens de télécommunications a toujours été un souci majeur pour l'homme. En effet, l'évolution sociale et économique de notre société est intrinsèquement liée à l'amélioration des dispositifs permettant d'échanger des informations. Néanmoins, il a fallu attendre le milieu du XIX^{ième} siècle pour assister à la première révolution dans ce domaine : l'invention du télégraphe électrique, autorisant les premières télécommunications trans-océaniques. Dès lors, les innovations se sont très vite enchaînées, de telle sorte que de nos jours, la majorité des populations des pays développés peut facilement communiquer avec une personne située à l'autre bout de la planète.

Au début du XX^{ième} siècle, le téléphone a connu un succès mondial qui a conduit à une nette amélioration des systèmes de télécommunications de l'époque. Dans les années 40, les premiers systèmes à base de câbles coaxiaux permettaient de transmettre l'équivalent de 300 télécommunications téléphoniques, soit 3 MHz de bande passante. Les limites de cette technologie sont atteintes dans les années 70, où des débits d'environ 274 Mbits/s sont rapportés. Son principal inconvénient est la faible distance entre les répéteurs-régénérateurs (environ 1 km), qui rend ce système relativement coûteux.

Si l'usage de l'électricité a nettement amélioré les performances des systèmes de télécommunications, l'utilisation d'ondes lumineuses les a complètement révolutionnées. Bien que la transmission d'informations à l'aide de signaux lumineux date de plusieurs siècles (feu, signaux de fumée...), c'est grâce à l'invention des lasers dans les années 60 et de guide d'ondes lumineuses à faibles pertes que ce support d'information a connu un regain d'intérêt. Les progrès ont été remarquables dans ces deux domaines, par exemple, les pertes des premières fibres optiques en 1960 valaient 1000 dB/Km, dix années plus tard elles passaient à 20 dB/km, pour aujourd'hui flirter avec la limite théorique, soit 0,2 dB/km. En 1980, le premier système de télécommunications optiques voit le jour commercialement ; il opère à 0,8 μm et un débit de 45 Mbits/s est disponible. Comme on le constate, son principal avantage par rapport aux systèmes électriques n'est pas son débit mais la grande distance qui sépare chaque répéteur, environ dix fois supérieure à celle des systèmes à câble coaxial. Cependant pour augmenter le débit et la distance entre les répéteurs, les ingénieurs et chercheurs des

années 70 auraient aimé profiter des faibles pertes et de la faible dispersion modale des fibres optiques aux alentours de $1,3 \mu\text{m}$. La mise au point de lasers à semi-conducteur InGaAsP émettant à cette longueur d'onde et le développement de fibres optiques monomodes à $1,3 \mu\text{m}$, pour éliminer les problèmes de dispersion modale des systèmes à $0,8 \mu\text{m}$, ont donné naissance à la seconde génération de systèmes de télécommunications. En 1987, un débit de 1,7 Gbits/s avec un espacement entre répéteurs d'environ 50 km est atteint dans les configurations commerciales. Afin de réduire une nouvelle fois les pertes linéaires, on utilise en 1990 la plage spectrale située aux alentours de $1,55 \mu\text{m}$ (troisième génération de systèmes) et, grâce au développement de fibres optiques à dispersion décalée (DSF, Dispersion Shifted Fiber), un système commercial propose un débit de 2,5 Gbits/s. Cette technologie exploite alors le maximum de son potentiel et la régénération électro-optique est clairement identifiée comme étant le principal facteur limitant. Le développement des amplificateurs optiques, particulièrement ceux à fibre dopée erbium (EDFA, Erbium Doped Fiber Amplifier), a permis de faire sauter ce verrou technologique et marque une réelle révolution dans le domaine. De plus, leur large bande passante rend possible l'exploitation du multiplexage en longueur d'onde (WDM, Wavelength Division Multiplexing) pour littéralement faire exploser les débits. Cependant, comme la fonction régénération n'est pas assurée par les EDFAs, les longues distances entre amplificateurs optiques, typiquement de 60 à 100 km, exaltent les effets dispersifs et non linéaires, jusqu'alors négligeables. Les techniques de compensation de dispersion permettent de réduire ces effets néfastes et font partie intégrante de la majorité des lignes de transmissions actuelles. Par ailleurs, d'autres solutions voient le jour dans les laboratoires, comme par exemple la mise à profit des remarquables propriétés de stabilité temporelle des solitons optiques pour véhiculer l'information. Les records de performances ne cessent alors d'être battus grâce à la maturité des systèmes de compensation de dispersion, à de nouveaux formats de modulation, et aux codes correcteurs d'erreurs... pour donner un ordre d'idée, l'unité caractéristique de cette quatrième génération de systèmes de télécommunication est le Tbits/s. Tous les continents de la planète sont reliés grâce à des systèmes de télécommunications optiques et devant l'augmentation incessante des quantités d'informations échangées et en raison de la démocratisation des nouveaux moyens de télécommunications (Internet et téléphonie mobile), les performances des réseaux actuels seront insuffisantes dans quelques années. Pour augmenter leur débit, le but principal est d'occuper la totalité des 50 THz de bande passante des fibres optiques (voir figure 1.1-(b), 9). Les EDFAs ne couvrant que quelques dizaines de nanomètres autour de $1,55 \mu\text{m}$, soit environ 5 THz dans leur plage de plus faible absorption, il est indispensable de développer de nouveaux amplificateurs plus larges spectralement, ou dans d'autres bandes spectrales. Pour augmenter la bande passante autour de $1,55 \mu\text{m}$, on combine différents dopants au sein de la fibre amplificatrice ou on concatène plusieurs amplificateurs dopés par des terres rares différentes. D'autre part, on utilise la large bande spectrale de l'amplification Raman dis-

tribuée (c'est à dire à même la fibre de transmission), qui est en plus spectralement souple, et on pourrait imaginer que l'association de plusieurs de ces modes d'amplification couvrent la totalité de la bande passante des fibres optiques. De nombreuses publications rapportent les performances remarquables de ces différents systèmes, mais aucune configuration d'amplificateur optique ne se démarque nettement des autres.

L'objet de ce mémoire de thèse est d'étudier, dans le contexte des systèmes de télécommunications à haut débit, un nouveau mode d'amplification basé sur l'effet Kerr Optique : les amplificateurs paramétriques à fibres (FOPA, Fiber Optical Parametric Amplifier). De fait, les larges bandes de gain potentielles, la souplesse spectrale ainsi que les propriétés de conversion de fréquence qu'autorisent ces dispositifs ont séduit les principaux groupes de télécommunications mondiaux qui se sont lancés dans l'étude des FOPAs à partir de 2001. Ces travaux de thèse résultent d'ailleurs pour l'essentiel d'une collaboration de 18 mois avec Alcatel et ont pour objectifs d'étudier théoriquement le comportement de ces amplificateurs et d'évaluer de la manière la plus réaliste possible leurs performances et leurs pénalités dans un système typique de télécommunications multiplexé en longueurs d'onde.

Ce manuscrit se décompose en 5 chapitres. Dans le premier nous présentons brièvement les propriétés fondamentales des fibres optiques, les principaux processus physiques rencontrés durant cette étude ainsi que les outils numériques utilisés.

L'état de l'art en amplification optique et l'historique de cette nouvelle famille d'amplificateurs sont présentés dans le chapitre 2 où nous développons plus en détail leurs fondements théoriques.

Dans le troisième chapitre, les performances des FOPAs à pompe continue unique sont évaluées théoriquement dans une configuration scalaire. Nous démontrons, analytiquement et numériquement, que la modulation temporelle de phase d'une pompe continue, nécessaire pour l'élargir spectralement et ainsi s'affranchir de la rétrodiffusion Brillouin stimulée parasite, induit des variations temporelles du gain d'amplification et donc une distorsion du signal amplifié. L'impact de ce processus sur la qualité d'amplification est évalué, et des solutions sont proposées pour s'affranchir de ce problème. Ensuite, l'amplification de signaux multiplexés en longueur d'onde est le sujet d'une étude approfondie. La faible valeur de la dispersion, combinée à la forte non linéarité de la fibre amplificatrice, induit une diaphonie entre les canaux spectraux d'une part, et entre la pompe et les canaux d'autre part. Néanmoins, nous démontrons qu'il existe un positionnement optimum des signaux par rapport à la pompe afin de minimiser cette dernière source de diaphonie. De plus, un choix judicieux de la valeur de la pente de la dispersion de la fibre amplificatrice permet d'obtenir un compromis optimum entre les pénalités dues à la présence de plusieurs canaux (diaphonie) et celle due à la distorsion temporelle d'un seul signal (modulation de gain).

Dans les chapitres précédents, les fibres optiques sont supposées parfaites, en particulier que leur longueur d'onde de dispersion nulle est constante sur toute leur longueur. Ce n'est pas le cas en pratique où ce paramètre peut fluctuer longitudinalement en raison des imperfections induites lors du processus de fabrication des fibres. Dans le quatrième chapitre, ces irrégularités sont prises en compte et des simulations numériques de configurations existantes nous permettent de mettre en évidence l'impact très important des fluctuations longitudinales de la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre sur le profil spectral de gain d'un FOPA. Il en résulte que les courbes de gain associées à une pompe dont la longueur d'onde est proche de la longueur d'onde de dispersion nulle moyenne de la fibre sont les plus sensibles à ces fluctuations. Nous exploitons d'ailleurs cette sensibilité pour développer une nouvelle méthode de cartographie de la longueur d'onde de dispersion nulle d'une fibre optique.

Enfin, le cinquième chapitre est consacré à une étude plus fondamentale concernant l'influence de la cohérence d'une pompe continue sur le processus d'amplification paramétrique dans les fibres optiques. Une étude préliminaire, expérimentale et théorique, de la propagation d'ondes continues partiellement cohérentes en régime de dispersion anormale d'une fibre optique est présentée. Nous montrons pour la première fois que l'élargissement spectral asymétrique observé en sortie de fibre résulte non seulement du processus d'instabilité de modulation, dont la dynamique se trouve d'ailleurs modifiée par la cohérence partielle de l'onde, mais aussi de la génération d'ondes dispersives par fission de solitons d'ordres supérieurs. Puis nous démontrons numériquement que la durée de cohérence limitée des pompes continues est susceptible de réduire l'efficacité d'amplification. Les perspectives de cette étude pourraient conduire au remplacement des configurations actuelles de pompes, complexes et coûteuses en raison de la nécessité de leur mise en forme spectrale (pour supprimer la diffusion Brillouin stimulée), par des lasers à fibre intrinsèquement larges spectralement.

En marge de ces travaux ancrés dans le domaine des télécommunications optiques, nous avons préalablement réalisé une étude des couplages entre les processus paramétriques et Raman dans une fibre optique. Elle a débouché sur un résultat marquant : la génération d'un supercontinuum de plus de 1100 nm d'étendue spectrale et spatialement monomode, à l'aide d'un microlaser YAG impulsional et d'une fibre de télécommunications standard. Ce résultat fait l'objet de l'annexe A. Notre dispositif, en terme d'étendue spectrale, présente des performances comparables à celles des supercontinuum obtenus avec des sources lasers femtosecondes et des fibres à cristaux photoniques. Nous utilisons ici une source laser miniaturisée, typiquement dix fois moins coûteuse, et des fibres usuelles directement connectables. Cette configuration possède donc de sérieux atouts pour s'insérer facilement dans des dispositifs nécessitant une source à spectre large très intense, spatialement cohérente mais à faible longueur de cohérence temporelle. Elle est ainsi susceptible d'intéresser un

grand nombre de domaines d'applications : biomédical, microscopies, nano-optique, contrôle industriel, automobile...

Généralités sur les fibres optiques et effets non linéaires

Le but de ce chapitre est d'introduire les principales caractéristiques des fibres optiques utilisées dans ce manuscrit. Ensuite nous définirons les effets non linéaires que nous avons étudiés ainsi que la méthode numérique utilisée pour les modéliser.

1.1 Principales caractéristiques des fibres optiques

La structure opto-géométrique de fibre optique la plus simple (fibre à saut d'indice) est composée d'un coeur et d'une gaine dont l'indice de réfraction est plus faible. Le guidage est assuré par une succession de réflexions totales internes, à la manière d'un faisceau lumineux piégé dans le jet d'eau d'une fontaine. La simplicité de ce modèle permet néanmoins de décrire correctement les principales propriétés de ces fibres optiques, quels que soient leurs profils d'indice. Nous nous cantonnerons au caractère monomode spatial de la fibre puisque c'est toujours le cas pour les fibres optiques utilisées en télécommunications.

1.1.1 Pertes linéaires

Les fibres optiques, comme tout milieu de propagation, atténuent l'intensité de l'onde qui s'y propage.

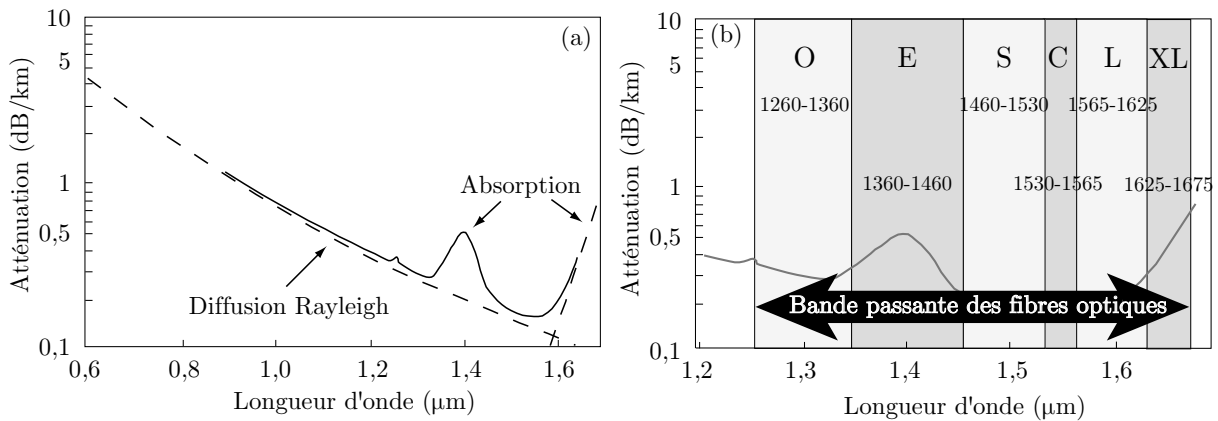


Fig. 1.1 – (a) Atténuation spectrale typique d'une fibre monomode. (b) Fenêtres de télécommunications typiques d'après la norme ITU-T G 652. "O" pour *Original band*, "E" pour *Extended band*, S pour *Short-wavelength band*, "C" pour *Conventional band*, "L" pour *Long-wavelength band* et "XL" pour *Extra-Large band*.

Les pertes sont majoritairement induites par l'absorption et par la diffusion Rayleigh [1], en raison des impuretés et des micro-défauts de structure du matériau.

Toutes ces pertes dépendent de la longueur d'onde (figure 1.1-(a)) et sont caractérisées par le coefficient d'atténuation linéaire Γ en m^{-1} , défini à partir de la puissance P_e injectée en entrée d'une fibre de longueur L par rapport à la puissance lumineuse P_s recueillie en sortie de fibre :

$$P_s = P_e e^{-\Gamma \times L} . \quad (1.1)$$

On exprime généralement l'atténuation en dB/km, notée dans ce cas α , et donnée par la relation suivante :

$$\alpha_{(dB/km)} = -\frac{10}{L_{(km)}} \log \frac{P_s}{P_e} = 4343 \times \Gamma_{(m^{-1})} \quad (1.2)$$

Ainsi, les processus non linéaires faisant intervenir l'intensité des ondes lumineuses (diffusions Brillouin et Raman, mélange à quatre ondes...) voient leur efficacité réduite par cette atténuation linéaire et on définit généralement la longueur effective de fibre pour laquelle le processus est efficace :

$$L_{\text{eff}} = \frac{1 - \exp(-\Gamma L)}{\Gamma} \quad (1.3)$$

Cette valeur permet de prendre rapidement en compte l'atténuation linéaire des fibres optiques dans des calculs analytiques et notons que si $\alpha \approx 0$, $L_{\text{eff}} = L$.

L'atténuation typique des fibres classiquement utilisées en télécommunications est de 0,2 dB/km à 1550 nm. À cette valeur s'ajoutent les pertes dues aux conditions d'utilisation : les pertes par micro-courbures (dues au conditionnement de la fibre) ainsi que les pertes aux épissures (raccords entre deux fibres). Notons que pour certaines fibres plus "élaborées", telles que certaines fibres à cristaux photoniques (PCF, Photonic Crystal Fiber) dédiées à des applications en télécommunications, les pertes linéaires sont supérieures [2, 3].

Par ailleurs, la bande passante des fibres optiques correspond aux longueurs d'ondes pour lesquelles l'atténuation est faible. Les fenêtres typiques de télécommunications sont représentées sur la figure 1.1-(b), elles correspondent aux évolutions techniques successives qu'a connu cette technologie au fil des années (fibres, sources lasers et amplificateurs optiques).

1.1.2 Dispersion chromatique

La silice est un matériau dispersif, c'est à dire que son indice de réfraction dépend de la longueur d'onde. Ainsi, chaque composante spectrale d'une impulsion se déplace à une vitesse différente, induisant une modification du profil temporel de l'impulsion à la sortie du milieu. Dans une fibre optique, la dispersion chromatique dépend non seulement des propriétés dispersives de la silice, mais aussi de la dispersion induite par la géométrie du guide. En effet, une faible partie périphérique de l'onde lumineuse se propage dans la gaine de la fibre optique avec un étalement spatial qui dépend de la longueur d'onde. L'onde lumineuse subit alors les variations transverses de l'indice de réfraction de la fibre. Dans les fibres conventionnelles, la dispersion du guide contribue peu à la dispersion totale par rapport à la dispersion induite par le matériau (voir Figs. 1.2-(a) et (b)). Mais en augmentant sa valeur grâce à des profils d'indices particuliers, on parvient à décaler la longueur d'onde de dispersion nulle (λ_0) de 1300 nm pour une fibre monomode classique (SMF, Single Mode Fiber), à 1550 nm environ pour une DSF afin d'obtenir une plage spectrale pour laquelle à la fois les pertes (Fig. 1.1) et la dispersion (Figs. 1.2-(a) et (b)) sont minimales [4]. Notons que le terme de dispersion du guide peut jouer un rôle prédominant dans les fibres à cristaux photoniques où le fort confinement du mode [5] implique qu'une plus grande partie de la lumière se propage dans la gaine. Cette contribution permet notamment de décaler la longueur d'onde de dispersion nulle des fibres photoniques à cœur très étroit dans le domaine du visible, propriété inaccessible avec des structures de fibres classiques.

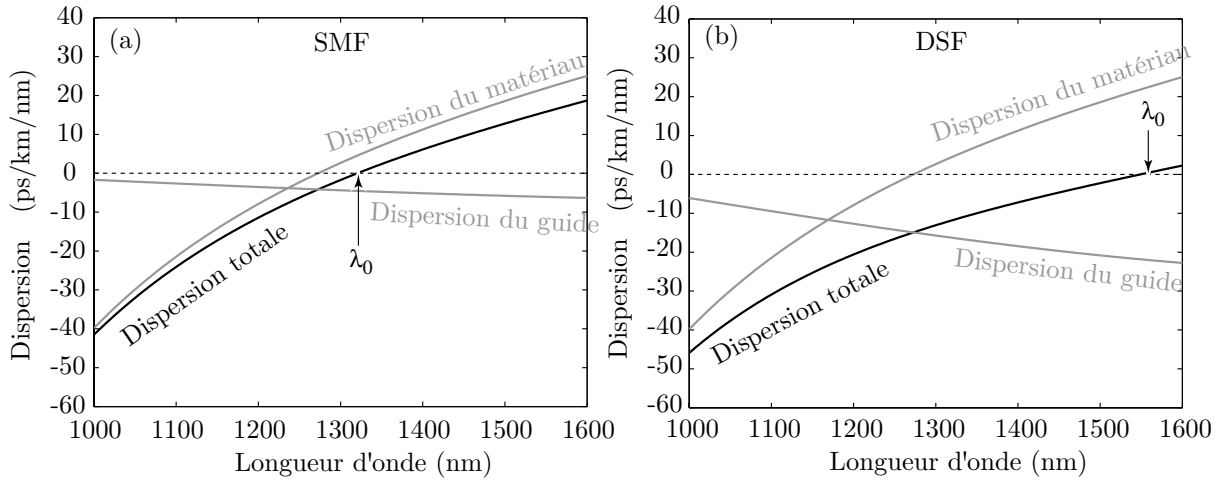


Fig. 1.2 – Dispersion totale, matérielle et du guide pour une fibre SMF typique (a) et pour une fibre DSF (b).

L'effet de la dispersion chromatique est généralement pris en compte dans les calculs théoriques en effectuant un développement en série de Taylor de la constante de propagation $\beta(\omega) = n(\omega)\omega/c$ autour de la pulsation centrale ω_0 de l'onde étudiée :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \frac{1}{24}\beta_4(\omega - \omega_0)^4 + \dots \quad (1.4)$$

avec :

$$\beta_m = \left[\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right]_{\omega=\omega_0} \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (1.5)$$

Les limitations concernant ce formalisme sont discutées en référence [6], mais ne s'appliquent pas dans ce manuscrit. On peut exprimer β_1 et β_2 en fonction de la vitesse de groupe de l'onde tels que : $\beta_1 = \frac{1}{v_g}$ et $\beta_2 = -\frac{1}{v_g^2} \frac{dv_g}{d\omega}$. C'est pourquoi β_2 (s²/m) est communément appelée dispersion de la vitesse de groupe (GVD) et il est beaucoup plus fréquent en télécommunications optiques de parler du coefficient de dispersion $D(\lambda)$ tel que :

$$D(\lambda) = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (\text{ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}). \quad (1.6)$$

La pente de la dispersion de la fibre ($D_S(\lambda)$) dépend quand à elle des 2^{ieme} et 3^{ieme} ordres de dispersion [4]¹ :

$$D_S(\lambda) = \left(\frac{2\pi c}{\lambda^2} \right)^2 \beta_3 + \frac{4\pi c}{\lambda^3} \beta_2 \quad (\text{ps.nm}^{-2}.\text{km}^{-1}). \quad (1.7)$$

1. Au voisinage de la dispersion nulle de la fibre le deuxième terme de cette expression peut être négligé.

1.1.3 Caractéristiques typiques de différentes fibres optiques

Le tableau 1.1 regroupe les valeurs typiques de fibres optiques couramment utilisées en télécommunications pour la propagation de signaux (SMF, DSF), pour compenser les effets néfastes de la dispersion avec des fibres à compensation de dispersion (DCF, Dispersion Compensating Fiber) où plus spécifiquement dédiées à la réalisation d'amplificateurs paramétriques grâce à des fibres fortement nonlinéaires (HNLF, Highly Nonlinear Fiber) et PCF.

Fiber type	λ_0 (nm)	D_S (ps/nm ² /km)@ λ_0	α (dB/km) @ 1550 nm	γ (W ⁻¹ .km ⁻¹)
SMF28 [4]	1300	0,07	0,2	2
DSF [4]	1550	0,075	0,2	2,5
DCF [4]	*	0,045	0,35	6,3
HNLF [7]	1553	0,032	0,56	11,2
PCF [3]	1555	ajustable**	7,9	11

Tab. 1.1 – Caractéristiques typiques de quelques fibres optiques.

* La dispersion vaut -70 ps/nm/km à 1550 nm pour cet exemple et le λ_0 n'est généralement pas communiqué.

**La fibre PCF décrite dans ce tableau est spécialement étudiée pour réaliser des convertisseurs de fréquence ou des FOPAs, et elle autorise un ajustement de la valeur de sa pente de dispersion (de -0,04 ps/nm²/km à 0,05 ps/nm²/km) en conservant la même longueur d'onde de dispersion nulle. Nous exploiterons cette flexibilité dans le chapitre 3 pour améliorer la qualité d'amplification.

1.2 Phénomènes non linéaires dans les fibres optiques

Un champ électromagnétique intense se propageant dans un milieu transparent est susceptible de modifier les propriétés de ce milieu, soit en déformant l'équilibre électronique de ses nuages d'électrons, soit en modifiant celui des atomes qui composent ses molécules. La susceptibilité du matériau devient alors dépendante du ou des champs en présence [8]. Le vecteur polarisation \vec{P} n'est plus une fonction linéaire du champ électrique \vec{E} incident et, en supposant que la réponse non linéaire du milieu soit instantanée, il s'exprime de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \vec{P} &= \varepsilon_0 \left(\chi^{(1)} \cdot \vec{E} + \chi^{(2)} : \vec{E} \vec{E} + \chi^{(3)} : \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots \right) \\ &\equiv \vec{P}_L^{(1)} + \vec{P}_{NL}^{(2)} + \vec{P}_{NL}^{(3)} + \dots \end{aligned} \quad (1.8)$$

avec ε_0 la permittivité du vide et $\chi^{(n)}$ le tenseur de susceptibilité d'ordre n ; les symboles \cdot et $:$ désignent les produits tensoriels de première et deuxième espèces. Les parties réelle et imaginaire de la susceptibilité d'ordre 1 ($\chi^{(1)}(\omega)$) correspondent respectivement à l'indice de réfraction du matériau ($n(\omega) = \sqrt{1 + \text{Re}\{\chi^{(1)}(\omega)\}}$) et au coefficient d'absorption linéaire ($\alpha(\omega) = \frac{\omega}{c \cdot n(\omega)} \text{Im}\{\chi^{(1)}(\omega)\}$) [1]. Le caractère centrosymétrique de la silice lui confère une susceptibilité d'ordre 2 nulle, sauf dans le cas très particulier d'une exposition de

plusieurs heures à un champ lumineux intense [9]. Par conséquent, la silice est principalement le siège d'effets non linéaires du troisième ordre, tels que la génération de troisième harmonique, l'effet Kerr optique, le mélange à quatre onde ou les diffusions stimulées Brillouin et Raman [10].

1.2.1 Effet Kerr optique

La dépendance de l'indice de réfraction d'un milieu transparent à l'intensité du champ optique est connue sous le nom d'effet Kerr optique. Dans une fibre, il est souvent considéré comme instantané et provenant de la déformation, par le champ optique, de la répartition de charge électronique des molécules de silice. L'indice de réfraction est alors défini par la relation suivante [11]:

$$n_{\text{NL}}(\omega, I(t)) = n(\omega) + n_2 \cdot I(t) \quad (1.9)$$

avec $n(\omega)$ l'indice de réfraction linéaire du matériau, I l'intensité du champ optique appliqué ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$) et n_2 le coefficient non linéaire de l'indice de réfraction, qui est proportionnel à la partie réelle de la susceptibilité du troisième ordre, tel que :

$$n_2 = \frac{3}{8n_0} \text{Re} [\chi_{\text{xxxx}}^{(3)}] \quad (\text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1}) \quad (1.10)$$

Notons que cette relation est uniquement valable dans le cas d'une onde polarisée linéairement dans un guide d'onde non-biréfringent. Les valeurs typiques de n_2 sont de l'ordre de $2,6 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ à $1,55 \mu\text{m}$ pour une fibre en silice dopée GeO_2 [11] et varient en fonction du dopage du cœur de la fibre optique [12]. La non linéarité d'une fibre optique est généralement définie à partir de son coefficient non linéaire γ , tel que :

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{\text{eff}}} \quad (1.11)$$

avec A_{eff} l'aire effective du mode optique à la fréquence ω_0 . Notons que la faible valeur de l'indice de réfraction non linéaire d'une fibre optique, en comparaison à d'autres matériaux fortement non linéaires, est largement compensée par le fort confinement du mode optique (i.e. faible aire effective, de 1 à $50 \mu\text{m}^2$) ainsi que par les longueurs d'interaction de plusieurs kilomètres sur lesquelles les effets non linéaires peuvent se cumuler en raison de la transparence exceptionnelle de la silice.

Une des applications les plus directes de l'effet Kerr optique dans une fibre optique est le processus d'auto-modulation de phase (SPM, Self-Phase Modulation) qui affecte les impulsions lumineuses. Un champ suffisamment intense qui se propage dans une fibre de longueur L subit un déphasage non linéaire dont la valeur est donnée par la relation suivante :

$$\Delta\Phi_{\text{SPM}} = n_2 k_0 I L = \gamma P L \quad (1.12)$$

avec k_0 le vecteur d'onde, I l'intensité lumineuse, et P la puissance. Ce déphasage, en raison de la dépendance de la fréquence d'une onde vis à vis de sa phase instantanée $\omega(t) = -\frac{\partial\Phi}{\partial t}$, se traduit par un élargissement spectral symétrique d'impulsions brèves et symétriques injectées en entrée de fibre [13, 14].

Dans le cas où deux ondes intenses de longueurs d'onde différentes se propagent dans une fibre optique, chaque champ est susceptible d'engendrer sa propre SPM et également de subir un déphasage non linéaire supplémentaire induit par l'autre onde. On appelle ce phénomène l'intermodulation de phase (XPM, Cross-Phase Modulation) et le déphasage supplémentaire reçu par la première onde s'écrit, dans le cas où les deux ondes sont copolarisées :

$$\Delta\Phi_{\text{XPM}}^{\text{Sup.}} = 2n_2k_0I_2L = 2\gamma P_2L \quad (1.13)$$

avec I_2 (P_2) l'intensité (la puissance) de la deuxième onde. L'élargissement spectral induit sur chaque onde est rendu asymétrique par la différence de vitesse de groupe des deux ondes [15]. Cette différence de vitesse peut être induite également par biréfringence, entre les deux composantes de polarisation d'une impulsion de longueur d'onde unique qui subissent une intermodulation de phase dégénérée [16].

1.2.2 Processus de mélange à quatre ondes

Lorsque plusieurs ondes de longueurs d'onde différentes se propagent dans une fibre optique leur battement créé également par effet Kerr optique un réseau d'indice qui, par diffraction temporelle, est susceptible de générer de nouvelles fréquences [17]. Lorsque les intensités des deux ondes sont très différentes, il peut alors y avoir transfert d'énergie par diffraction de l'onde la plus forte (appelée pompe) vers l'onde la plus faible (appelée signal). C'est précisément sur ce processus, dit de mélange à quatre ondes (FWM, Four-Wave Mixing), que repose l'amplification paramétrique, objet de cette thèse, et que nous détaillerons d'avantage au chapitre 2. L'efficacité du transfert d'énergie est maximale (i.e. gain d'amplification exponentiel) lorsque les ondes vérifient une relation d'accord de phase qui, de manière générale, permet de compenser les déphasages temporels linéaires entre les ondes (induits par la dispersion chromatique ou par la biréfringence de la fibre) par l'effet Kerr optique lorsqu'il induit un déphasage non linéaire de signe opposé [18]. Notons que dans le cas d'une fibre multimode, comme ce sera le cas en annexe A avec une fibre DSF utilisée dans le domaine visible, un accord de phase entre plusieurs modes est envisageable. Dans ce cas, les effets de la dispersion chromatique sont compensés par la différence de vitesse de groupe entre les modes [19].

1.2.3 Les diffusions stimulées

Contrairement à l'effet Kerr optique, les diffusions stimulées impliquent un transfert partiel d'énergie du champ optique vers le milieu. Ces effets sont donc qualifiés d'inélastiques en référence à la non-conservation de la quantité de mouvement en mécanique et ils font principalement intervenir la partie imaginaire de la susceptibilité non linéaire d'ordre 3.

Dans les fibres optiques, on peut engendrer essentiellement deux types de diffusions stimulées : la diffusion Brillouin (SBS, Stimulated Brillouin Scattering) et la diffusion Raman (SRS, Stimulated Raman Scattering). Elles correspondent à l'excitation résonnante, par l'application d'un champ optique intense, de niveaux de vibrations moléculaires de la silice pour la diffusion Raman (phonons optiques) et hypersonores pour la diffusion Brillouin (phonons acoustiques). La conséquence générale est un transfert de l'énergie optique vers les plus basses fréquences (côté Stokes), décalées d'une quantité égale à la fréquence du phonon par

rapport à la fréquence d'excitation (GHz pour le Brillouin et THz pour le Raman). La valeur de ce décalage peut varier d'une fibre à une autre, notamment en fonction du dopage [11]. L'accord de phase qui permet un gain exponentiel en diffusion stimulée est automatiquement réalisé car le processus repose sur l'amplification résonante du bruit de diffusion spontanée Raman ou Brillouin.

1.2.3.1 La rétrodiffusion Brillouin stimulée

La rétrodiffusion Brillouin stimulée consiste en l'excitation synchrone de vibrations collectives acoustiques, onde hypersonore, qui forme un réseau de Bragg acoustique se déplaçant à la vitesse du son. Par réflexion sur ce réseau, une onde Stokes est rétrodiffusée et s'amplifie au cours de son trajet en sens inverse de la fibre. Le décalage en fréquence de cette onde par rapport à l'onde excitatrice est d'environ une dizaine de GHz et sa largeur spectrale intrinsèque $\Delta\nu_B^{\text{int}}$ à mi-hauteur est de l'ordre de 50 MHz dans la silice. Ce phénomène peut être négligé en régimes picoseconde ou femtoseconde car la durée de vie du phonon acoustique est de l'ordre de $1/\Delta\nu_B^{\text{int}}$ (20 ns). Par contre, en régimes nanoseconde ou continu, la SBS peut être excitée pour des puissances optiques beaucoup plus faibles que celles mises en jeu dans les processus paramétriques et Raman, avec pour conséquence néfaste de réfléchir la quasi-totalité de l'onde lumineuse injectée dans la fibre optique à partir d'un seuil caractéristique. Pour une onde continue ou quasi-continue, la puissance seuil Brillouin est définie par la relation [20] :

$$P_{\text{Brillouin}}^{\text{seuil}} = \frac{21KA_{\text{eff}}}{g_B L_{\text{eff}}} \frac{\Delta\nu_L \otimes \Delta\nu_B}{\Delta\nu_B^{\text{int}}} \quad (1.14)$$

avec $\Delta\nu_L$ et $\Delta\nu_B$ les largeurs spectrales à mi-hauteur de l'onde optique et du gain Brillouin accumulé au cours de la propagation respectivement, g_B le gain Brillouin qui vaut $5 \times 10^{-11} \text{ m.W}^{-1}$ dans une fibre en silice [11]. La constante K est égale à $3/2$ pour une fibre standard lorsque la SBS est générée à partir du bruit [21] et l'opérateur \otimes désigne le produit de convolution entre le profil spectral de l'onde excitatrice et celui du gain Brillouin². Les termes $\Delta\nu_B$ et $\Delta\nu_B^{\text{int}}$ sont identiques tant que la fibre est homogène car le décalage spectral de l'onde Stokes générée est constant dans ce cas. Lorsque les paramètres opto-géométriques de la fibre varient le long de sa longueur, le décalage en fréquence n'est plus constant, ce qui a pour effet d'accroître $\Delta\nu_B$. Notons que le seuil Brillouin peut être très vite atteint dans une fibre de transmission standard, par exemple pour une DSF de 3100 m, la puissance seuil pour une onde monochromatique est d'environ 12 dBm [22].

Ainsi, l'apparition prématurée de la rétrodiffusion Brillouin stimulée lorsque se propage une onde continue dans une fibre, constitue la limitation majeure qu'il faut absolument contourner en pratique pour pouvoir développer un amplificateur paramétrique. En effet, dans le contexte des télécommunications, la pompe d'un FOPA doit nécessairement être continue pour s'affranchir des problèmes de synchronisation avec les signaux à amplifier et sa puissance est généralement bien supérieure à la puissance seuil Brillouin. Nous présenterons dans le chapitre 2 les techniques d'élargissement spectral de la pompe couramment utilisées

². $\Delta\nu_L \otimes \Delta\nu_B = (\Delta\nu_L^2 + \Delta\nu_B^2)^{1/2}$ pour des profils Gaussiens et $\Delta\nu_L \otimes \Delta\nu_B = \Delta\nu_L + \Delta\nu_B$ pour des profils Lorentziens.

pour supprimer le phénomène parasite de SBS en amplification paramétrique dans les fibres optiques et pouvoir ainsi consacrer la totalité de l'énergie de la pompe à ce processus.

1.2.3.2 La diffusion Raman stimulée

La diffusion Raman stimulée, associée aux modes vibrationnels de la molécule de silice, possède un temps de réponse dans les fibres de l'ordre de 50 – 100 fs [23] suivant la géométrie et les dopants apportés. Ce temps de réponse se manifeste par une courbe spectrale de susceptibilité Raman anti-symétrique par rapport à la fréquence de l'onde excitatrice, dite de "pompe". L'énergie de pompe est transférée du côté des basses fréquences (côté Stokes), correspondant à une bande de gain qui s'étend sur une plage de fréquence supérieure à 30 THz avec un maximum à $\Omega \approx 13$ THz. Par conséquent, dès qu'une onde lumineuse de fréquence ν_0 , suffisamment intense et insensible au SBS se propage dans une fibre optique, une onde Stokes se développe autour de la fréquence $\nu_0 - \Omega$ et croît exponentiellement. La puissance de cette onde devient comparable à celle de la pompe (i.e. le processus devient stimulé) à partir du seuil [11] :

$$P_{\text{Raman}}^{\text{seuil}} > \frac{16A_{\text{eff}}}{g_{\text{R}}L_{\text{eff}}} \quad (1.15)$$

avec g_{R} le gain Raman qui vaut environ $1 \times 10^{-13} \text{ m.W}^{-1}$ pour une fibre en silice [11]. La différence importante avec la SBS est que le réseau vibrationnel Raman se propage à une vitesse proche de celle de la lumière, d'où la génération d'une onde Stokes à la fois diffusée et rétro-diffusée. Lorsque cette onde Stokes est elle-même suffisamment intense, elle joue alors le rôle de pompe secondaire, et stimule des ordres Stokes supérieurs, successivement décalés en fréquence de la même quantité Ω . On parle alors de cascade Raman, phénomène qui sera mis à profit pour la génération de supercontinuum en Annexe A. D'autre part, du côté des hautes fréquences (côté anti-Stokes), la SRS induit une bande d'absorption, en raison de la nature anti-symétrique de la susceptibilité Raman, qui transfère l'énergie des fréquences anti-Stokes vers la pompe. Malgré tout, une croissance des ondes anti-Stokes s'avère possible dans le cas où les processus Raman et FWM sont couplés [24–26].

Dans le cadre des travaux qui sont présentés dans ce manuscrit pour les chapitre 2 à 5, la SRS joue un rôle mineur sur le processus d'amplification paramétrique. D'une part, en raison des puissances de pompes mises en jeu qui sont largement inférieures à la puissance seuil Raman. D'autre part, en raison des couplages qui interviennent entre les processus de SRS et de FWM qui ont tendance à réduire l'efficacité d'amplification du processus Raman au bénéfice du processus paramétrique lorsque l'on se trouve dans une configuration avec un faible désaccord de phase entre les ondes [27].

1.3 Traitement numérique de la propagation dans les fibres optiques

Les effets combinés des nonlinéarités optiques, de la dispersion et de l'atténuation d'un ou plusieurs champs optiques se propageant dans une fibre optique peuvent être traités simultanément en résolvant une seule équation différentielle : l'équation de Shrödinger non linéaire (NLSE) [28].

1.3.1 Équation de Schrödinger non linéaire

Cette relation est obtenue à partir du formalisme en ondes planes et de l'équation de propagation incluant les termes de polarisation non-linéaire. En se positionnant dans un repère (τ, z) qui se déplace à la vitesse de propagation de l'onde $\tau = t - \frac{z}{v_g}$, v_g étant la vitesse de groupe, on obtient au voisinage de la dispersion nulle d'une fibre monomode [29] :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} - \frac{1}{6}\beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial \tau^3} - \frac{i}{24}\beta_4 \frac{\partial^4 A}{\partial \tau^4} + \frac{\Gamma A}{2} = i\gamma |A|^2 A \quad (1.16)$$

Γ représente les pertes linéiques dans la fibre, β_n les dérivées d'ordre n de la constante de propagation, γ le coefficient non-linéaire et A l'amplitude du champ électrique polarisé linéairement. L'équation 1.16 décrit les effets combinés de l'auto- et de l'inter-modulation de phase, du mélange à quatre ondes, de la dispersion chromatique et de l'atténuation. Cette relation reste valable tant que la nonlinéarité induite reste suffisamment faible (i.e. $\overrightarrow{P_{NL}^{(3)}} \ll \overrightarrow{P_L^{(1)}}$), ce qui est généralement le cas dans une fibre monomode. De plus elle ne traite qu'une situation scalaire³, ce qui suppose que la fibre est idéalement homogène⁴. On suppose que l'étendue spectrale du champ optique étudié est très inférieure à sa fréquence centrale ($\Delta\nu/\nu_0 \ll 1$). Cette condition est toujours vérifiée pour des impulsions dont la durée, réciproque de leur largeur spectrale, vaut au moins 10 fs et pour des mélanges d'ondes mettant en jeu des écarts spectraux jusqu'à quelques centaines de terahertz. Dans ce cas, l'approximation de l'enveloppe lentement variable est valide et la non linéarité peut être traitée comme un phénomène instantané.

On peut introduire d'autres termes dans l'équation 1.16 pour tenir compte d'effets non-instantanés tels que les diffusions Brillouin et Raman stimulées, où encore ajouter un terme d'auto-raïdissement des impulsions (optical shock) dans le cas d'impulsions femtosecondes très puissantes [11]. Nous avons inclu la SRS uniquement dans le chapitre 4 pour modéliser au mieux l'amplificateur dont nous désirions cartographier la longueur d'onde de dispersion nulle. Cependant, dans toutes les situations abordées dans les chapitres 2 à 5, compte tenu des puissances de pompe en jeu qui sont inférieures au seuil Raman (Equ. 1.15), la SRS demeure très faible devant le processus de mélange à quatre ondes.

Il n'existe que quelques solutions analytiques exactes de la NLSE et c'est pourquoi elle est fréquemment résolue numériquement.

1.3.2 La méthode de Fourier itérative

Parmi les différentes méthodes de calcul numériques existantes (éléments finis et méthode des faisceaux propagés), on utilise dans la plupart des cas la méthode de Fourier itérative (SSF, Split-Step Fourier) en raison de sa souplesse d'utilisation et de sa rapidité. Le principe de la SSF est de supposer que le milieu de propagation est découpé en une succession de tranches longitudinales très fines où les effets dispersifs et non-linéaires que l'onde subit au cours de la propagation sont dissociés [11]. On interpose alors alternativement une "tranche" de milieu purement linéaire, traitée dans l'espace de Fourier, et une portion uniquement non-linéaire, traitée dans l'espace direct, jusqu'à reconstituer entièrement la propagation dans la

3. Pour étudier la propagation de plusieurs ondes de polarisations différentes, il faut écrire deux NLSEs décrivant la propagation de chaque onde suivant les axes propres de polarisation de la fibre [30].

4. où qu'elle est à maintien de polarisation et que le champ est polarisé selon un axe neutre de la fibre

fibre au moyen de transformées de Fourier successives. Une fois que les échantillonnages spectral, temporel et spatial (le long de la fibre) vérifient les critères de validité de la méthode [31], on peut appliquer cet algorithme à la résolution numérique de la NLSE. Par exemple, dans le cas d'un amplificateur paramétrique à fibre, le champ électrique complexe de la NLSE (A dans l'équation 1.16) est composé de la somme du champ électrique complexe du signal et de la pompe en entrée de fibre ($A=A_{\text{Signal}}(z,\tau) + A_{\text{Pompe}}(z,\tau)$).

Bien que cette méthode de simulation soit très performante, nous sommes toutefois restreint à des phénomènes co-propagatifs. C'est pourquoi nous n'avons pas inclus de SBS dans notre code de simulation, mais nous nous sommes assurés que toutes les pompes utilisées dans nos simulations possédaient les caractéristiques spectrales requises pour que l'on puisse négliger l'effet Brillouin, une fois s'en être affranchi (voir Eq. 1.14).

Bibliographie

- [1] **M. Born et E. Wolf**, *Principles of Optics*, Pergamon Press, New York, 6^e édition (1980).
- [2] **M. D. Nielsen, C. Jacobsen, N.A. Mortensen, J.R. Folkenberg et H.R. Simonsen**, “Low-Loss photonic crystal fibers for transmission systems and their dispersion properties”, *Opt. Express*, **12**, pp. 1372–1376 (2004).
- [3] **K. P. Hansen**, “Dispersion flattened hybrid-core nonlinear photonic crystal fiber”, *Opt. Express*, **11**, pp. 1503–1507 (2003).
- [4] **Govind P. Agrawal**, *Fiber-Optic Communication Systems*, John Wiley and Sons Inc., New York, 2^e édition (1997).
- [5] **F. Biancalana, D. Skryabin et P. St J. Russel**, “Four-wave mixing instabilities in ultra-small core fibers”, dans *Nonlinear Guided Waves and their Applications / NLGW'2004, OSA technical digest papier, MC9*, (28-31 mars 2004, Toronto, Canada).
- [6] **K. E. Oughstun et H. Xiao**, “Failure of the quasi-monochromatic approximation for ultrashort pulse propagation in a dispersive, attenuative medium”, *Phys. Rev. Lett.*, **78**, pp. 642–645 (1997).
- [7] **A. Legrand, S. Lanne, C. Simonneau, D. Bayart, A. Mussot, E. Lantz, T. Sylvestre et H. Maillotte**, “System impact of pump phase modulation for fiber parametric amplifiers”, dans *Optical Fiber Communication conference / OFC'2004, papier TuK2* (22-27 Février, 2004, Los Angeles, California).
- [8] **N. Bloembergen**, *Nonlinear Optics*, World Scientific, New York, 4^e édition (1996).
- [9] **U. Österberg et W. Margulis**, “Dye laser pumped by Nd:YAG laser pulses frequency doubled in a glass optical fiber”, *Opt. Lett.*, **11**, pp. 516–518 (1986).
- [10] **Y. R. Shen**, *The Principles of Nonlinear Optics*, Wiley, New York (1984).
- [11] **Govind P. Agrawal**, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, Optics and Photonics, New York, 3^e édition (2001).
- [12] **A. Boskovic, S. V. Chernikov, J. Taylor, L. Gruner-Nielsen et O. A. Levring**, “Direct continuous-wave measurement of n_2 in various types of telecommunication fibers at 1.55 μm ”, *Opt. Lett.*, **21**, pp. 1966–1968 (1996).
- [13] **R. H. Stolen et C.H. Lin**, “Self-phase modulation in silica fibers”, *Phys. Rev. A*, **17**, pp. 1448–1453 (1978).
- [14] **M. Vampouille, A. Barthélémy, B. Colombeau et C. Froehly**, “Observation et applications des modulations de fréquence dans les fibres optiques unimodales”, *J. Optics*, **15**, pp. 385–390 (1984).
- [15] **R. R. Alfano, P. L. Baldeck et P. P. Ho**, “Cross-phase modulation and induced focusing due to optical nonlinearities in optical fibers and bulk materials”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, pp. 824–829 (1989).
- [16] **T. Sylvestre, H. Maillotte, E. Lantz et D. Gindre**, “Combined spectral effects of pulse walk-off and degenerate cross-phase modulation in birefringent fibers”, *Journal of Nonlinear Optical Physics and Materials*, **6**, pp. 313–320 (1997).

- [17] **D. Gindre, H. Maillotte, J. Monneret, E. Lantz et C. Froehly**, “Coherent picosecond parametric amplification through a Kerr-induced index grating in a single-mode fiber”, *Opt. Commun.*, **112**, pp. 75–79 (1994).
- [18] **R.H. Stolen et J.E. Bjorkholm**, “Parametric amplification and frequency conversion in optical fibers”, *IEEE J. Quantum Electron.*, **18**, pp. 1062–1072 (1982).
- [19] **R. H. Stolen**, “Phase-matched stimulated four photon mixing in silica fiber waveguides”, *IEEE J. Quantum Electron.*, **11**, pp. 100–103 (1975).
- [20] **Y. Aoki, K. Tajima et I. Mito**, “Input power limits of single-mode optical fibers due to stimulated scattering in optical communication systems”, *J. Lightwave Technol.*, **6**, pp. 710–719 (1988).
- [21] **M. O. Van Devender et A. J. Boot**, “Polarisation properties of SBS in single mode fibers”, *J. Lightwave Technol.*, **12**, pp. 585–590 (1994).
- [22] **Jean-Charles Beugnot**, *Réalisation d’un banc de mesure pour l’étude de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres photoniques*, Rapport de DEA, Université de Franche-Comté (2004).
- [23] **R.H. Stolen, J. P. Gordon, W. J. Tomlinson et H. A. Haus**, “Raman response function of silica-core fibers”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, pp. 1159–1166 (1989).
- [24] **R. W. Hellwarth**, “Third-order optical susceptibilities of liquids and solids”, *Prog. Quantum Electron.*, **5**, pp. 1–68 (1977).
- [25] **N. Bloembergen et Y. R. Shen**, “Coupling between vibrations and light waves in Raman laser media”, *Phys. Rev. Lett.*, **12**, pp. 504–507 (1964).
- [26] **S. Coen, D. A. Wardle et J. D. Harvey**, “Observation of Non-Phase-Matched Parametric Amplification in Resonant Nonlinear Optics”, *Phys. Rev. Lett.*, **89**, pp. 273901 (2002).
- [27] **E. Golovchenko, P. V. Mamyshev, A. N. Pilipetskii et E. M. Dianov**, “Mutual influence of the parametric effects and stimulated Raman scattering in optical fibers”, *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**, pp. 1815–1820 (1990).
- [28] **P. L. François**, “Non-linear propagation of ultrashort pulses in optical fiber : total field formulation in the frequency domain”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **8**, pp. 276–293 (1991).
- [29] **S. B. Cavalcanti, J. C. Cressoni, H. R. da Cruz et A. S. Gouveia-Neto**, “Modulation instability in the region of minimum group-velocity dispersion of single mode optical fibers via an extended nonlinear Schrödinger equation”, *Phys. Rev. A*, **43**, pp. 6162–6165 (1991).
- [30] **E. Lantz, D. Gindre, H. Maillotte et J. Monneret**, “Phase matching for parametric amplification in a single-mode birefringent fiber : influence of the non-phase-matched waves”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, pp. 116–125 (1997).
- [31] **R. Grasser**, *Génération et propagation de réseaux périodiques de solitons spatiaux dans un milieu de Kerr massif*, Thèse, Université de Franche-Comté (1989).

Les amplificateurs paramétriques à fibre

2.1 Historique et état de l'art

Les systèmes de transmissions par fibres optiques ont besoin de régénérer les signaux optiques périodiquement au cours de leur propagation pour compenser les distortions et les pertes induites par la fibre. Jusqu'au début des années 1990, les télécommunications optiques n'occupaient qu'une fenêtre spectrale située autour de la longueur d'onde de dispersion nulle ($\lambda_0 = 1300$ nm) des fibres monomodes usuelles (SMF 28) et l'amplification des signaux était essentiellement assurée par des régénérateurs électro-optiques, limitant les débits à une centaine de Mbit/s. L'avènement des EDFAs [1], avec une bande de gain centrée autour de 1550 nm où l'atténuation des fibres est la plus faible, a révolutionné les systèmes de télécommunications par fibres optiques. Cette technologie tout optique, qui associe le principe d'émission stimulée dans l'erbium avec les propriétés guidantes de la fibre, a permis d'accroître les performances des systèmes de communications en s'affranchissant des étapes de conversions opto-électroniques et d'augmenter la distance entre les régénérateurs. Par la suite, la combinaison des EDFAs, dont la largeur spectrale de la bande de gain est d'environ 30 nm [1], et des systèmes de multiplexage en longueur d'onde, multipliant le débit de base d'une transmission simplexe par le nombre de canaux [2, 3], a augmenté considérablement les capacités de transmission jusqu'à atteindre des débits dépassant le Gbit/s [4]. Par ailleurs, le codage de l'information (solitons, signaux NRZ, bande latérale atténuée, ...), la réduction des effets dispersifs et non linéaires au cours de la propagation (compensation de dispersion, codes correcteurs d'erreurs...) et l'augmentation de la largeur de la bande spectrale des amplificateurs optiques (EDFA à double bande, à gain plat, amplification Raman, hybride, ...) permettent d'atteindre aujourd'hui des débits de transmission de 640 Gbit/s sur la ligne transocéanique baptisée TAT-14. On dépasse depuis 1996 le Tbit/s en laboratoire, dans des architectures réalistes : très récemment, Alcatel a démontré par exemple une capacité de transmission terrestre de 10,2 Tbits/s sur 300 km de fibre [5]. Sur des distances transocéaniques (11000 km), des débits de 3,73 Tbits/s ont été atteints par Tyco Telecommunications [6].

Les limitations actuelles des systèmes de transmission WDM, faisant intervenir plusieurs amplificateurs en chaîne, sont principalement dues à la largeur spectrale limitée de cette famille d'amplificateurs. Pour les EDFAs usuels la planéité du gain est assurée dans les plages 1530-1565 nm (bande C) et 1565-1625 nm (bande L) par co-dopage de la fibre et au moyen de filtres égalisateurs de gain, qui évidemment réduisent l'efficacité d'amplification [7, 8]. Pour les futurs réseaux de télécommunications, il est primordial d'accroître ces performances et également de diversifier les fenêtres spectrales d'amplification, entre 1,3 μm et 1,6 μm , dans le but d'utiliser la totalité des 50 THz de bande passante de fibres optiques (ne possédant pas de pic d'absorption à 1400 nm dû aux ions hydroxides), qui correspond à la fenêtre spectrale pour laquelle l'atténuation et la dispersion sont les plus faibles. Actuellement on cherche à mettre au point de nouveaux amplificateurs large bande [9]. Sur la base des EDFAs [10], incorporation de l'ion erbium dans des fibres de composition chimique (base silice ou autre) assurant le décalage et l'élargissement spectral maximal (entre 1520 et 1620 nm), emploi d'autres ions de terres rares, thulium (1440-1490 nm, bande S), praséodyme (1290-1320 nm), ... et de co-dopants, incorporés dans divers types de matrices vitreuses (fibres fluorées, tellurites, silicates, ...) [11–15]. Par ailleurs, un autre mode d'amplification optiques, basé

sur l'amplification Raman est l'objet d'une recherche et développement intensive. Cette alternative a connu un regain d'intérêt voici quelques années avec le développement de lasers continus et puissants et de fibres fortement non linéaires (HNLF). On parvient désormais à augmenter et à aplanir la bande de gain usuelle d'environ 24 nm à 1550 nm des amplificateurs Raman à une pompe en utilisant plusieurs pompes [16–18]. Ces configurations permettent d'obtenir de très faibles figures de bruit et c'est en pompage contra-propagatif que leurs performances sont optimales [19]. Ils offrent par ailleurs la possibilité de fonctionner en amplificateur discret ou distribué¹. Le principal avantage des amplificateurs discrets est d'explorer de nouvelles fenêtres de télécommunications [19], en particulier la bande S, inaccessible pour les EDFAs classiques. Mais c'est dans le cadre de l'amplification distribuée que ces amplificateurs sont les plus attrayants car ils permettent une meilleure répartition longitudinale de la densité de puissance des signaux au cours de la propagation par rapport aux systèmes d'amplification discrets classiques (EDFAs), minimalisant ainsi les pénalités non linéaires et la figure de bruit [19]. De plus, on peut directement les insérer sur les lignes de transmission existantes car le processus d'amplification Raman est efficace dans tout type de fibres. Néanmoins, ces amplificateurs souffrent de la double diffusion Rayleigh qui limite leur gain d'amplification, et les configurations à larges bandes spectrales nécessitent l'utilisation de plusieurs pompes qui sont susceptibles d'interagir entre elles soit par SRS soit par FWM et de dégrader la qualité d'amplification ou la planéité du gain. Notons que des recherches très récentes se portent sur l'élargissement spectral de la pompe des amplificateurs Raman pour obtenir de plus larges bandes de gain [20].

Enfin, des configurations hybrides Raman/fibre dopées donnent de très bons résultats en termes de largeur spectrale et de qualité d'amplification [21].

Plus récemment, les amplificateurs paramétriques à fibre se sont positionnés comme une alternative prometteuse vis à vis des autres familles d'amplificateurs pour amplifier ou traiter des signaux WDM, en raison de leurs très larges bandes de gain, de leur souplesse spectrale et du fait qu'ils offrent la possibilité supplémentaire de réaliser de la conversion de fréquence avec une efficacité de conversion largement supérieure à 1. Suite aux travaux pionniers de Stolen *et al.* [22, 23] concernant l'amplification paramétrique dans les fibres, les premières expériences aux longueurs d'ondes des télécommunications optiques ont été effectuées au début des années 80 [24–26]. Mais la première démonstration marquante du potentiel de ces amplificateurs pour des applications en télécommunications a été cependant réalisée bien plus tard par Marhic *et al.* en 1996, qui ont obtenu une bande de gain d'environ 30 nm avec 19 dB de gain maximum au moyen d'une pompe relativement compacte et modulée en intensité, permettant entre autre, d'atteindre de fortes puissances crêtes [27]. Marhic fut également le pionnier dans la démonstration expérimentale d'un FOPA avec deux pompes de fréquences différentes modulées en intensité [28], configuration actuellement intensivement étudiée chez Lucent aux USA [29]. Ensuite, la mise sur le marché de fibres optiques HNLF dont la non linéarité est 5 à 10 fois supérieure à celles des fibres conventionnelles, ainsi que la réalisation de pompes continues, intégrées et très puissantes ont confirmé le rôle

1. Un amplificateur discret est un "bloc amplification" indépendant que l'on peut insérer dans une ligne de transmission, le milieu à gain est une fibre spéciale. Tandis qu'on parle d'amplification distribuée lorsque l'amplification s'effectue au sein même de la ligne de transmission, qui dans ce cas constitue le milieu à gain.

prometteur que pourraient jouer les FOPAs dans les systèmes de télécommunications futurs. En effet, le pompage puissant au voisinage de la longueur d'onde de dispersion nulle d'une fibre fortement non linéaire permet d'obtenir des bandes de gain très étendues spectralement, par exemple, une bande de gain de plus de 200 nm en pompage impulsional [30]. Par ailleurs, des performances records en terme de valeur du gain d'amplification et d'efficacité de conversion sont régulièrement publiées dans la littérature pour des configurations à une ou deux pompes [31, 32]. C'est à cette période que les premières performances intéressantes ont été obtenues avec un pompage continu² obtenu à l'aide de composants spécifiques aux télécommunications et directement connectables. La configuration de pompage est alors généralement constituée d'un laser monochromatique (à semi-conducteurs ou à cavité externe), d'un modulateur de phase pour élargir spectralement la pompe et s'affranchir de la SBS, d'un amplificateur Erbium pour atteindre des puissances de l'ordre du watt et d'un filtre spectral pour éliminer l'ASE parasite généré dans la bande passante de l'EDFA qui dégrade la qualité d'amplification [33] (Fig 2.1). Les contrôleurs de polarisation (CP) permettent d'aligner la polarisation de la pompe et du signal pour obtenir le maximum de gain.

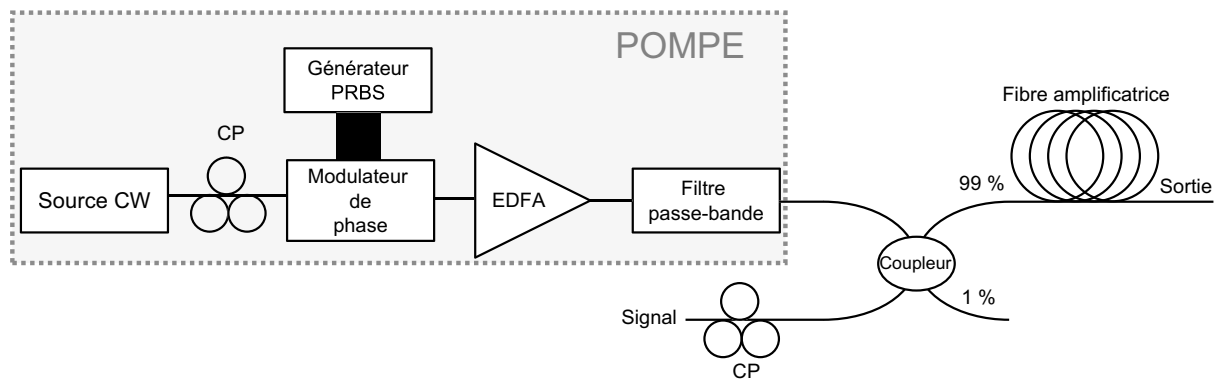


Fig. 2.1 – Configuration expérimentale typique d'un FOPA. CP : contrôleur de polarisation.

Ces performances supplantent bon nombre d'amplificateurs optiques classiques, et les efforts de recherche portent sur l'aplanissement de la bande de gain, indispensable pour des applications en télécommunications. Des travaux expérimentaux dans une configuration de FOPA à une pompe ont montré qu'en disposant périodiquement plusieurs tronçons de fibres optiques, de façon similaire aux dispositifs de compensation de dispersion, on parvenait à réduire l'ondulation de la bande de gain et à augmenter son étendue spectrale [34, 35]. Préalablement à cette thèse, nous avons développé cette idée [36] pour aboutir à une architecture d'amplificateur à pompe unique et à section de fibres multiples, optimisées en longueur et en longueur d'onde de dispersion nulle, avec laquelle nous avons montré théoriquement que l'on pouvait obtenir une bande de gain plate pour diverses configurations de fibre et de pompe [37–40]. Par exemple, une bande de gain plate sur plus de 100 nm avec une pompe continue de 500 mW peut être obtenue [38]. La faisabilité expérimentale de cette architecture d'amplificateur géré en dispersion a été rapportée par une expérience encourageante réalisée par un groupe australien qui utilisait uniquement deux tronçons de DSF [41].

². Le pompage continu est indispensable pour s'affranchir des problèmes de synchronisation avec les signaux à amplifier.

Notons que l'aplanissement du gain dans une configuration de FOPA à deux pompes a également été envisagé dans une fibre unique grâce à un contrôle précis de la longueur d'onde de chaque pompe [29, 42, 43].

La suite logique à ces travaux, suscitée par un fort engouement en 2001 des principaux équipementiers et groupes de R&D en télécommunications de par le monde, porte sur l'évaluation de la compatibilité des FOPAs dans des perspectives d'application système. Ainsi les efforts de recherche se sont consacrés à l'estimation de la qualité d'amplification des signaux. Tout d'abord, il a été démontré que les FOPAs sont capables de transférer la quasi-totalité de l'énergie de l'onde pompe sur le signal à amplifier [44]. D'autre part, des mesures de la figure de bruit optique à l'aide d'un analyseur de spectre optique (OSA, Optical Spectrum Analyser) ont montré que les FOPAs étaient potentiellement capables d'approcher la limite quantique [33, 45] à condition que le filtrage de l'ASE résiduelle au pied de la pompe soit très efficace [46, 47] et que la contribution de la SRS soit très faible [48]. Dans le cadre d'une configuration sensible à la phase, où signal, pompe(s) et idler sont présents à l'entrée de l'amplificateur, on peut même réaliser un amplificateur sans bruit [49, 50]. Les premières études concernant l'amplification de signaux multiplexés en longueur d'onde ont été ensuite abordées et ont mis en évidence l'existence d'un fort cross-talk inter-canaux lorsque les puissances de signaux sont importantes [51]. La forte non linéarité de la fibre amplificatrice combinée à la faible valeur de la dispersion induisent des mélanges d'ondes supplémentaires entre la pompe et le signal, ou entre le signal et l'idler qui génèrent de nouvelles ondes [52–54].

Il est important de souligner que tous ces travaux ont été réalisés avec des signaux de polarisation linéaire et parallèle à celle de la (les) pompe(s) car le gain d'amplification d'un FOPA est sensible à la polarisation relative de la pompe et des signaux à amplifier. Le gain est maximum lorsque les polarisations du signal et la pompe sont identiques, tandis qu'il est quasiment nul si elles sont perpendiculaires [55–57]. Cette caractéristique est incompatible avec les nécessités des systèmes de télécommunications et plusieurs solutions ont été envisagées pour rendre les FOPAs insensibles à la polarisation [58–60]. Ces méthodes mettent généralement en œuvre deux pompes polarisées perpendiculairement pour diminuer la sensibilité à la polarisation d'environ 2 dB. Notons que très récemment, une architecture originale d'amplificateur à une pompe multiplexée en polarisation très simple et quasiment insensible à la polarisation des signaux à amplifier a été rapportée [61].

Enfin pour clôturer ce tour d'horizon, il est primordial de comprendre que le processus de mélange à quatre ondes n'est pas seulement restreint à l'amplification de signaux car il peut également être mis à profit dans le traitement tout optique et le routage en longueur d'onde. En effet, il est le processus de base de convertisseurs de fréquence sur de larges bandes [62–66], mais également de saturateurs ou limiteurs tout optiques [67, 68], régénérateurs 3-R (réamplification, remise en forme et resynchronisation) [69], ou d'échantillonneurs et démultiplexeurs dans le domaine temporel [63, 70, 71].

Notre contribution à cet effort de recherche important et évoluant rapidement depuis 2001 fait principalement l'objet du chapitre 3. Tout d'abord, dans tous les travaux expérimentaux décrits ci-dessus, il ne faut pas perdre de vue que les puissances des pompes continues

sont toujours bien supérieures au seuil de puissance de la SBS (Relation 1.14 page 15) et on module généralement les pompes en phase pour s'en affranchir. Nous avons démontré théoriquement [72] et expérimentalement [73, 74] que la modulation de phase de la pompe induit des modulations de gain temporelles parasites. Plusieurs solutions sont proposées pour s'en affranchir ou pour en réduire l'effet. De plus, dans le cas d'un FOPA utilisé en convertisseur de fréquence elle induit un élargissement spectral de l'idler qui peut être annulé en utilisant deux pompes modulées en opposition de phase [29, 75, 76]. En parallèle, nous avons effectué une étude plus fondamentale afin de déterminer si des pompes de type lasers à fibre, intrinsèquement spectralement larges (insensibles à la SBS) pourraient être utilisés comme pompes dans un FOPA. Ces travaux font l'objet du chapitre 5.

Ensuite, nous nous sommes concentrés sur l'étude de la figure de bruit et nos résultats récents [77] montrent que la figure de bruit d'un FOPA peut être fortement dégradée par transfert du bruit d'intensité de la pompe sur le signal amplifié par des fréquences dans la gamme du MHz-GHz. Cette dégradation, indétectable avec des mesures classiques à l'OSA, nécessite une analyse radiofréquence de la figure de bruit des FOPAs. Notons que ces travaux ont été effectués quasiment en même temps qu'une équipe suédoise [46, 47]. En outre, nous avons démontré que le filtrage de l'idler entre deux fibres amplificatrices d'un FOPA multisection permet de réduire la figure de bruit [78] de l'ensemble de l'amplificateur.

Pour compléter notre étude, nous nous sommes intéressés à l'amplification de signaux WDM. Nous avons mis en évidence des processus paramétriques parasites entre la pompe et les signaux qui induisent de nouvelles ondes parasites à l'intérieur de la bande de gain. Nous avons montré que le positionnement du premier signal à une demi-largeur spectrale signal-signal de la pompe permet d'obtenir les meilleures performances en terme de qualité d'amplification. De plus, nos études numériques ont révélé que l'utilisation de la bande Stokes (hautes longueurs d'ondes) est plus profitable. Ces travaux font d'ailleurs l'objet d'un brevet en cours de dépôt [79].

2.2 Approche phénoménologique

L'amplification paramétrique dans un milieu de Kerr fait généralement intervenir quatre ondes, le signal à la pulsation Ω_S , deux pompes intenses de pulsations Ω_{P_1} et Ω_{P_2} et une onde idler à Ω_I , spectralement symétrique du signal par rapport à la pulsation moyenne des deux pompes, i.e. $\Omega_I = \Omega_{P_2} + \Omega_{P_1} - \Omega_S$. Lorsque les deux pompes ont des pulsations différentes, on parle de configuration "non-dégénérée" et, quand les pulsations sont identiques $\Omega_{P_1} = \Omega_{P_2}$, on parle de configuration "dégénérée". Dans toute l'étude qui suit, nous nous sommes concentrés sur le cas dégénéré, mettant en jeu l'utilisation d'une seule onde pompe, configuration plus simple et moins coûteuse. Seule la situation scalaire, où pompe et signal sont copolarisés sera traitée, ce qui implique que les effets de sensibilité à la polarisation des FOPAs et notamment l'influence de la dispersion modale de polarisation (PMD, Polarisation Modal Dispersion) ne sera jamais prise en compte dans notre étude. Nous nous sommes également restreints à un schéma dit "insensible à la phase" où uniquement le signal et la pompe sont présents à l'entrée de l'amplificateur, par opposition au cas "sensible à la phase" où

le signal, la pompe et l'idler sont injectés simultanément. Les amplificateurs sensibles à la phase n'amplifient que les composantes qui possèdent une phase identique à celle du signal, tandis qu'ils désamplifient celles dont la phase est opposée. Cette dernière configuration est potentiellement capable d'amplifier des signaux en conservant leur rapport signal sur bruit [49, 50], lorsque le bruit envisagé est le bruit quantique (bruit de photons).

2.3 Le mélange à quatre ondes : équations couplées

L'amplification paramétrique peut être traitée avec une approche spectrale par la théorie du mélange à quatre ondes [23]. Cette interprétation du processus physique, qui ne formalise pas les harmoniques supérieures susceptibles d'apparaître, est cependant très répandue en raison de sa simplicité et parce qu'elle permet de comprendre la majorité des effets induits. Pour que le phénomène se produise, il faut que les ondes vérifient les relations de conservation de l'énergie (Equ. 2.1) et de conservation des moments, ou accord de phase (Equ. 2.2).

$$2 \times \Omega_P - \Omega_S - \Omega_I = 0 \quad (2.1)$$

$$2 \times \beta_P - \beta_S - \beta_I = 0 \quad (2.2)$$

Avec $\beta_{P,S,I}$, les constantes de propagation de chaque onde. D'un point de vue électromagnétique, on considère l'interaction entre trois ondes co-polarisées, définies par leurs champs électriques complexes respectifs, E_P , E_S et E_I . Le champ électrique total $E(x,y,z)$ qui se propage dans une fibre monomode peut s'exprimer de la façon suivante :

$$\begin{aligned} E(x,y,z) &= f(x,y) \times A(z) \\ &= f(x,y) \frac{1}{2} \times [A_P(z) \times \exp(i\beta_P z - i\Omega_P t) + A_S(z) \times \exp(i\beta_S z - i\Omega_S t) \\ &\quad + A_I(z) \times \exp(i\beta_I z - i\Omega_I t) + c.c.] \end{aligned} \quad (2.3)$$

avec c.c. le complexe conjugué, $f(x,y)$ la répartition spatiale transverse des champs que l'on considère identique pour les trois ondes au cours de la propagation (fibre monomode) et $A_{P,S,I}$ la dépendance en z du champ électrique de chaque onde. On injecte ensuite cette expression dans l'équation de propagation qui prend en compte la polarisation non-linéaire d'ordre trois, soit :

$$\nabla E + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 P_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.4)$$

En injectant la relation 2.3 dans l'équation 2.4, on obtient le système d'équations couplées suivant [63, 80]:

$$\frac{dA_P}{dz} = i\gamma [(|A_P|^2 + 2(|A_S|^2 + |A_I|^2))A_P + 2A_S A_I A_P^* \exp(i\Delta\beta_L z)] \quad (2.5)$$

$$\frac{dA_I}{dz} = i\gamma [(|A_I|^2 + 2(|A_S|^2 + |A_P|^2))A_I + A_S^* A_P^2 \exp(-i\Delta\beta_L z)] \quad (2.6)$$

$$\frac{dA_S}{dz} = i\gamma \underbrace{(|A_S|^2)}_{\text{SPM}} + \underbrace{2(|A_I|^2 + |A_P|^2)}_{\text{XPM}} A_S + \underbrace{A_I^* A_P^2 \exp(-i\Delta\beta_L z)}_{\text{FWM}} \quad (2.7)$$

Avec $\Delta\beta_L$ la différence de phase linéaire entre les ondes telle que $\Delta\beta_L = 2\beta_P - \beta_S - \beta_I$. Nous considérons que les trois ondes ont des aires effectives identiques et des pulsations similaires, par conséquent qu'elles voient le même coefficient non-linéaire γ . Les deux premiers termes des équations (2.5) à (2.7) représentent respectivement l'automodulation de phase (SPM) et l'intermodulation de phase (XPM, avec un facteur de couplage égal à 2) et les derniers termes représentent les échanges d'énergie cohérents entre les ondes mises en jeu lors du mélange à quatre ondes (FWM).

2.3.1 Configuration insensible à la phase et régime de fonctionnement linéaire

Pour résoudre analytiquement ce système, dans le cas d'une configuration insensible à la phase ($A_I(0) = 0$) et si les puissances de sortie du signal et de l'idler sont bien inférieures à la puissance de pompe, on considère que la puissance de pompe reste constante au cours de l'amplification ($A_P A_P^*(z) = \text{cst}$). Cette approximation de la pompe non atténuée correspond au régime dit "linéaire" de l'amplificateur. Dans ce cas, nous pouvons déterminer l'expression du gain paramétrique g (m^{-1}), tel que³ :

$$g^2 = (\gamma P_P)^2 - \left(\frac{\kappa}{2}\right)^2 \quad (2.8)$$

avec P_P la puissance crête de la pompe et κ l'accord de phase total, somme des désaccords de phase linéaire et non-linéaire, qui s'exprime :

$$\kappa = \Delta\beta_L + \Delta\beta_{NL} \quad (\text{m}^{-1}) \quad (2.9)$$

avec $\Delta\beta_{NL} = 2\gamma P_P$, le désaccord de phase non-linéaire qui traduit l'intermodulation de phase entre le signal et la pompe. Ce terme illustre également la dépendance en puissance de pompe de l'accord de phase, et donc du gain d'amplification [81]. En effectuant un développement limité au voisinage de la pulsation de pompe, on obtient l'expression analytique du désaccord de phase linéaire :

$$\Delta\beta_L = \beta_2 \times (\Omega_S - \Omega_P)^2 + \frac{\beta_4}{12} \times (\Omega_S - \Omega_P)^4 \quad (\text{m}^{-1}) \quad (2.10)$$

On remarque que la symétrie spectrale des ondes implique uniquement les dérivées d'ordre pair de la constante de propagation dans la relation de désaccord de phase linéaire [27]. Le développement jusqu'à l'ordre quatre est indispensable lorsque l'on travaille au voisinage de la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre (ZDW) car, dans ce cas, la dispersion de la vitesse de groupe, β_2 , est quasiment nulle [82]. Si l'on suppose que l'intensité de pompe reste constante au cours de la propagation, i.e. la quantité d'énergie cédée au signal et à l'idler est négligeable par rapport à sa valeur initiale, et en négligeant les pertes par absorption de la pompe, on peut déterminer l'expression analytique du gain du signal (en régime de petits signaux), soit le rapport entre sa puissance de sortie et d'entrée, à savoir :

$$G_S = \frac{P_S(L)}{P_S(0)} = 1 + \left[\frac{\gamma P_P}{g} \sinh(gL) \right]^2 \quad (2.11)$$

3. On le trouve également sous cette forme $g^2 = -\Delta\beta_L(\gamma P_P + \frac{\Delta\beta_L}{4})$, voir Ref. [63]

Selon le poids relatif des termes liés à la dispersion et à l'intermodulation de phase (Equ. 2.9), on discerne deux régimes de gain : une zone d'amplification parabolique et une zone d'amplification exponentielle. Si la fréquence signal est à proximité de la pompe, soit $\Delta\nu_{\text{PS}} = \Delta\nu_{\text{S}} - \Delta\nu_{\text{P}} \simeq 0$, et que la fibre est suffisamment courte pour que l'on puisse négliger la dispersion entre les ondes, $\Delta\beta_{\text{L}} \simeq 0$; l'amplification n'implique **aucun accord de phase** et elle provient uniquement de l'intermodulation de phase entre le signal et la pompe. L'expression simplifiée du gain d'un signal situé à proximité de la pompe s'écrit :

$$G_{\text{S}} \simeq 1 + (\gamma P_{\text{P}} L)^2 \quad (2.12)$$

On parle alors d'amplification parabolique ou quadratique [63, 83]. Par contre, pour des écarts spectraux $\Delta\nu_{\text{PS}}$ plus importants, on peut trouver un accord de phase parfait où $\kappa = 0$. Ainsi la dispersion linéaire est exactement compensée par la non-linéarité de la fibre et on montre que l'amplification est exponentielle. L'expression du gain à l'accord de phase parfait s'écrit :

$$G_{\text{S}} \simeq 1 + \frac{1}{4} \exp(2\gamma P_{\text{P}} L) \quad (2.13)$$

D'après les relations 2.12 et 2.13, on comprend que la puissance de la pompe (P_{P}), le coefficient non-linéaire (γ) et la longueur de la fibre déterminent la valeur du gain d'amplification. C'est pourquoi l'avènement de fibres fortement non-linéaires présentant un coefficient non-linéaire dix fois supérieur ($\gamma=20 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$) à celui d'une fibre classique ($\gamma=2 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$) permet de réaliser des FOPAs avec des puissances de pompe de plus en plus faibles. Par ailleurs, la largeur de la bande spectrale d'amplification pour un triplet (γ, P, L) fixé dépend des caractéristiques de dispersion de la fibre [27, 36]. Plusieurs cas de figure sont envisageables :

1. la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre (λ_0) et la longueur d'onde de la pompe (λ_{P}) sont différentes (Fig 2.2-(a)).
2. λ_0 et λ_{P} sont identiques (Fig 2.2-(b)).

Dans le premier cas, si λ_{P} est éloigné de λ_0 , typiquement de quelques nanomètres, c'est la valeur de β_2 (dispersion de la vitesse de groupe) qui va définir la largeur spectrale de la bande de gain. La bande de gain exponentiel existe si et seulement si $\beta_2 < 0$ (Fig 2.2-(a), trait en pointillés), et on exprime sa demi-largeur spectrale⁴ par la relation suivante [27] :

$$\Delta\nu_{(\beta_2)} = \frac{1}{2\pi} \left(-\frac{4\gamma P}{\beta_2} \right)^{1/2} \quad (2.14)$$

Par contre si λ_{P} est très proche de λ_0 , typiquement de l'ordre du nanomètre, la largeur de la bande de gain est définie par la contribution mutuelle de β_2 et β_4 (la courbure de la dispersion de vitesse de groupe) (voir figure 2.2-(a), trait discontinu). Dans le second cas ($\lambda_{\text{P}}=\lambda_0$), en supposant λ_0 constante au cours de la propagation, c'est uniquement la valeur de β_4 qui va définir la largeur de la bande d'amplification (Fig 2.2-(b), trait en pointillés).

4. A ne pas confondre avec l'écart spectral pompe signal pour lequel l'accord de phase est parfait. Dans ce cas, $\Delta\nu'_{(\beta_2)} = \frac{1}{2\pi} \left(-\frac{2\gamma P}{\beta_2} \right)^{1/2}$

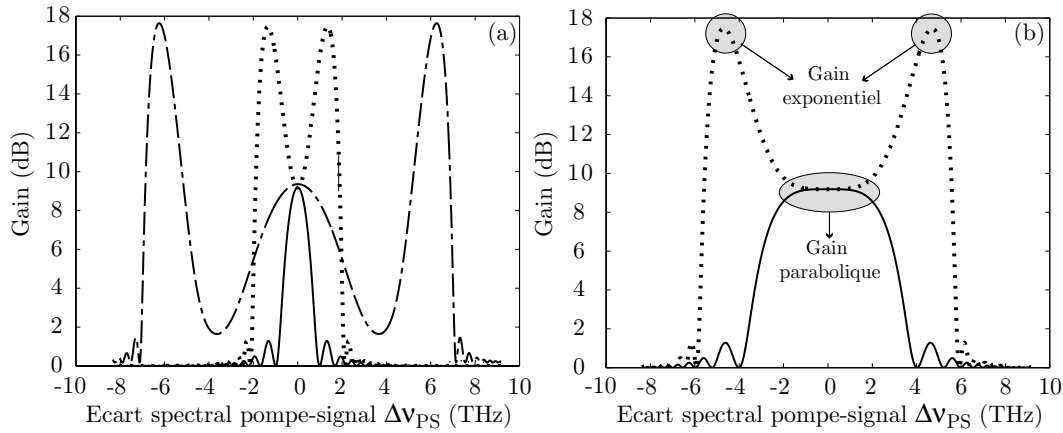


Fig. 2.2 – Gain d’amplification calculé au voisinage de la dispersion nulle pour une pompe de 500 mW de puissance dans une fibre fortement non-linéaire ($\gamma = 18 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$) de 300 m, (a) pour λ_P éloigné de λ_0 , avec $\beta_2 = -2,5 \times 10^{-28} \text{ s}^2.\text{m}^{-1}$ (trait pointillés) et $\beta_2 = +2,5 \times 10^{-28} \text{ s}^2.\text{m}^{-1}$ (trait plein), et pour λ_P proche de λ_0 avec $\beta_2 = +2,5 \times 10^{-29} \text{ s}^2.\text{m}^{-1}$ et $\beta_4 = -2,85 \times 10^{-55} \text{ s}^4.\text{m}^{-1}$, (trait discontinu); (b) pour $\lambda_0 = \lambda_P$ avec $\beta_2 = 0$ et $\beta_4 = -2,85 \times 10^{-55} \text{ s}^4.\text{m}^{-1}$ (trait pointillés), et $\beta_2 = 0$ et $\beta_4 = +2,85 \times 10^{-55} \text{ s}^4.\text{m}^{-1}$ (trait continu).

Comme dans les cas précédents la bande de gain exponentielle existe uniquement si $\beta_4 < 0$ (Fig 2.2-(b), trait plein), et on définit sa demi-largeur spectrale par la relation suivante [27] :

$$\Delta\nu_{(\beta_4)} = \frac{1}{2\pi} \left(-\frac{48\gamma P}{\beta_4} \right)^{1/4} \quad (2.15)$$

Notons que lorsque l’on se trouve dans un cas où β_2 et/ou β_4 sont positifs, il n’y a que du gain parabolique (pas d’accord de phase) et la largeur de la bande de gain est faible (Figs 2.2-(a) et (b), traits pleins).

Nous venons de décrire le processus d’amplification paramétrique à partir du formalisme spectral de mélange à quatre ondes. Ce même phénomène physique peut être abordé à partir du formalisme temporel d’instabilité de modulation (MI, Modulational Instability) qui s’énonce de la façon suivante. Lorsqu’une onde continue se propage dans un milieu dispersif et nonlinéaire, sa stabilité temporelle peut être modifiée soit par du bruit, soit par une autre onde de plus faible amplitude et de fréquence différente. Dans le premier cas, on parle d’instabilité de modulation spontanée et dans le second d’instabilité de modulation induite. L’instabilité s’amplifie exponentiellement (ou non) au cours de la propagation selon les propriétés du milieu. Ce phénomène a été préalablement décrit théoriquement puis mis en évidence dans une fibre optique en régime de dispersion anormale [84, 85], puis en régime de dispersion normale dans des fibres biréfringentes [86–89] ou possédant une courbure de dispersion négative [90]. Par ailleurs, les solitons temporels, impulsions où les effets dispersifs et nonlinéaires se compensent, résultent de la MI [2]. La modulation d’amplitude se transforme en un train d’impulsions solitoniques lorsque la longueur d’interaction est suffisante [91].

Finalement, que l’on aborde le processus d’amplification paramétrique d’un point de vue temporel (MI) ou spectral (FWM), le phénomène physique est le même [92]. Cependant, le formalisme de MI est parfois mieux adapté pour étudier certaines configurations où le

nombre d'ondes interagissant est supérieur à quatre [93]. Le développement théorique du formalisme de MI sera traité au début du chapitre 3 dans lequel il s'est avéré plus aisé à mettre en œuvre pour évaluer les pénalités dues à la modulation de phase de la pompe.

Remarque : Le gain d'amplification quadratique exprimé ci-dessus peut être également calculé à partir d'une étude originale du phénomène [83], qui donne un gain analytique correspondant à l'équation 2.12, si on néglige la dispersion. La plage d'amplification où les effets de la dispersion sont négligeables correspond à un régime, dit de Raman-Nath, de diffraction longitudinale de la pompe sur le réseau d'indice créé par effet Kerr par le battement pompe-signal. Ce régime est valable pour les ondes dont la différence de temps de groupe avec la pompe est inférieure à une période de battement temporel entre la pompe et le signal [83]. Lorsque λ_P est bien supérieure à λ_0 , cette limite s'écrit :

$$\Delta\nu < \left(\frac{2}{(2\pi)^2 \beta_2 L} \right)^{1/2} \quad (2.16)$$

Lorsque la longueur d'onde de pompe est égale à la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre, cette limite s'exprime de la façon suivante :

$$\Delta\nu < \left(\frac{2}{(2\pi)^2 \beta_3 L} \right)^{1/3} \quad (2.17)$$

avec $\Delta\nu$ l'écart fréquentiel entre la pompe et le signal, β_3 la pente de la dispersion de vitesse de groupe et L la longueur de la fibre.

2.3.2 Configurations "sensibles à la phase"

La dénomination "sensible à la phase" est généralement réservée au cas où le signal, la pompe et l'idler sont présents à l'entrée de la fibre optique. Cependant, dans une configuration insensible à la phase, l'onde idler est générée après une longueur infinitésimale de fibre [94] et, dès que sa puissance est comparable à celle du signal, le fonctionnement de l'amplificateur peut tout à fait être comparé à celui d'un amplificateur sensible à la phase. Ainsi, dès que les paramètres du système d'amplification initial sont modifiés et affectent la phase de l'une des ondes en cours de propagation, la sensibilité à la phase sera une propriété à prendre en compte et aura une répercussion directe sur le gain d'amplification. Cette situation se produit fréquemment en pratique car la phase des ondes où les propriétés opto-géométriques de la fibre peuvent subir des variations longitudinales. C'est justement le cas lorsque plusieurs sections de fibres sont concaténées pour former un amplificateur à gain plat [40], mais aussi lorsque la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre fluctue longitudinalement (modification du désaccord de phase linéaire), et aussi lorsque l'amplificateur est saturé (diminution de la puissance de pompe, i.e. du désaccord de phase non linéaire). L'impact de la modulation temporelle de phase de la pompe sera quant à lui présentée dans le chapitre 3.

La sensibilité à la phase est la caractéristique même des FOPAs et comme nous allons le voir dans ce manuscrit, est responsable de la sensibilité des FOPAs aux modifications des condi-

tions idéales⁵ qui correspondent aux hypothèses posées pour développer la théorie analytique du FWM du début de chapitre.

2.3.2.1 Saturation

On considère de façon générale qu'un amplificateur fonctionne en régime linéaire lorsque l'énergie du signal à amplifier demeure bien inférieure à la réserve d'énergie totale du système. Ce n'est plus le cas lorsque les énergies sont comparables, l'amplificateur opère alors dans un régime de fonctionnement différent car il ne parvient plus à céder suffisamment d'énergie au signal. On parle alors de régime de saturation.

On étudie le fonctionnement en régime de saturation d'un FOPA en introduisant dans le système d'équations différentielles 2.5 à 2.7 les puissances des ondes, $P_i(z) = A_i \cdot A_i^*$, $i=(P,S,I)$, telles que $A_i = \sqrt{P_i} \times \exp [j \times \Phi_i(z)]$. On obtient alors :

$$\begin{aligned} \frac{dP_P}{dz} &= -4\gamma\sqrt{P_P^2 P_S P_I} \sin(\theta) \\ \frac{dP_S}{dz} &= 2\gamma\sqrt{P_P^2 P_S P_I} \sin(\theta) \\ \frac{dP_I}{dz} &= 2\gamma\sqrt{P_P^2 P_S P_I} \sin(\theta) \\ \frac{d\theta}{dz} &= \Delta\beta_L + \gamma(2 \times P_P - P_S - P_I) + \gamma \left[\left(\frac{P_P^2 P_I}{P_S} \right)^{1/2} + \left(\frac{P_P^2 P_S}{P_I} \right)^{1/2} - 4\sqrt{P_S P_I} \right] \cos \theta \end{aligned} \quad (2.18)$$

θ permet de prendre en compte les phases relatives entre les ondes et s'exprime sous la forme suivante [63] :

$$\theta(z) = \Delta\beta_L + 2\Phi_P(z) - \Phi_S(z) - \Phi_I(z) + 2\Phi_P(0) - \Phi_S(0) - \Phi_I(0) \quad (2.19)$$

Avec Φ_i les phases respectives de la pompe, du signal, et de l'idler et $\Delta\beta_L$ le désaccord de phase linéaire. Dans le cas d'un amplificateur insensible à la phase (en entrée de fibre) on a $\theta(z = 0^+) = \pi/2$ à l'accord de phase parfait [63, 94], et la relation 2.19 s'écrit :

$$\theta(z) = \Delta\beta_L + 2\Phi_P(z) - \Phi_S(z) - \Phi_I(z) - \pi/2 \quad (2.20)$$

Le système d'équations différentielles (2.18) permet de prendre en compte l'atténuation de la pompe au cours de l'amplification. En le résolvant numériquement, nous avons représenté sur la figure 2.3-(a) l'évolution de la puissance de la pompe et celle d'un signal monochromatique de $1\mu W$ de puissance moyenne séparé de 4,7 THz de la pompe (accord de phase parfait), dans la configuration de FOPA que nous utiliserons tout au long de ce manuscrit (présentation détaillée dans le paragraphe 3.1.2.1 page 47). Les variations de θ correspondantes sont représentées sur la figure 2.3-(b). Sur cet exemple théorique qui ne prend en compte que les ondes principales P,S et I, on observe des échanges périodiques d'énergie entre la pompe et le signal. Le signe de θ dépend du sens du transfert (Fig. 2.3-(b)), pompe \rightarrow signal pour $\theta > 0$ et signal \rightarrow pompe pour $\theta < 0$. Nous remarquons sur la figure 2.3-(c) que la saturation dépend de l'écart spectral pompe-signal et que les signaux proches de la

5. Fibre homogène longitudinalement, pompe monochromatique, signaux à amplifier très faibles...

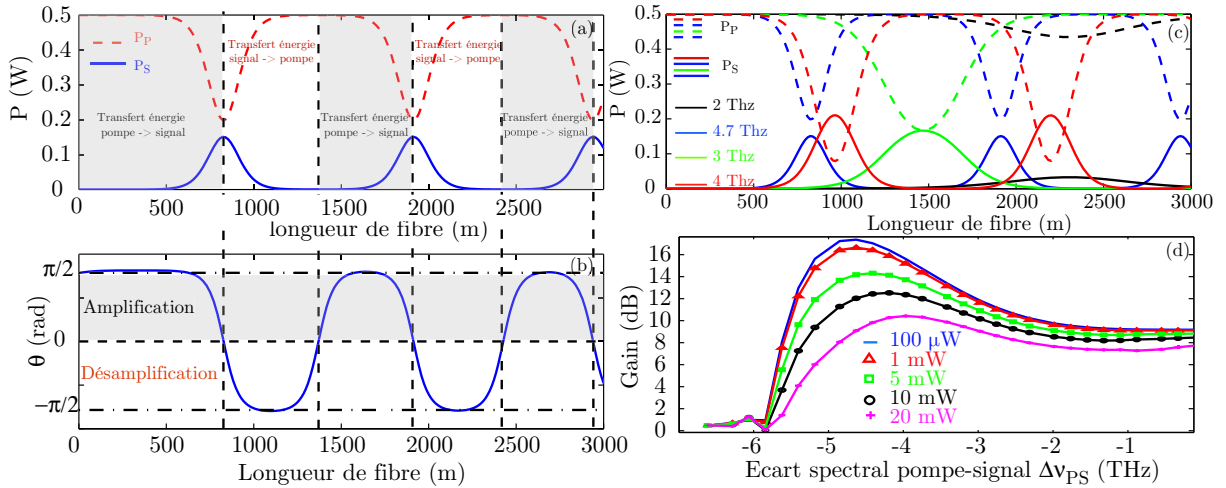


Fig. 2.3 – (a) Evolution de la puissance de la pompe et du signal en fonction de la longueur de fibre pour un signal situé à 4,7 THz de la pompe, (b) évolution de θ correspondante, (c) évolution de la puissance de la pompe et du signal pour différents écarts spectraux pompe-signal et (d) courbes de gain pour différentes puissances de signaux d’entrée à partir de simulations numériques.

pompe y sont moins sensibles. En effet dans ce cas, le désaccord de phase linéaire est très petit et θ varie peu en fonction des relations de phase entre les ondes [94] (relation 2.19). À l’aide d’une simulation numérique de ce FOPA à partir de la méthode de Fourier itérative, nous avons représenté les courbes de gain obtenues pour différentes puissances de signaux d’entrée (fig. 2.3-(d)). On vérifie que l’amplificateur est moins sensible à la saturation à proximité de la pompe (zone de gain quadratique), qu’au voisinage de l’accord de phase parfait (zone de gain exponentiel). Cette dynamique montre que le choix de la longueur de l’amplificateur est un des paramètres cruciaux qui fixe la limite de saturation d’un FOPA.

2.3.2.2 Fluctuations de la longueur d’onde de dispersion nulle

La fabrication d’une fibre optique s’accompagne inévitablement des fluctuations longitudinales du rayon de cœur et de la répartition du dopage. Ces imperfections induisent en particulier des variations longitudinales de la longueur d’onde de dispersion nulle de la fibre [95], qui ont naturellement un impact important sur l’allure des courbes de gain d’un FOPA [96–98]. La relation 2.10 permet de le comprendre rapidement puisque, lorsque β_2 varie le long de la fibre, le désaccord de phase entre les ondes est modifié, et de fait, le gain paramétrique également. Néanmoins, la courbe de gain en sortie de fibre ne résulte pas d’une simple superposition des courbes de gain générées à différentes valeurs de λ_0 le long de la fibre. Là aussi, le fonctionnement de l’amplificateur n’est plus insensible à la phase car la relation 2.19 évolue longitudinalement ($\theta(z)$ n’est plus constant). Dans ce cas, même si uniquement la pompe et le signal sont présents en entrée d’amplificateur, la relation 2.19 doit être reformulée de la façon suivante :

$$\theta(z) = \Delta\beta_L(z) + \theta(0^+) \quad (2.21)$$

L’impact des fluctuations de la longueur d’onde de dispersion nulle d’une fibre optique sur le processus d’amplification paramétrique fait l’objet d’une étude détaillée dans le chapitre 4.

Bibliographie

- [1] **E. Desurvire**, *Erbium doped fiber amplifiers: principles and applications*, John Wiley and Sons, Inc., New York, 2^e édition (2002).
- [2] **Govind P. Agrawal**, *Nonlinear fiber optics*, Academic Press, Optics and Photonics, 3^e édition (2001).
- [3] **G. E. Keiser**, “A review of WDM technology and applications”, *Opt. Fiber Technol.*, **5**, pp. 3–39 (1999).
- [4] **T. Otani, K. Goto, H. Abe, M. Tanaka, H. Yamamoto et H. Wakabayashi**, “5,3 Gbit/s 11300 km data transmission using actual submarine cables and repeaters”, *Electron. Lett.*, **31**, pp. 380–381 (1995).
- [5] **Y. Frignac, G. Charlet, W. Idler, R. Dischler, P. Tran, S. Lanne, S. Borne, C. Martinelli, G. Veith, A. Jourdan, J. P. Hamaide et S. Bigo**, “Transmission of 256 wavelength-division and polarization-division-multiplexed channels at 42.7 Gbit/s (10.2 Tbit/s capacity) over 3x100 km of TeraLight fiber”, dans *Optical Fiber Communication / OFC'2002, Postdeadline paper FC5*, (17-22 mars 2002, Anaheim, Californie).
- [6] **N. S. Bergano**, “Recent progress in undersea communication systems”, dans *European Conference on Optical Communications / ECOC'2003, papier Tu1.6.1*, (9-14 septembre 2003, Rimini, Italie).
- [7] **A. M. Vengsarkar, J. R. Pedrazzani, J. B. Judkins, P. J. Lemaire, N. S. Bergano et C. R. Davidson**, “Long-period fiber gratings based gain equalizers”, *Opt. Lett.*, **21**, pp. 336–338 (1996).
- [8] **H. Ono, M. Yamada et Y. Ohishi**, “Gain-flattened Er³⁺-doped fiber amplifier for a WDM signal in the 1.57-1.60 μm wavelength region”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **9**, pp. 596–598 (1997).
- [9] **Y. Akasaka**, “Gain bandwidth of optical amplifiers over 100 nm and beyond”, dans *European Conference on Optical Communications / ECOC'2003, papier Tu3.7.1*, (9-14 septembre 2003, Rimini, Italie).
- [10] **D. Bayart**, “Les nouvelles fenêtres d’amplification”, *Optique et Photonique*, **2**, pp. 17–23 (1999).
- [11] **T. Kasamatsu, Y. Yano et T. Ono**, “Gain-shifted dual-wavelength-pumped thulium-doped fiber amplifier for WDM signals in the 1.48-1.51 μm wavelength region”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **13**, pp. 31–33 (2001).
- [12] **F. Roy, D. Bayart, A. L. Sauze et P. Baniel**, “Noise and gain band management of thulium-doped fiber amplifier with dual-wavelength pumping schemes”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **13**, pp. 788–790 (2001).
- [13] **Y. Hu, S. Jiang, T. Luo, K. Seneschal, M. Morrell, F. Smektala, S. Honkanen, J. Lucas et N. Peyghambarian**, “Performance of high-concentration Er³⁺-Yb³⁺-Codoped phosphate fiber amplifiers”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **13**, pp. 1041–1135 (2001).
- [14] **H. Ono, T. Sakamoto, A. Mori, J. et M. Fukutoku**, “An erbium-doped tellurite fiber amplifier for WDM systems with dispersion-shifted fibers”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **14**, pp. 1070–1072 (2002).

- [15] **S. Kawai, H. Masuda, K. I. Suzuki et K. Aida**, “Wide-bandwidth and long-distance WDM transmission using highly gain-flattened hybrid amplifier”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11**, pp. 886–888 (1999).
- [16] **L. F. Mollenauer, A. R. Grant et P. V. Mamyshev**, “Time-division multiplexing of pump wavelengths to achieve ultrabroadband, flat, backward-pumped Raman gain”, *Opt. Lett.*, **27**, pp. 592–594 (2002).
- [17] **T. Tanaka et T. Naito**, “Raman-amplifier-based submarine transmission systems”, *Optic. Fiber Technol.*, **8**, pp. 195–209 (2002).
- [18] **Y. Emori, S. Kado et S. Namiki**, “Broadband flat-gain and low-noise Raman amplifiers pumped by wavelength-multiplexed high-power laser diodes”, *Optical fiber Technology*, **8**, pp. 107–122 (2002).
- [19] **M. N. Islam**, “Raman amplifiers for telecommunications”, *IEEE. J. Select. Topics. Quantum Electron.*, **8**, pp. 548–559 (2002).
- [20] **D. A. Chesnut et J. R. Taylor**, “Gain-flattened fiber Raman amplifiers with nonlinearity-broadened pumps”, *Opt. Lett.*, **28**, pp. 2294–2296 (2003).
- [21] **H. Masuda, Y. Miyamoto et H. Kawakami**, “Hybrid optical amplification technologies for high-speed and wideband optical communication systems”, dans *European Conference on Optical Communications / ECOC’2003, papier Tu4.7.1*, (9-14 septembre 2003, Rimini, Italie).
- [22] **R.H. Stolen, J.E. Bjorkholm et A. Ashkin**, “Phase-matched four-photon mixing in silica fiber waveguides”, *IEEE J. Quantum Electron.*, **11**, pp. 100–103 (1975).
- [23] **R.H. Stolen et J.E. Bjorkholm**, “Parametric amplification and frequency conversion in optical fibers”, *IEEE J. Quantum Electron.*, **18**, pp. 1062–1072 (1982).
- [24] **K. Washio, K. Inoue et S. Kishida**, “Efficiency large-frequency-shifted three wave mixing in low dispersion wavelength region in single-mode optical fibers”, *Electron. Lett.*, **16**, pp. 658–659 (1980).
- [25] **M. Ohashi, K. Kitayama, Y. Ishida et N. Uchida**, “Phase matched light amplification by four-wave mixing in birefringent fibers due to externally applied stress”, *Appl. Phys. Lett.*, **41**, pp. 1111 (1982).
- [26] **J. P. Pocholle, J. Raffy, M. Papuchon et E. Desurvire**, “Raman and four-photon mixing amplification in single-mode fibers”, *Opt. Eng.*, **24**, pp. 600–608 (1985).
- [27] **M. E. Marhic, N. Kagi, T. K. Chiang, L. G. Kazovsky**, “Broadband fiber optical parametric amplifiers”, *Opt. Lett.*, **21**, pp. 573–575 (1996).
- [28] **F.S. Yang, M.C. Ho, M. E. Marhic et L. G. Kazovsky**, “Demonstration of two-pump fiber optical parametric amplification”, *Electron. Lett.*, **33**, pp. 1812–1813 (1997).
- [29] **C. Mckinstrie, S. Radic et A. Chraplyvy**, “Parametric amplifiers driven by two pump waves”, *IEEE. J. Select. Topics. Quantum Electron.*, **8**, pp. 538–547 (2002).
- [30] **M. Ho, M. Marhic, K. Wong et L. Kazovski**, “200-nm-bandwidth fiber optical parametric amplifier combining parametric and Raman gain”, *J. Lightwave Technol.*, **19**, pp. 977–981 (2001).

-
- [31] **K. Wong, K. Usueka, G. Kalogerakis, M. Marhic et L. Kazovski**, “Continuous-wave fiber optical parametric amplifier with 60 dB-gain using a novel two-segment design”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **15**, pp. 1707–1709 (2003).
- [32] **J. Hansryd et P. Andrekson**, “Broad-band continuous-wave-pumped fiber optical parametric amplifier with 49-dB gain and wavelength-conversion efficiency”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **13**, pp. 194–196 (2001).
- [33] **J. L. Blows et S. E. French**, “Low-noise figure optical parametric amplifier with a continuous wave frequency modulated pump”, *Opt. Lett.*, **27**, pp. 491–493 (2002).
- [34] **K. Inoue**, “Arrangement of fiber pieces for a wide wavelength conversion range by fiber four-wave mixing”, *Opt. Lett.*, **19**, pp. 1189–1191 (1994).
- [35] **M. Marhic, F. Yang, M. Ho et L. Kazovski**, “High-nonlinearity fiber optical parametric amplifier with periodic dispersion compensation”, *J. Lightwave Technol.*, **17**, pp. 210–215 (1999).
- [36] **L. Provino**, *Génération et amplification contrôlées à très larges bandes spectrales dans les fibres optiques conventionnelles et microstructurées*, Thèse, Université de Franche-Comté (2002).
- [37] **L. Provino, H. Maillotte, E. Lantz, T. Sylvestre et J. M. Dudley**, “Broadband and nearly-flat parametric gain in single-mode fibers”, dans *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe / CLEO-Europe’2000, paper CTuI2* (10-15 septembre 2000, Nice, France).
- [38] **L. Provino, A. Mussot, E. Lantz, T. Sylvestre et H. Maillotte**, “Broadband and flat parametric gain with a single low-power pump in a multi-section fiber arrangement”, dans *Optical Fiber Communication / OFC’2002, paper TuS2*, pp. 125–126 (17-22 mars 2002, Anaheim, Californie).
- [39] **L. Provino, A. Mussot, E. Lantz, T. Sylvestre et H. Maillotte**, “Broadband and flat parametric gain with a single pump in a multi-section nonlinear fiber arrangement”, dans *Conference on Lasers and Electro-Optics / CLEO’2002, paper CThO32* (19-24 mai 2002, Long Beach, Californie).
- [40] **L. Provino, A. Mussot, T. Sylvestre, E. Lantz et H. Maillotte**, “Broadband and flat parametric amplifiers using a multi-section dispersion-tailored nonlinear fiber arrangement”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**, pp. 1532–1537 (2003).
- [41] **S. E. French et J. L. Blows**, “Continuous wave optical parametric amplifier with flattened gain”, dans *Optical Amplifiers and their Applications*, (N. E. Jolley, J.D. Minelli et Y. Nakano, eds., Vol. 60 of OSA Trends in Optics and Photonics, Optical Society of America, Washington D. C., 2001, Postdeadline paper PD7).
- [42] **M. E. Marhic, Y. Park, F.S. Yang et L. G. Kazovsky**, “Broadband fiber-optical parametric amplifiers and wavelength converters with low-ripple Chebyshev spectra”, *Opt. Lett.*, **21**, pp. 1354–1356 (1996).
- [43] **S. Radic, C. McKinstrie, R. Jopson et J. Centanni**, “Continuous wave fiber parametric amplifier with 41.5 nm of flat gain”, dans *Optical Fiber Communications conference / OFC’2004, papier TuC4*, (22-27 Février 2004, Los Angeles, Californie).

- [44] **M. Marhic, K. Wong, K. Shimizu, M. Ho, L. Kalogerakis, L. Kazovsky**, “92% pump depletion in a continuous-wave one-pump fiber optical parametric amplifier”, *Opt. Lett.*, **26**, pp. 620–622 (2001).
- [45] **K. Wong, K. Shimizu, M. Marhic, K. Uesaka, G. Kalogerakis, L. Kazovsky**, “Continuous-wave fiber optical parametric wavelength converter with +40 -dB conversion efficiency and a 3.8-dB noise figure”, *Opt. Lett.*, **28**, pp. 692–694 (2003).
- [46] **P. Kylemark, P. Hedekvist, H. Sunnerud, M. Karlsson et P. Andrekson**, “Noise characteristics of fiber optical parametric amplifiers”, *J. Lightwave Technol.*, **22**, pp. 409–416 (2004).
- [47] **P. Kylemark, T. Touroundis, P. O. Hedekvist, H. Sonnerud et P. A. Andrekson**, “Noise figure characterisation of fiber optical parametric amplifiers”, dans *European Conference on Optical Communications / ECOC'2003, papier We1.6.4*, (9-14 septembre 2003, Rimini, Italie).
- [48] **P. Voss et P. Kumar**, “Raman-noise-induced noise-figure limit for χ^3 parametric amplifiers”, *Opt. Lett.*, **29**, pp. 445–447 (2003).
- [49] **J. A. Levenson, I. Abrahm, P. Grangier et T. Rivera**, “Reduction of quantum noise in optical parametric amplification”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **10**, pp. 2233–2238 (1993).
- [50] **W. Imajuku et A. Takada**, “Gain characteristics of coherent optical amplifiers using a Mach-Zender interferometer with Kerr media”, *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**, pp. 1657–1665 (1999).
- [51] **T. Touroundis, H. Sunnerud, P.O. Hedekvist et P.A. Andrekson**, “Amplification of WDM signals in fiber-based optical parametric amplifier”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **15**, pp. 1061–1063 (2003).
- [52] **J.M. Chavez Boggio, P. Dainese et H.L. Fragnito**, “Performance of a two-pump fiber optical parametric amplifier in a 10 Gb/s×64 channel dense wavelength division multiplexing system”, *Opt. Commun.*, **8**, pp. 527–537 (2003).
- [53] **J. L. Blows et P.F. Hu**, “Cross-talk-induced limitations of two pump optical parametric amplifiers”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **21**, pp. 989–995 (2004).
- [54] **F.A. Callegari, J.M. Chavez Boggio et H.L. Fragnito**, “Spurious four-wave mixing in two-pump fiber-optic parametric amplifiers”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **16**, pp. 434–436 (2004).
- [55] **M. Marhic, K. Wong et L. Kazovski**, “Fiber optical parametric amplifiers with linearly or circularly polarized waves”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**, pp. 2425–2433 (2003).
- [56] **T. Tanemura et K. Kikuchi**, “Unified analysis of modulational instability induced by cross-phase modulation in optical fibers”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**, pp. 2502–2514 (2003).
- [57] **Q. Lin et G. Agrawal**, “Vector theory of four wave mixing: polarization effects in fiber-optic parametric amplifiers”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **21**, pp. 1216–1224 (2004).
- [58] **K. Wong, M. Marhic, K. Uesaka et L. Kazovski**, “Polarization-independent one-pump fiber-optical parametric amplifier”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **14**, pp. 1506–1508 (2002).

-
- [59] **K. Wong, M. Marhic, K. Uesaka et L. Kazovski**, “Polarization-independent two-pump fiber-optical parametric amplifier”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **14**, pp. 911–913 (2002).
- [60] **T. Hasegawa, K. Inoue et K. Oda**, “Polarization independent frequency conversion by fiber four wave mixing with a polarisation diversity technique”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **5**, pp. 947–949 (1993).
- [61] **T. Luo, C. Yu, L. Yan, Z. Pan, Y. Wang, Y. Song et A. Willner**, “Polarisation-insensitive single-pump optical parametric amplifier by depolarisation of the pump”, dans *Optical Fiber Communications conference / OFC'2004, papier TuC1*, (22-27 Février 2004, Los Angeles, Californie).
- [62] **J. Hansryd et P. A. Andrekson**, “Broad-band continuous wave pumped fiber optical parametric amplifier with 49-dB gain and wavelength conversion efficiency”, *IEEE Photon. Technol. Letters*, **13**, pp. 194–196 (2001).
- [63] **J. Hansryd, P. A. Andrekson, M. Westlund, J. Li et P. Hedekvist**, “Fiber-based optical parametric amplifiers and their applications”, *IEEE. J. Select. Topics. Quantum Electron.*, **8**, pp. 506–520 (2001).
- [64] **M. Westlund, J. Hansryd, P. A. Andrekson et S. N. Knudsen**, “Transparent wavelength conversion in fiber with 24 nm pump tuning range”, *Electron. Lett.*, **38**, pp. 85–86 (2002).
- [65] **M. N. Islam et O. Boyraz**, “Fiber parametric amplifiers for wavelength band conversion”, *IEEE. J. Select. Topics. Quantum Electron.*, **8**, pp. 527–537 (2002).
- [66] **C. J. S. de Matos, D. A. Chestnut, P. C. Reeves-Hall et J. R. Taylor**, “Continuous-wave-pumped Raman-assisted fiber optical parametric amplifier and wavelength converter in conventional dispersion-shifted fiber”, *Opt. Lett.*, **26**, pp. 1583–1585 (2001).
- [67] **K. Inoue**, “Suppression of level fluctuation without extinction ratio degradation based on output saturation in higher order optical parametric interaction in fiber”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **13**, pp. 338–340 (2001).
- [68] **Y. Su, L. Wang, A. Agarwal et P. Kumar**, “All-optical limiter using gain flattened fibre parametric amplifier”, *Electron. Lett.*, **36**, pp. 1103–1105 (2000).
- [69] **E. Ciaramella and F. Curti and S. Trillo**, “All-optical signal reshaping by means of four-wave mixing in optical fibers”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **13**, pp. 142–144 (2001).
- [70] **J. Li, J. Hansryd, P. Hedekvist, P. A. Andrekson et S. N. Knudsen**, “300-Gb/s eye-diagram measurement by optical sampling using fiber-based parametric amplification”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **13**, pp. 987–989 (2001).
- [71] **P. O. Hedekvist et P. A. Andrekson**, “Demonstration of fibre four-wave mixing optical demultiplexing with 19 dB parametric amplification”, *Electron. Lett.*, **32**, pp. 830–831 (1996).
- [72] **A. Mussot, A. Durécu-Legrand, E. Lantz, C. Simonneau, D. Bayard, H. Maillotte et T. Sylvestre**, “Impact of pump phase modulation of the gain of fiber optical parametric amplifiers”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **16**, pp. 1289–1291 (2004).

- [73] **A. Durécu-Legrand, C. Simonneau, D. Bayart, A. Mussot, E. Lantz, T. Sylvestre et H. Maillotte**, “System impact of pump phase modulation for fiber optical parametric amplifiers”, dans *Optical Fiber Communications conference / OFC’2004, papier TuC4*, (22-27 Février 2004, Los Angeles, Californie).
- [74] **A. Durécu-Legrand, C. Simonneau, D. Bayart, A. Mussot, E. Lantz, T. Sylvestre et H. Maillotte**, “Impact of pump phase modulation on system performance of Fiber Optical Parametric Amplifiers”, *Electron. Lett.*, **soumis (2004)**.
- [75] **K. Wong, M. Marhic et L. Kazovsky**, “Phase-conjugate pump dithering for high-quality idler generation in a fiber optical parametric amplifier”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **15**, pp. 33–35 (2003).
- [76] **M. Ho, M. Marhic, K. Wong et L. Kazovsky**, “Narrow-linewidth idler generation in fiber four-wave mixing and parametric amplification by dithering two pumps in opposition of phase”, *J. Lightwave Technol.*, **20**, pp. 469–476 (2002).
- [77] **A. Durécu-Legrand, C. Simonneau, D. Bayart, A. Mussot, E. Lantz, T. Sylvestre et H. Maillotte**, “Analysis of the noise figure in fiber optical parametric amplifiers”, *IEEE Photon. Technol. Letters*, **en préparation (2004)**.
- [78] **A. Legrand, C. Simonneau, D. Bayart et A. Mussot**, “Noise figure reduction in two-stage parametric amplifier by idler filtering”, dans *European Conference on Optical Communications / ECOC’2003, papier We1.6.5*, (9-14 septembre 2003, Rimini, Italie).
- [79] **A. Legrand, C. Simonneau, D. Bayart, A. Mussot, E. Lantz, T. Sylvestre et H. Maillotte**, “Optimization of pump-signal spectral shift in a fiber parametric amplifier to minimize crosstalk in wavelength-division multiplexed transmissions”, ().
- [80] **R.H. Stolen et J.E. Bjorkholm**, “Parametric amplification and frequency conversion in optical fibers”, *IEEE J. Quantum Electron.*, **18**, pp. 1062–1072 (1982).
- [81] **T. Sylvestre, H. Maillotte, E. Lantz et F. Devaux**, “Pump-power-dependant gain for small-signal parametric amplification in birefringent fibres”, *Opt. Commun.*, **191**, pp. 245–251 (2001).
- [82] **S. B. Cavalcanti, J. C. Cressoni, H. R. da Cruz et A. S. Gouveia-Neto**, “Modulation instability in the region of minimum group-velocity dispersion of single mode optical fibers via an extended nonlinear Schrödinger equation”, *Phys. Rev. A*, **43**, pp. 6162–6165 (1991).
- [83] **D. Gindre, H. Maillotte, J. Monneret, E. Lantz et C. Froehly**, “Coherent picosecond parametric amplification through a Kerr-induced index grating in a single-mode fiber”, *Opt. Commun.*, **112**, pp. 75–79 (1994).
- [84] **A. Hasegawa et W. F. Brinkman**, “Tuneable IR and FIR sources utilising modulation instability”, *IEEE J. Quantum Electron.*, **16**, pp. 694–697 (1980).
- [85] **K. Tai, A. Hasegawa et A. Tomita**, “Observation of modulational instability in optical fibers”, *Phys. Rev. Lett.*, **56**, pp. 135–138 (1986).
- [86] **S. Wabnitz**, “Modulational polarisation instability of light in a nonlinear birefringent dispersive medium”, *Phys. Rev. A*, **38**, pp. 2018–2021 (1988).
- [87] **S. Trillo, S. Wabnitz, R. H. Stolen, G. Assanto, C. T. Seaton et G. I. Stegeman**, “Experimental observation of polarisation instability in a birefringent optical fiber”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, pp. 238–249 (1989).

-
- [88] **J. E. Rothenberg**, “Modulational instability for normal dispersion”, *Phys. Rev. A*, **42**, pp. 682–685 (1990).
- [89] **P. D. Drummond, T. A. B. Kennedy, J. M. Dudley, R. Leonhardt et J. D. Harvey**, “Cross-phase modulation instability in high-birefringence fibers”, *Opt. Commun.*, **78**, pp. 137–142 (1990).
- [90] **S. Pitois et G. Millot**, “Experimental observation of a new modulational instability spectral window induced by fourth-order dispersion in a normally single-mode optical fiber”, *Opt. Commun.*, **226**, pp. 415–422 (2003).
- [91] **K. Tai, A. Tomita, J. L. Jewell et A. Hasegawa**, “Generation of subpicosecond solitonlike optical pulses at 0.3 THz repetition rate by induced modulation instability”, *Appl. Phys. Lett.*, **49**, pp. 236–238 (1986).
- [92] **E. A. Golovchenko et A. N. Pilipetskii**, “Unified analysis of four-photon mixing, modulation instability and stimulated Raman scattering under various polarization conditions in fibers”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **11**, pp. 92–101 (1994).
- [93] **E. Lantz, D. Gindre, H. Maillotte et J. Monneret**, “Phase matching for parametric amplification in a single-mode birefringent fiber : influence of the non-phase-matched waves”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, pp. 116–125 (1997).
- [94] **K. Inoue et T. Mukai**, “Signal wavelength dependence of gain saturation in a fiber optical parametric amplifier”, *Opt. Lett.*, **26**, pp. 10–12 (2001).
- [95] **M. Eiselt, R. Jopson et R. Stolen**, “Nondestructive position-resolved measurement of the zero-dispersion wavelength in an optical fiber”, *J. Lightwave Technol.*, **15**, pp. 135–143 (1997).
- [96] **M. Karlson**, “Four-wave mixing in fibers with randomly varying zero-dispersion wavelength”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **15**, pp. 2269–2274 (1998).
- [97] **A. Legrand, C. Simonneau, D. Bayart, A. Mussot, E. Lantz, T. Sylvestre et H. Maillotte**, “Impact of the longitudinal variations of the chromatic dispersion on the gain of fiber parametric amplifiers”, dans *Optical Amplifiers and their Applications / OAA'2003, papier WD2*, (6-9 Juillet 2003, Otaru, Japon).
- [98] **M. Farahmand et M. de Sterke**, “Parametric amplification in presence of dispersion fluctuations”, *Opt. Express.*, **12**, pp. 136–142 (2004).

Étude théorique des amplificateurs
paramétriques à fibre optique pour
des applications en
télécommunications à haut débit

Le principal objectif de nos travaux théoriques est de modéliser de façon la plus réaliste possible (dans une configuration scalaire) un FOPA à une pompe afin d'étudier ses performances et les pénalités propres qu'il peut apporter dans des systèmes de télécommunications actuels. Dans un premier temps, nous caractériserons l'impact de la modulation de phase de la pompe sur la qualité d'amplification de signaux tout d'abord monochromatiques puis de signaux modulés en intensité de type NRZ. Nous démontrerons que cette modulation de phase induit une distorsion de gain parasite qui dépend de la dérivée temporelle de la phase de la pompe. Nous montrerons ensuite que ces distorsions ne sont pas complètement lissées par les fluctuations de la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre et nous proposerons plusieurs solutions pour les minimiser ou s'en affranchir.

La figure de bruit de ce type d'amplificateur est ensuite étudiée. Nous montrons que la dégradation de la NF d'un FOPA est due au bruit d'ASE résiduelle de la pompe qui se transfère sur le signal à amplifier et aux distorsions de gain liées à la modulation de phase de la pompe dont nous venons de parler. De plus, nous montrons qu'une mesure correcte de la NF d'un FOPA doit être effectuée dans le domaine des radio-fréquences et que des mesures optiques classiques sont mal adaptées.

Puis nous caractériserons les FOPAs dans le cadre d'amplification de signaux multiplexés en longueur d'onde puisque ses larges bandes de gain disponibles semblent particulièrement adaptées à ce type de signaux multiplexés. Nous verrons qu'un FOPA induit une diaphonie spécifique sur les canaux par interactions entre la pompe et les signaux et qu'il existe une position spectrale optimale des signaux par rapport à la pompe pour limiter les interactions parasites pompe-signaux. De même un choix optimum de β_3 permet d'optimiser globalement la qualité d'amplification d'un FOPA.

3.1 Mise en œuvre expérimentale pour des applications en télécommunications

Par rapport à un cadre théorique nécessairement "édulcoré" de tout effet parasite et par rapport aux premières expériences démontrant la faisabilité physique, qui utilisaient toutes sans exception des pompes impulsionnelles où modulées temporellement [1–6], l'adaptation de l'amplification paramétrique au cahier des charges imposé par les besoins des télécommunications optiques, implique plusieurs modifications. Tout d'abord, l'utilisation de pompes continues temporellement pour ne pas avoir à synchroniser la pompe et les signaux lors du processus d'amplification. Puis, compte tenu des puissances des pompes, typiquement de l'ordre du watt, les pompes des FOPAs sont sensibles à la SBS et c'est pourquoi il faut mettre en œuvre une technique qui permet de s'affranchir de son effet néfaste. C'est le premier objectif à atteindre pour envisager une utilisation des FOPAs dans une configuration en télécommunications, et nous répertorions les principales techniques de suppression de la SBS dans le paragraphe suivant.

3.1.1 Suppression de la diffusion Brillouin stimulée

La suppression de la SBS se comprend facilement au vu de l'expression 1.14 (page 15). Pour augmenter la puissance seuil Brillouin, soit on augmente la largeur du gain Brillouin

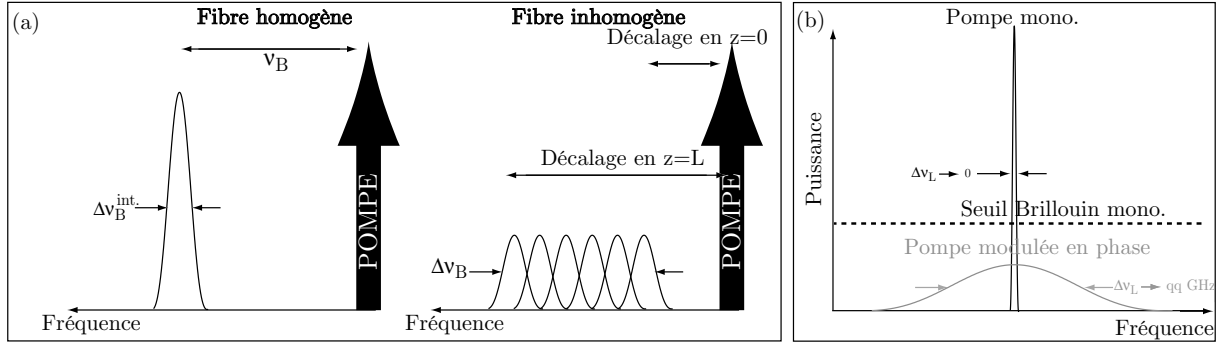


Fig. 3.1 – Schémas illustrant la suppression de la SBS dans une fibre optique. (a) En augmentant la largeur spectrale du gain Brillouin et (b) en augmentant la largeur spectrale de la pompe.

accumulé au cours de la propagation¹ ($\Delta\nu_B$), soit on augmente celle du laser ($\Delta\nu_L$). Les figures 3.1-(a) et (b) illustrent ces deux techniques. En jouant sur l'homogénéité longitudinale des caractéristiques opto-géométriques de la fibre, on modifie le décalage Brillouin ($\nu_B(z)$) au cours de la propagation, ce qui revient à réduire l'amplification de l'onde Stokes Brillouin rétrodiffusée (fig. 3.1-(a)). L'énergie issue du processus Brillouin est alors répartie sur une plus grande plage spectrale ($\Delta\nu_B > \Delta\nu_B^{int}$) diminuant ainsi la valeur de la puissance crête de l'onde Stokes associée, et donc la puissance seuil. Par contre, en modulant en phase la pompe le shift Brillouin est fixe et cette fois on modifie la répartition spectrale de la puissance de pompe. Comme l'illustre la figure 3.1-(b), dans le cas d'une pompe monochromatique dont la puissance est supérieur au seuil Brillouin, la modulation de phase réduit la densité spectrale de puissance de la pompe et lorsque la fréquence de modulation est suffisante (i.e. la largeur spectrale de la pompe, $\Delta\nu_L$), on est alors insensible à la SBS puisque toutes les composantes spectrales de la pompe sont inférieures à la valeur de seuil Brillouin d'une pompe monochromatique².

3.1.1.1 En augmentant la largeur spectrale du gain Brillouin

Différentes méthodes, toutes basées sur le même principe, sont rapportées dans la littérature pour élargir le spectre du gain Brillouin [7–10] de largeur intrinsèque de l'ordre de 50 MHz dans une fibre optique classique. Si on modifie la répartition longitudinale du dopage [7], du rayon de coeur de la fibre [8], de la température [10], ou si l'on applique une distribution de contraintes sur la fibre [9], on modifie la valeur du décalage Brillouin. La largeur spectrale globale du gain est accrue grâce à cette accumulation de décalages fréquentiels. Ces méthodes offrent des résultats satisfaisants mais sont à priori mal adaptées pour réaliser de l'amplification paramétrique dans ces fibres parce qu'elles induisent inévitablement des variations longitudinales des caractéristiques de dispersion chromatique de la fibre, en particulier sa longueur d'onde de dispersion nulle. Remarquons toutefois que dans la Ref. [10], il est démontré expérimentalement que le processus de mélange à quatre ondes n'est quasiment pas

1. Si la fibre est homogène $\Delta\nu_B = \Delta\nu_B^{int}$.

2. On peut également le comprendre avec une approche temporelle du phénomène. La modulation de phase temporelle de la pompe se répercute sur la phase des ondes hypersonores qui ne peuvent alors interférer efficacement pour générer le réseau d'indice de diffraction. La rétro-diffusion de l'onde Stokes est donc peu efficace.

affecté pour une modification de la répartition longitudinale de la température ($\Delta T \simeq 100^\circ\text{C}$). Par ailleurs, Kovalev [11] a récemment démontré que la largeur spectrale du gain Brillouin augmente avec l'ouverture numérique des fibres optiques. Ainsi, les fibres photoniques, qui peuvent posséder des coefficients non-linéaires 10 à 100 fois plus importants que ceux des fibres classiques sont très intéressantes, car elles seraient moins sensibles à la SBS que les fibres classiques ou que les fibres fortement non-linéaires en raison de leur grande ouverture numérique. Peu d'étude existent actuellement sur la SBS dans les fibres photoniques [12, 13] et des travaux sont actuellement en cours au sein de notre équipe afin de mieux quantifier les couplages photons-phonons dans une fibre photonique [14].

3.1.1.2 En augmentant la largeur spectrale de la pompe

Ce type de procédure est de loin le plus répandu pour éliminer la SBS lorsque l'on veut par la suite réaliser une amplification paramétrique efficace [15–17], c'est à dire, conserver une onde pompe de puissance importante et continue. L'élargissement du spectre de la pompe initialement très fine spectralement à des valeurs de quelques gigahertz typiquement, est réalisé en modulant la pompe en fréquence ou en phase. L'efficacité de ces deux méthodes est comparée dans les Refs. [18, 19]. Il est montré que la modulation de phase par une séquence binaire "périodique" génère des spectres discrets tandis qu'avec une séquence pseudo-aléatoire (PRBS), le spectre d'une onde modulée en phase est continu. C'est pourquoi une simple modulation de phase ou de fréquence par une séquence binaire "périodique" permet d'augmenter la puissance seuil Brillouin jusqu'à des valeurs finies ($\times 4$ pour la modulation de fréquence, $\times 2,5$ pour la modulation de phase) tandis que la modulation de phase par des séquences PRBS, de fait la plus utilisée actuellement dans les expériences, permet un accroissement de ce seuil proportionnellement à la fréquence de modulation. On peut alors appliquer la relation 1.14 (page 15) pour des fréquences de modulation supérieures à $\Delta\nu_B$. Par ailleurs, Hansryd *et al.* [16] optent pour un format de modulation original en combinant quatre générateurs sinusoïdaux (100, 310, 910 et 2700 MHz) pour obtenir un spectre discret composé de 3^4 raies séparées de 100 MHz [20]. Une autre méthode originale a été récemment proposée par Blows *et al.* [17] : elle consiste à moduler en fréquence directement le courant de commande de la diode laser de pompe par des signaux créneaux de 333 kHz, pour obtenir une largeur spectrale de 6 GHz. Notons que Marhic a souvent utilisé la modulation d'amplitude à la fois pour obtenir de fortes puissances crêtes et pour supprimer la SBS. On comprend facilement dans ce cas que si la durée de l'impulsion pompe est inférieure à la durée de vie du phonon acoustique (de 10 à 20 ns), la SBS n'est pas générée mais ce type de modulation n'est pas applicable dans un contexte systèmes pour l'amplification paramétrique.

3.1.2 Modélisation numérique

3.1.2.1 Configuration de FOPA étudiée

Afin de rationaliser au mieux l'étude théorique présentée dans ce chapitre, une configuration de base typique d'un FOPA a été adoptée. Nous avons ainsi choisi les paramètres opto-géométriques listés dans la légende de la figure 3.2 pour évaluer les performances des différentes pompes simulées dans cette étude. Ces paramètres associés à une pompe conti-

nue de puissance 500 mW ($\simeq 27$ dBm³) et dont la longueur d'onde est égale à la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre, permettent d'obtenir une bande de gain paramétrique de 74 nm, comprise entre 9 dB et 17 dB (Fig. 3.2). La courbe représentée sur la figure 3.2, obtenue avec la relation 2.3.1 (page 30) issue de la théorie du FWM, constituera la courbe de référence⁴. Nous avons calculé le gain de sortie en dB dans l'espace réciproque à la fréquence du signal tel que $G_S = 10 \times \text{Log} \left(\frac{P_{\text{sig.}}^{\text{out}}}{P_{\text{sig.}}^{\text{in}}} \right)$. La SRS n'est pas prise en compte, et nous traiterons uniquement des configurations dans lesquelles le signal possède une polarisation colinéaire à celle de la pompe.

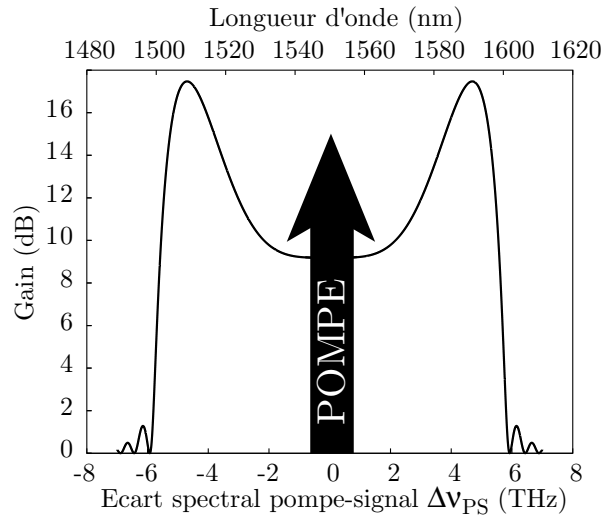


Fig. 3.2 – Courbe de gain de référence obtenue avec les paramètres suivants: $P_P=500$ mW, $\gamma = 18 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$, $L=300$ m, $\beta_2 = 0 \text{ s}^2.\text{m}^{-1}$ (i.e. $\lambda_P=\lambda_0=1550$ nm) et $\beta_4 = -2,85 \times 10^{-55} \text{ s}^4.\text{m}^{-1}$. Les pertes linéaires sont négligées en raison de la faible longueur de fibre.

Le choix d'une longueur d'onde de pompe égale au λ_0 de la fibre permet d'obtenir la bande spectrale d'amplification la plus étendue possible pour cette fibre et cette puissance de pompe. Ainsi, pour l'amplification de canaux WDM, cette configuration permet d'amplifier des signaux, soit coté Stokes de la pompe sur une bande de 37 nm, soit coté anti-Stokes sur la même largeur de bande en raison de la génération de canaux complémentaires dans la bande idler symétrique qui pourraient interférer avec les signaux à amplifier. L'utilisation de la bande complète, soit 74 nm, serait envisageable à condition que les signaux soient positionnés asymétriquement par rapport à la fréquence de pompe. En effet, si l'écart spectral pompe-signal côté anti-Stokes ($\Delta\nu_{S1}$) et celui côté Stokes ($\Delta\nu_{S2}$) sont identiques, leurs idlers respectifs seront générés symétriquement par rapport à la pompe, ce qui correspond à la position d'un signal de départ. Nous avons trouvé empiriquement que la position idéale de signaux WDM par rapport à la pompe doit suivre la loi suivante. Pour que les signaux de

3. $P_{\text{(dBm)}} = 10 \times \log \left[\frac{P_{\text{(W)}}}{1 \text{ mW}} \right]$.

4. Notons que nous obtenons exactement la même courbe de gain en régime de petits signaux, en intégrant numériquement la NLSE avec la méthode de Fourier itérative, que ce soit avec une pompe monochromatique ou avec des pompes modulées en phase (PRBS ou multi-sinusoidales) dont la largeur spectrale est de quelques GHz. Le cas où la fréquence de modulation est largement supérieure à cette limite imposée par la suppression de la SBS sera traité dans le paragraphe 5.4.6 page 142.

départ et les idlers générés par le FOPA soient espacés de $\frac{1}{2}\Delta\Omega_{\text{WDM}}$ ⁵ en sortie d'amplificateur afin de minimiser la diaphonie inter-canaux, il faut que ces deux relations soient vérifiées : $\Delta\nu_{S2} - \Delta\nu_{S1} = \Delta\Omega_{\text{WDM}}$ et $\Delta\nu_{S1} = \frac{1}{4}\Delta\Omega_{\text{WDM}}$.

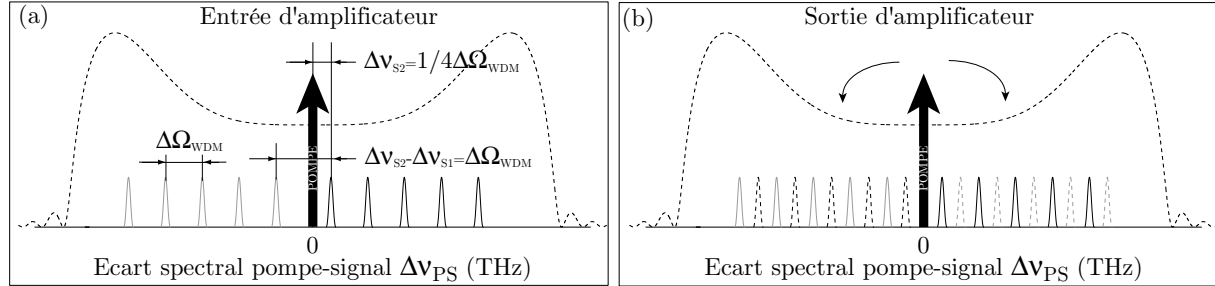


Fig. 3.3 – Utilisation de la bande complète de la bande passante d'un FOPA. (a) En traits pleins gris les signaux d'entrée côté anti-Stokes et en traits pleins noirs les signaux d'entrée côté Stokes. (b) Signaux et idlers (traits en pointillés) en sortie d'amplificateur.

La figure 3.3-(a) représente les signaux en entrée d'amplificateur, en gris pour le côté anti-Stokes et en noir pour le côté Stokes. Sur la figure 3.3-(b) on constate que tous les idlers (en pointillés) et tous les signaux sont espacés de $\frac{1}{2}\Delta\Omega_{\text{WDM}}$. Ainsi, on parvient à "remplir" toute la bande spectrale d'un FOPA en minimisant la diaphonie entre les canaux.

3.1.2.2 Modélisation de la modulation de phase

Soit l'onde pompe décrite par la relation suivante :

$$A(t) = \sqrt{P_P} \times \exp [i (\Omega_P t + m \times x(t))] \quad (3.1)$$

avec P_P la puissance moyenne de la pompe, Ω_P sa pulsation, m l'indice (ou la profondeur) de modulation et $x(t)$ le signal modulant compris entre 0 et 1. Lorsque le signal modulant est composé d'une seule fréquence, relation du type $x(t) = \sin(2\pi \times \text{FM} \times t)$ avec FM la fréquence de modulation, le spectre de la pompe est composé de n raies spectrales autour de la fréquence de pompe, séparées par la valeur de la fréquence de modulation et dont l'amplitude est fixée par la valeur de l'indice de modulation. Avec plusieurs fréquences de modulation, le spectre de la pompe est composé de raies discrètes vérifiant la relation $k\omega_1 + l\omega_2 + n\omega_3 + \dots$, avec k, l, n des entiers compris entre $-\infty$ et $+\infty$, dont les amplitudes sont pondérées par les valeurs des indices de modulation. Dans le cas d'une modulation par une séquence binaire unique, succession périodique de 1 et de 0, on montre que le spectre de la pompe ne comporte que des raies de fréquences $(2n+1) \times \text{FM}$ autour de la fréquence centrale, avec n un entier compris entre $-\infty$ et $+\infty$, et dont les amplitudes dépendent de la valeur de l'indice de modulation [21].

Pour tous les formats de modulation et les types de pompes utilisés dans la suite de ce rapport, nous avons évalué la résistance à la SBS à partir de la relation 1.14 (page 15). Pour une pompe monochromatique ($\Delta\nu_L \rightarrow 0$), injectée dans une fibre homogène ne subissant aucune contrainte physique, cette relation devient :

$$P_{\text{Mono.}}^{\text{Thr}} = \frac{21KA_{\text{eff}}}{g_B L_{\text{eff}}} \quad (3.2)$$

5. Avec $\Delta\Omega_{\text{WDM}}$ l'écart spectral entre deux signaux WDM.

Pour la configuration typique de FOPA décrite dans le paragraphe précédent, la puissance seuil Brillouin vaut 25 mW ($\simeq 14$ dBm) pour une composante monochromatique⁶, soit un vingtième de la puissance de pompe, ce qui rend le FOPA complètement inopérant.

La relation 1.14 (page 15) permet en revanche d'évaluer la puissance seuil Brillouin pour une onde modulée dont le spectre est continu et de largeur $\Delta\nu_L$ supérieure à $\Delta\nu_B$. Pour des pompes continues modulées en phase de 500 mW de puissance (PRBS par exemple), leur largeur spectrale doit donc être au minimum de 2 GHz⁷ pour pouvoir s'affranchir du SBS dans l'amplificateur typique décrit ici.

Plusieurs travaux [22, 23] ont permis d'expliquer le comportement du SBS pour des pompes dont les spectres sont étalés mais discrets, c'est à dire entre ces deux limites. Dans le cas d'une pompe modulée par une séquence binaire, par exemple si l'écart entre deux composantes spectrales est supérieur à au moins une fois la largeur du gain Brillouin, celles-ci se comportent de façon indépendante. Dans ce cas, la résistance à la SBS est traitée pour chaque composante, considérée comme des ondes monochromatiques indépendantes (Equ. 3.2). Par contre, si leur séparation spectrale est inférieure à cette limite, nous ne nous situons plus dans le cas de n ondes monochromatiques indépendantes, ni dans le cas d'une onde à spectre continu. Deux raies voisines peuvent apporter leur contribution à la même onde Stokes Brillouin et, suivant la valeur de leur phase relative, accentuer ou diminuer sa croissance. Ni la relation 1.14 (page 15), ni la relation 3.2 ne sont valables dans cette situation. Ceci signifie que, dans notre configuration de FOPA et dans tous les schémas de modulation générant un spectre de pompe discret de largeur totale $\Delta\nu_L$, avec un espacement entre composantes supérieur à environ 100 MHz ($\Delta\nu_B$), la relation 1.14 (page 15) reste valable à condition que chaque composante monochromatique ait une puissance inférieure à 25 mW.

3.1.2.2.1 Modulation par une séquence PRBS

Une séquence PRBS est un mot binaire aléatoire dont le temps bit correspond à l'inverse de la fréquence de modulation.

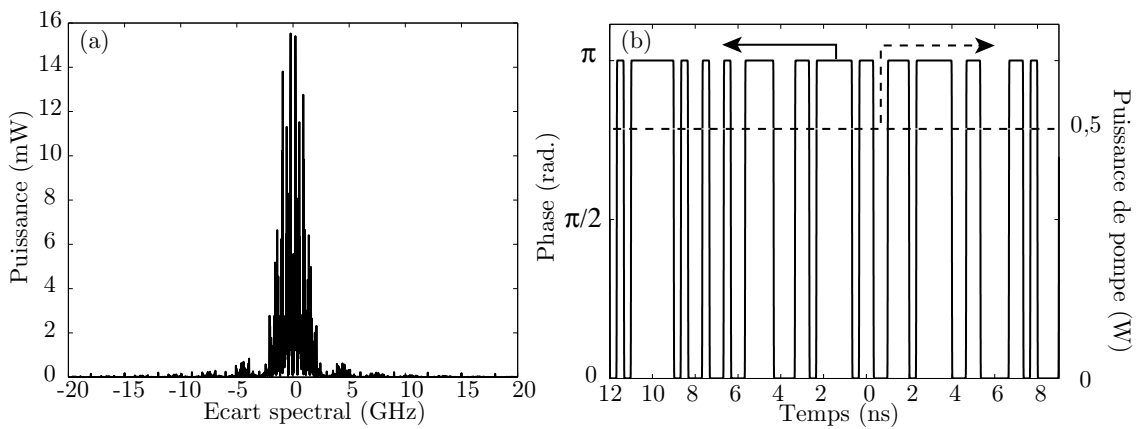


Fig. 3.4 – (a) Spectre d'une pompe modulée par une séquence PRBS à 3 GHz avec $m = \pi$ et $t_m = 25$ ps, (b) séquence PRBS en traits pleins et puissance de pompe entrainés pointillés.

6. $L = 300$ m et $A_{\text{eff}} = 12 \mu\text{m}^2$

7. avec $g_B = 5.10^{-11}$ m/W, $K = 3/2$, $A_{\text{eff}} = 12 \mu\text{m}^2$, $L_{\text{eff}} = 300$ m et $\Delta\nu_B = 100$ MHz, paramètres réalistes pour une fibre fortement non-linéaire.

En théorie pour un mot infini, toutes les fréquences inférieures à la fréquence de modulation sont présentes dans le spectre et, pour un indice de modulation valant π , on obtient un spectre continu dont la largeur à mi-hauteur est égale à la fréquence de modulation [18]. La figure 3.4-(a) représente le spectre correspondant à la séquence PRBS de la figure 3.4-(b). La fréquence de modulation vaut 3 GHz et les temps de montée 10%/90% valent 27 ps, valeur typique d'un modulateur de phase [24].

3.1.2.2.2 Modulation par plusieurs sinusoïdes

En modulant une pompe continue avec plusieurs fréquences analogiques, on parvient à répartir la puissance de pompe sur un très grand nombre de composantes spectrales discrètes. Si la fréquence de modulation la plus basse est supérieure à la largeur spectrale du gain Brillouin, on peut considérer l'action de chaque composante spectrale sur la SBS indépendamment et ainsi comparer leur puissance à la puissance seuil d'une onde monochromatique (Equ. 3.2). En choisissant astucieusement les valeurs des fréquences et celles des indices de modulation respectifs, c'est à dire qu'en choisissant des fréquences modulations qui suivent une suite mathématique de raison ⁸ 3, on parvient à optimiser le remplissage du spectre de la pompe [20].

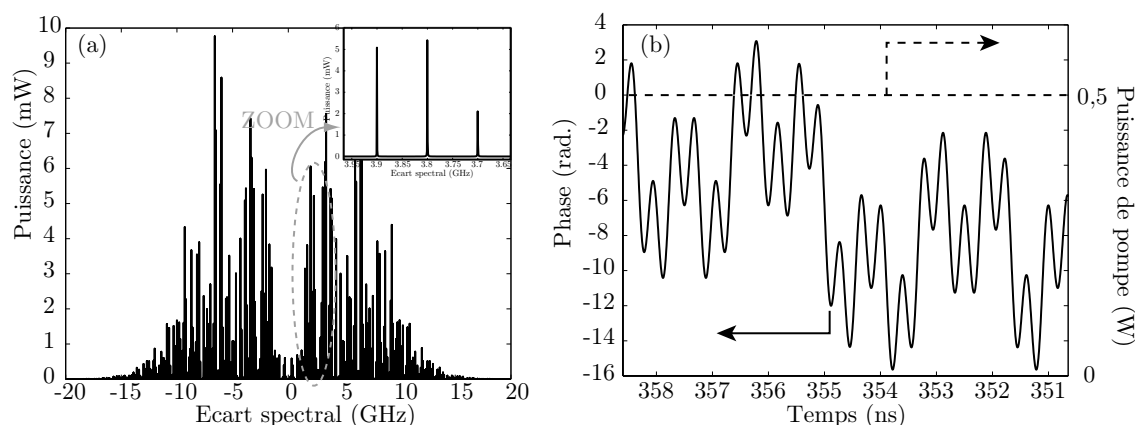


Fig. 3.5 – (a) Spectre d'une onde continue de 500 mW modulée par plusieurs sinusoïdes. (b) Phase de cette onde en trait continu et puissance en traits discontinus.

Nous avons simulé une pompe modulée par quatre modulateurs analogiques de 100 MHz, 300 MHz, 900 MHz et 2,7 GHz avec des indices de modulation de π , qui assurent la suppression du SBS car la composante de pompe la plus puissante vaut environ 10 mW (Fig. 3.5-(a)). Hansryd *et al.* [16, 20] ont d'ailleurs vérifié expérimentalement l'efficacité de cette technique, à la fois pour l'amplification paramétrique et la suppression du SBS.

3.1.2.2.3 Pompes continues intrinsèquement larges

Les pompes partiellement cohérentes de type lasers à fibre possèdent une longueur de cavité relativement importante, comprise entre quelques mètres et quelques centaines de

8. Le spectre d'une onde continue modulée par une sinusoïde est composé de fréquences qui sont un multiple pair de la fréquence de modulation.

mètres. En conséquence, ces lasers possèdent un grand nombre de modes longitudinaux⁹ et ont typiquement des largeurs spectrales de plusieurs GHz. Pour des longueurs classiques de cavités de lasers à fibre, l'intervalle spectral libre est très inférieur à la largeur spectrale du gain Brillouin. On ne peut donc plus considérer le cas de n ondes monochromatiques susceptibles d'engendrer indépendamment leur propre onde Stokes Brillouin (Equ. 3.2), car ces modes sont très proches et sont potentiellement capables de transférer leur énergie à la même onde Stokes Brillouin, selon la valeur de leurs phases relatives. Néanmoins, si la largeur spectrale totale de la source est supérieure à la largeur spectrale du gain Brillouin, et si la valeur de la phase respective des modes longitudinaux varie de façon aléatoire, la relation 1.14 (page 15) reste valable [25]. Ainsi, ces lasers à fibre, sources continues dont la puissance peut maintenant facilement dépasser le watt, et dont le spectre est intrinsèquement large, sont intéressants à évaluer car ils pourraient directement constituer des pompes très simples pour l'amplification avec lesquelles la SBS serait directement supprimée. Nous présenterons une étude complète sur ce type de sources dans le chapitre 5, en particulier, nous étudierons l'impact de leur cohérence partielle sur le processus d'amplification paramétrique.

3.1.2.3 Impact du format de modulation de la pompe sur le signal et l'idler

Pour une résistance à la SBS identique, la différence majeure entre un format de modulation PRBS $[0, \pi]$, où dans un cas parfait (temps de montées nuls) la phase de la pompe vaut soit 0 soit π , et d'autres formats de modulation (par exemple, multi-sinusoïde) où la phase de la pompe prend toutes les valeurs de phase intermédiaires s'observe sur l'idler. En effet, dans une configuration insensible à la phase, l'idler qui est généré quasiment instantanément dans l'amplificateur [26] vérifie la relation de phase suivante :

$$\varphi_I(t) = 2\varphi_P(t) - \varphi_S(t) \quad (3.3)$$

Avec $\varphi_{I,P,S}(t)$ les phases initiales de l'idler, de la pompe et du signal respectivement. L'idler subit donc toutes les variations de phase de la pompe et du signal qui se traduisent dans l'espace réciproque par un élargissement spectral [27]. Dans le cas spécifique d'une modulation de phase PRBS avec une profondeur de modulation de π , comme la phase de la pompe vaut soit 0, soit π la phase de l'idler s'écrit à chaque instant $\varphi_I(t) = \varphi_S(t)$ et l'idler conserve sa monochromaticité [15, 28]. Par contre, lorsque la phase de la pompe prend d'autres valeurs au cours du temps, comme dans le cas de la modulation de phase multi-sinusoïdale, l'idler subit ces variations de phase et perd sa monochromaticité. Notons que même dans le cas d'une pompe PRBS $[0, \pi]$, on observe un léger élargissement de l'idler en raison des temps de montée non-nuls du modulateur de phase de la pompe, ce qui implique que la phase de la pompe prend toutes les valeurs comprises entre 0 et π pendant ces brefs instants.

Nous avons simulé l'amplification d'un signal de $1 \mu\text{W}$ situé à 4,7 THz de la pompe la configuration de FOPA que nous venons de décrire dans le paragraphe 3.1.2.1 et dont la pompe est modulée par la séquence PRBS du paragraphe 3.1.2.2.1 (modulée à 3 GHz avec des temps de montée de 27 ps). Le spectre de sortie est représenté sur la figure 3.6-(a) et des zooms sur le signal et l'idler le sont sur les figures 3.6-(b) et (c) respectivement.

9. On exprime l'intervalle spectral libre par la relation suivante $\frac{c}{nL}$ avec n l'indice de réfraction et L la longueur du résonateur, soit pour un laser à fibre en anneaux de 100 m et un filtre de largeur spectrale de 0,1 nm, 6000 modes espacés de 2 MHz.

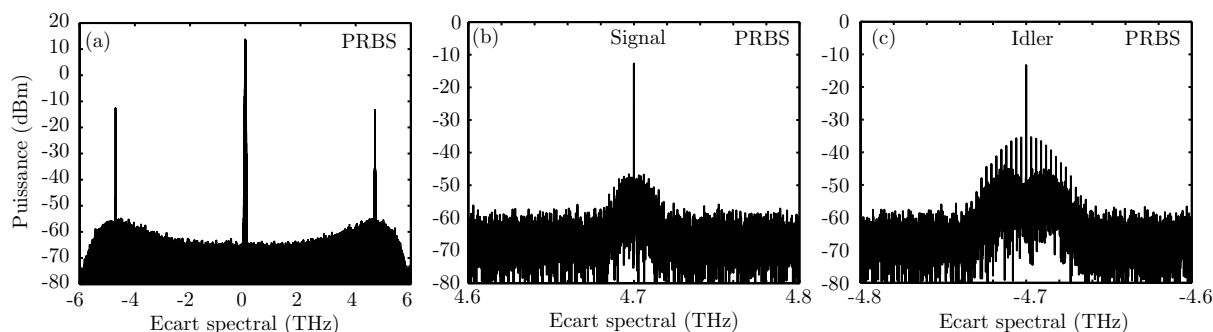


Fig. 3.6 – Spectres en sortie d’amplificateur avec une pompe PRBS de 3 GHz et de 27 ps de temps de montée. (a) Spectre complet, (b) zoom sur le signal et (c) zoom sur l’idler.

On remarque un léger piedestal de bruit autour du signal monochromatique qui est dû aux variations temporelles de phase de la pompe qui induisent une distorsion temporelle du gain d’amplification et que nous traiterons en détail dans le paragraphe 3.2. On le retrouve sur l’idler avec en plus l’effet néfaste des temps de montée du modulateur de phase sur la qualité de conversion [15].

Par contre dans le cas d’une pompe modulée plusieurs sinusoïdes (configuration décrite dans le paragraphe 3.1.2.2.2), on constate que le signal conserve toujours sa monochromaticité alors que l’idler s’est élargi d’une valeur égale à deux fois la largeur spectrale de la pompe [15, 28] (Figs. 3.7-(a) à (c)).

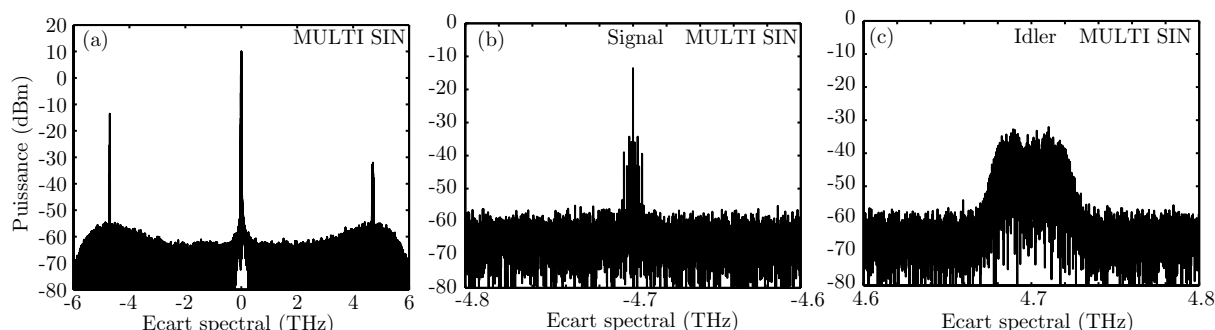


Fig. 3.7 – Spectres en sortie d’amplificateur avec une pompe modulée par les séquences sinusoïdales du paragraphe 3.1.2.2.2. (a) Spectre complet, (b) zoom sur le signal et (c) zoom sur l’idler.

Ainsi, lorsque les FOPAs sont utilisés en convertisseurs de fréquence, il est indispensable d’utiliser un format de modulation PRBS pour obtenir une bonne qualité d’amplification [15]. Dans les configurations de FOPA à deux pompes on utilise deux pompes en opposition de phase [28], pour réduire l’effets des temps de montée du modulateur de phase.

3.1.2.4 Bruit d’intensité de la pompe

Le bruit d’intensité de la pompe d’un FOPA joue un rôle important sur la qualité d’amplification des signaux à amplifier. En effet, il est transféré sur le signal à amplifier car le gain paramétrique dépend directement de la puissance de la pompe (Equ. 2.3.1 page 29). Ce transfert de bruit d’intensité, ou transfert de RIN, (RIN, Relative Intensity Noise) de la

pompe sur le signal [29] doit être pris en compte dans notre étude. On peut séparer le RIN de la pompe en trois composantes distinctes :

- Le bruit d'intensité intrinsèque du laser monochromatique de départ
- La modulation d'intensité parasite induite par le modulateur de phase
- L'amplification et le filtrage spectral de la pompe modulée en phase

Le bruit d'intensité intrinsèque du laser initial est généralement très faible (RIN de l'ordre de -160 dB/Hz) tout comme la modulation d'intensité parasite du modulateur de phase. On pourra donc les négliger devant le bruit induit par l'étage d'amplification-filtrage de la pompe. Nous incluerons le bruit d'intensité induit par l'amplification et le filtrage spectral de la pompe pour caractériser de façon réaliste la figure de bruit d'un FOPA.

3.2 Impact de la modulation de phase de la pompe sur l'amplification paramétrique

Les FOPA's sont considérés comme transparents au format de modulation des données car leur principe physique repose sur la réponse quasi-instantanée de l'effet Kerr optique. Or, l'utilisation de pompes continues dans les FOPA's nécessite, pour s'affranchir du SBS, de les moduler en phase. Dans cette partie, nous démontrons analytiquement [30] que la relation d'accord de phase intrinsèque au processus d'amplification paramétrique est affectée par cette modulation temporelle de phase de la pompe qui induit par conséquent de fortes variations de gain sur l'amplification de signaux continus. Nous étudions ensuite à l'aide d'une intégration numérique de l'équation de Schrödinger non linéaire l'effet néfaste de cette distorsion de gain temporelle sur l'amplification de signaux NRZ.

3.2.1 Modèle analytique

Le modèle analytique est basé sur le formalisme usuel d'instabilité de modulation [31] en y ajoutant un terme de phase supplémentaire qui prend en compte la modulation temporelle de la phase de la pompe. Tout d'abord, nous considérons l'ESNL (Equ. 1.16 page 17) qui peut s'écrire sous la forme suivante en absence de pertes :

$$j \frac{\partial A}{\partial z} = - \sum_{m=2}^4 j^m \frac{\beta_m}{m!} \frac{\partial^m A}{\partial \tau^m} - \gamma |A|^2 A \quad (3.4)$$

Avec A l'amplitude complexe lentement variable de la pompe, $\tau = t - z/v_g$ le temps exprimé dans un référentiel se déplaçant à la vitesse de groupe de l'onde pompe (v_g), m la dérivée d'ordre m de la constante de propagation et γ le coefficient non-linéaire. On suppose que la pompe modulée en phase est soumise à une faible perturbation, qu'on exprime par :

$$A(\tau, z) = \left(\sqrt{P_P} + u(\tau, z) \right) \times \exp [j(\gamma P_P z + \varphi(\tau))] \quad (3.5)$$

Où P_P est la puissance de pompe, $u(\tau, z)$ une petite perturbation ($|u(\tau, z)|^2 \ll P_P$) et $\varphi(t)$ le terme de modulation temporelle de phase de la pompe. En injectant la relation (3.5) dans l'ESNL, il vient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial z} = & - \sum_{m=2}^4 (j)^{m-1} \frac{\beta_m}{m!} \left(\frac{\partial^m u}{\partial \tau^m} + j m \frac{\partial^{m-1} u}{\partial \tau^{m-1}} \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} + (j)^m \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \tau} \right)^m (\sqrt{P_P} + u) \right) \\ & - \sum_{m=3}^4 (j)^{m-1} \frac{\beta_m}{m!} \left(-3(m-2) \frac{\partial^{m-2} u}{\partial \tau^{m-2}} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \tau} \right)^2 \right) - j \frac{\beta_4}{24} \left(4j \frac{\partial u}{\partial \tau} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \tau} \right)^3 \right) + j \gamma P_P (u + u^*) \end{aligned} \quad (3.6)$$

Ensuite, en ne conservant que les termes en dérivée première de la phase de la pompe et en supposant la perturbation sous la forme suivante :

$$u(\tau, z) = u_s \times \exp[j\Delta\omega\tau] + u_i \times \exp[-j\Delta\omega\tau] \quad (3.7)$$

où u_s est le signal faible et u_i l'idler quasi-instantanément généré, on aboutit à un système d'équations différentielles que l'on peut exprimer sous la forme matricielle suivante :

$$\frac{\partial}{\partial z} \mathbf{U} = \mathbf{jM} \times \mathbf{U} \quad \text{avec} \quad \mathbf{U} = [u_s, u_i^*, (u_s \times u_i)^{1/2}]^T \quad (3.8)$$

et \mathbf{M} la matrice de transfert. Finalement, l'expression du gain paramétrique s'exprime à partir des valeurs propres (K_i) de \mathbf{M} tel que $g = |\text{Im}(K_i)|$ (g , gain paramétrique en puissance), avec $\text{Im}(K_i)$ la plus grande partie imaginaire des valeurs propres :

$$g_{(t)}^2 = -(\Delta\beta_L + \delta\beta_{\text{PM}}(t)) \left(\gamma P_P + \frac{\Delta\beta_L + \delta\beta_{\text{PM}}(t)}{4} \right) \quad (3.9)$$

avec $\Delta\beta_L = \beta_2 \Delta\omega^2 + \frac{\beta_4}{12} \Delta\omega^4$ le déphasage linéaire usuel et

$$\delta\beta_{\text{PM}}(t) = \beta_2 \left(\frac{\partial\varphi}{\partial\tau} \right)^2 - \beta_3 \left(\frac{\partial\varphi}{\partial\tau} \Delta\omega^2 + \frac{1}{3} \left(\frac{\partial\varphi}{\partial\tau} \right)^3 \right) + \beta_4 \left(\frac{1}{12} \left(\frac{\partial\varphi}{\partial\tau} \right)^4 + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial\tau} \right)^2 \frac{\Delta\omega^2}{2} \right) \quad (3.10)$$

le déphasage supplémentaire induit par la modulation de phase de la pompe. Notons que l'on retrouve l'expression classique [32] du gain paramétrique obtenue (Equ. 2.3.1 page 29) lorsque la pompe est monochromatique ou quand sa phase ne varie pas (i.e. $d\varphi/dt = 0$). Les expressions (3.9) et (3.10) illustrent l'impact des modulations de phase de la pompe sur le gain paramétrique et en particulier la surprenante contribution du troisième ordre de dispersion β_3 , alors que ce terme ne joue aucun rôle dans l'accord de phase usuel dans le cas d'une pompe monochromatique ou impulsionnelle non-modulée en phase (Equ. 2.3.1 page 29).

3.2.2 Résultats des calculs analytiques

Nous avons utilisé la configuration typique de FOPA présentée dans la partie (Equ. 3.1.2.1 page 47)¹⁰. La pompe est modulée en phase par une séquence PRBS de 3 GHz, ce qui donne une puissance seuil Brillouin d'environ 750 mW, avec des valeurs réalistes de temps de montée/descente (10%/90%) de 27 ps [24] qui permettent d'évaluer la valeur extrême de la dérivée temporelle de la phase de la pompe à environ $\pm 1 \times 10^{11}$ rad.s⁻¹ (Fig. 3.8-(a)). Cette dérivée de phase correspond à des excursions de λ_P instantanée de $\pm 0,2$ nm. A partir des valeurs numériques précédentes, nous pouvons considérer que $\frac{d\varphi}{d\tau} \ll \Delta\omega$ pour tout écart spectral pompe-signal supérieur à quelques dizaines de gigahertz, soit quasiment toute la bande de gain de l'amplificateur. La relation (3.9) peut alors s'exprimer sous la forme simplifiée suivante :

$$g_{(t)}^2 = - \left(\Delta\beta_L - \beta_3 \Delta\omega^2 \frac{d\varphi}{dt} \right) \left(\gamma P_P + \frac{\Delta\beta_L}{4} - \frac{\beta_3 \Delta\omega^2}{4} \frac{d\varphi}{dt} \right) \quad (3.11)$$

Cette relation approchée nous montre que le gain paramétrique, outre sa dépendance usuelle aux désaccords de phase linéaire $\Delta\beta_L$ et non linéaire $2\gamma P_P$ (Equ. 2.3.1 page 29), subit une

¹⁰. Nous rappelons les valeurs des principaux paramètres : $\lambda_P = \lambda_0$, $\beta_2 = 0$ s²/m $\beta_3 = 1.2 \times 10^{-40}$ s³/m, $\beta_4 = -2.85 \times 10^{-55}$ s⁴/m, $\gamma = 18$ W⁻¹.km⁻¹, $L = 300$ m et $P_P = 500$ mW

dépendance temporelle due à la modulation de phase de pompe, d'autant plus importante que la pente de dispersion de la fibre (β_3) et les gradients temporels de la modulation de phase de la pompe ($\frac{d\varphi}{dt}$) sont importants.

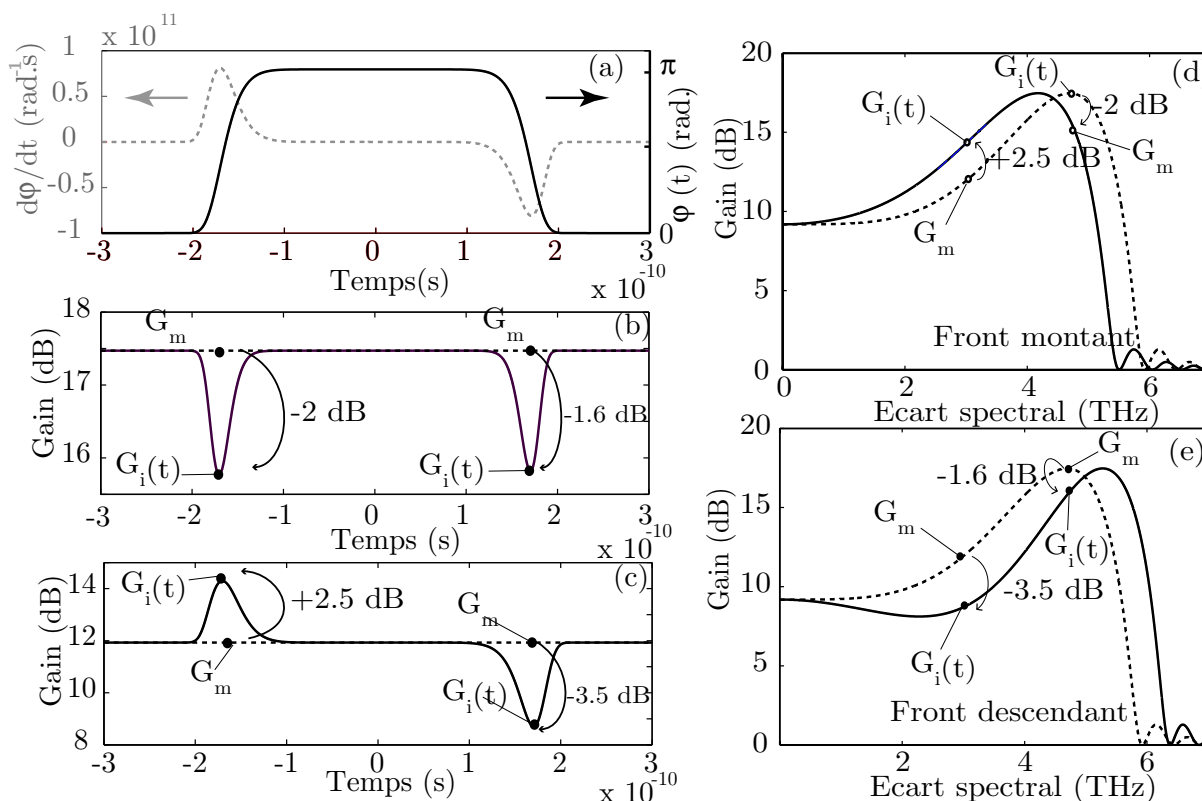


Fig. 3.8 – (a) Un bit de la séquence PRBS de la modulation de phase de la pompe (trait plein, échelle de droite) et sa dérivée temporelle (trait pointillés, échelle de gauche), (b) évolution temporelle du gain d'un signal continu situé à 4,7 THz de la pompe, avec une pompe modulée en phase (trait plein), une pompe monochromatique (trait pointillés), (c) identique à à b, mais pour un écart spectral de 3 THz, (d) courbes de gain instantané correspondant à un front montant de la phase de la pompe, (e) à un front descendant, pour $(d\varphi/dt)_{\text{Max}}$ (traits pleins) et $d\varphi/dt = 0$ (i.e., gain usuel, traits pointillés).

Sur la figure 3.8-(a) nous avons représenté un bit de la séquence PRBS de la phase de la pompe (trait plein) avec sa dérivée temporelle correspondante (trait pointillés). Sur les figures 3.8-(b) et (c) nous avons représenté l'évolution temporelle du gain en décibels [32] à partir de la relation (3.11), pour des signaux monochromatiques (i.e. continus) séparés respectivement de 4,7 THz (point d'accord de phase parfait et donc maximum de la courbe de gain usuelle) et 3 THz (point d'inflexion de la courbe de gain usuelle) de la pompe. Sur ces figures, les traits en pointillés représentent l'évolution du gain pour une pompe monochromatique. Nous pouvons clairement observer l'impact de la modulation de phase de la pompe sur l'évolution temporelle du gain : au voisinage de ses fronts montant et descendant le gain subit de brutales variations. Ainsi la modulation de phase de la pompe se répercute sur le signal amplifié et l'origine de ce phénomène s'explique simplement : il est bien connu qu'une modulation temporelle de phase entraîne une modulation de fréquence instantanée : $f(t) = f_0 - 1/(2\pi)d\varphi/dt$, avec f_0 la fréquence porteuse. Cette modulation de

fréquence de la pompe modifie la relation d'accord de phase au cours du temps et entraîne par conséquent une dépendance temporelle du gain d'amplification. Nous avons représenté sur les figures 3.8-(d) et (e) les courbes de gain instantanées (traits pleins) pour les valeurs extrémales de $d\varphi/dt = +1 \times 10^{11} \text{ rad.s}^{-1}$ (pour un front montant) et $-1 \times 10^{11} \text{ rad.s}^{-1}$ (pour un front descendant). Les courbes en traits pointillés représentent le spectre de gain usuel correspondant à une dérivée temporelle nulle de la phase de la pompe (ou une pompe monochromatique). Par exemple, pour un écart spectral pompe-signal de 3 THz (Figs. 3.8-(c) et (d)), lorsque $d\varphi/dt = 0$, le point de fonctionnement (G_m) se trouve sur la courbe en pointillés. Lorsque la dérivée temporelle de la phase atteint sa valeur maximum, le point de fonctionnement (G_i) se trouve sur la courbe en traits pleins, induisant une variation maximum de gain de +2,5 dB (Figs. 3.8-(c) et (d)). Le même type de raisonnement s'applique pour un front descendant (figures 3.8-(c) et (e)), et pour toutes les fréquences comprises dans la bande de gain.

Par ailleurs, les figures 3.8-(d) et (e) montrent que la dégradation instantanée induite par la modulation de phase de la pompe est plus importante au voisinage du point d'inflexion de la courbe de gain (3 THz) qu'au voisinage de l'accord de phase parfait (4,7 THz). En effet, à l'accord de phase parfait le gain instantané dû aux fluctuations temporelles de la phase de la pompe ne peut être qu'inférieur au cas monochromatique. Au point d'inflexion, les modulations de phase de la pompe auront un impact très important car c'est l'écart spectral pompe-signal compris dans la bande de gain pour lequel la pente de la courbe de gain est la plus élevée. Par contre, les signaux situés dans la zone de gain quadratique ($< 1 \text{ THz}$), qui sont moins sensibles à l'accord de phase, sont très peu affectés. Les excursions temporelles de la courbe de gain sont donc très faibles à proximité de la pompe.

Remarque importante : les résultats présentés ont été obtenus avec une fibre dont la pente de dispersion (β_3) vaut $1,2 \times 10^{-40} \text{ s}^3/\text{m}$ ($\Leftrightarrow 0,074 \text{ ps}/\text{nm}^2/\text{km}$) et des temps de montée du modulateur de phase de 27 ps. Nous avons volontairement choisi ces valeurs élevées, mais réalistes, qui permettent de mettre clairement en évidence le phénomène de modulation de gain dans un cas plutôt défavorable. Dans les fibres HNLFs, la pente de la dispersion de la fibre est généralement plus faible [27, 33] ($0,5 \times 10^{-40} \text{ s}^3/\text{m} \Leftrightarrow 0,032 \text{ ps}/\text{nm}^2/\text{km}$), et l'impact de la modulation de phase de la pompe est donc moins marqué (Equ. 3.11).

3.2.3 Simulation numérique dans le cadre de l'amplification de signaux NRZ

Nous proposons dans cette partie de valider ces résultats analytiques à l'aide d'une intégration numérique de l'ESNL dans le cadre de l'amplification de signaux modulés en intensité de type non retour à zéro (NRZ, Non-Return to Zero) à un débit D de 10 Gbits/s et avec des temps de montée/descente (10%/90%) de 25 ps et ce, pour différents écarts spectraux pompe-signal. Ces signaux NRZ ont été détectés en entrée et en sortie de l'amplificateur à partir d'un détecteur standard modélisé par un filtre optique Fabry-Pérot (bande passante, 4D), suivi d'un détecteur quadratique parfait et d'un filtre électrique de Butterworth du deuxième ordre (bande passante, 0,8D) [34]. Nous avons simulé plusieurs types de pompes dans une configuration de FOPA identique afin de comparer leurs performances respectives. Dans ces simulations, afin d'isoler le processus de modulation de gain nous n'avons

intégré, ni le bruit d'ASE résiduelle sur la pompe, ni les fluctuations longitudinales de la longueur d'onde de dispersion nulle. De plus, toutes les valeurs des puissances des signaux d'entrée utilisées sont suffisamment faibles pour que l'amplificateur ne soit pas en régime de saturation. Ainsi la qualité d'amplification est uniquement affectée par le phénomène de modulation temporelle de gain que l'on cherche à mettre en évidence dans cette partie.

3.2.3.1 Avec une longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre constante

3.2.3.1.1 Cas 1 : $\lambda_P = \lambda_0$

Pompe modulée en phase par une séquence PRBS

La configuration de FOFA décrite dans le paragraphe précédent est utilisée pour amplifier les signaux NRZ.

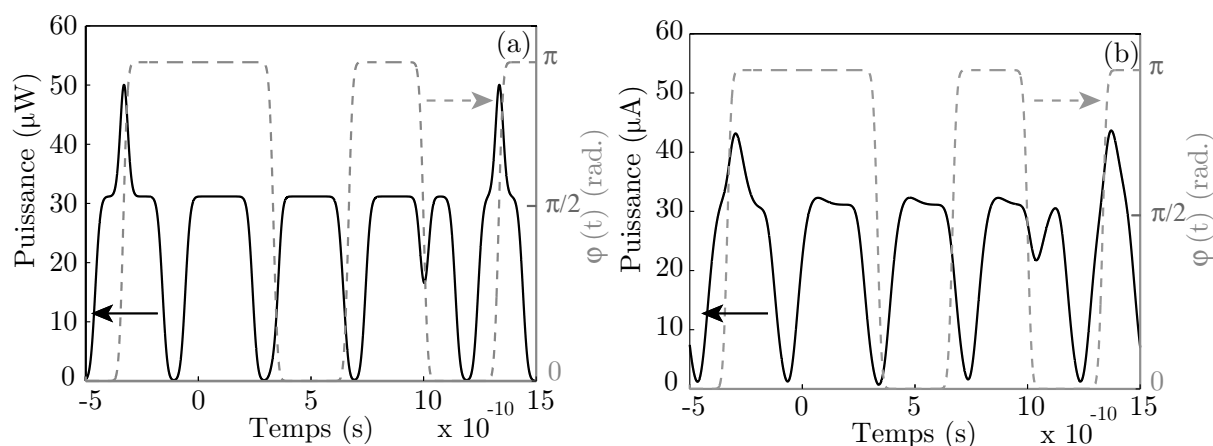


Fig. 3.9 – Signaux NRZ amplifiés situés à 3 THz de la pompe en traits pleins, (a) à la sortie du filtre optique et (b) à la sortie du filtre électrique avec une puissance moyenne d'entrée de $10 \mu\text{W}$. Les traits en pointillés représentent la phase de la pompe.

Sur la figure 3.9 nous avons représenté en concordance de temps la phase de la pompe PRBS et un signal NRZ amplifié situé à 3 THz de la pompe (cas le plus défavorable), à la sortie du filtre optique (fig. 3.9-(a)) et à celle du filtre électrique (fig. 3.9-(b)). A partir du modèle analytique (relation 3.11), pour un signal situé à 3 THz de la pompe, nous trouvons une excursion maximale de gain de $+2,5 \text{ dB}$ pour un front montant de la phase de pompe, et $-3,5 \text{ dB}$ pour un front descendant (Fig. 3.8-(b) et (c)). La simulation donne, à la sortie du filtre optique, $+2,1 \text{ dB}$ et $-2,6 \text{ dB}$ respectivement. Nos résultats analytiques et numériques sont donc en très bon accord et la légère différence est due à la différence de vitesse de groupe entre la pompe et les signaux qui n'est pas prise en compte dans le calcul analytique. Ainsi, les fronts de phase de la pompe dans la simulation (et en réalité) n'interagissent pas toujours avec le même échantillon temporel de signal ce qui diminue l'importance de la modulation de gain. Nous comparons nos résultats analytiques avec les signaux optiques car le filtrage électrique est très sélectif (bande passante, $0,8 \text{ D}$) et élimine les hautes fréquences. La figure 3.9-(b) montre néanmoins que ces modulations de gain subsistent à la sortie du filtre électrique et devraient être observables dans un système de télécommunications réel.

Nous avons représenté sur la figure 3.10-(a) le diagramme de l'oeil électrique, figure

couramment utilisée en télécommunications pour évaluer la qualité d'une transmission ¹¹, en entrée d'amplificateur et sur la figure 3.10-(b) celui en sortie de fibre en absence de pompe pour vérifier que la propagation de ces signaux NRZ seuls n'induit aucune dégradation notable. Sur les figures 3.11-(a) à (c), nous avons simulé l'amplification de signaux NRZ, pour différents écarts spectraux pompe-signal, 4,7 THz, 3 THz et 1 THz.

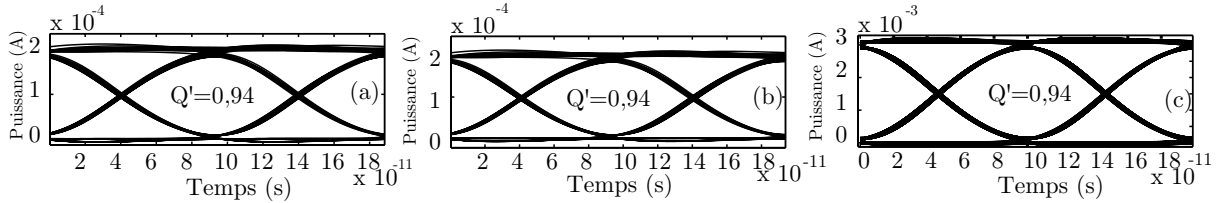


Fig. 3.10 – (a) oeil électrique en entrée d'amplificateur pour des signaux NRZ situés à 3 THz de la pompe avec une puissance moyenne de 20 μ W (b) en sortie sans pompe et (c) en sortie avec une pompe monochromatique.

Afin d'isoler le cross-talk inter-symbole due uniquement à l'interaction entre les signaux des autres sources de bruit (ASE résiduelle de la pompe, fluorescence paramétrique...), nous adoptons la définition suivante qui permet de définir l'ouverture du diagramme d'oeil [35]:

$$Q' = \frac{\sqrt{P_1} - \sqrt{P_0}}{\sqrt{2P_{Moy}}} \quad (3.12)$$

avec P_1 la puissance optique la plus faible sur les "1" à un instant T , P_0 la puissance optique la plus élevée sur les "0" au même instant T et P_{Moy} la puissance optique moyenne du signal. On détermine l'instant T en calculant la valeur de la fermeture de l'oeil (Q') pour chaque instant T et on retient la meilleure valeur. Notons que Q' tend vers 1 pour des signaux parfaits. D'après les valeurs de Q' des figures 3.11-(a) à (c) (0,76, 0,66 et 0,88), on constate que les signaux situés au point d'inflexion de la courbe de gain (3 THz) sont les plus dégradés tandis que les signaux dans la zone de gain quadratique (1 THz) sont les moins altérés.

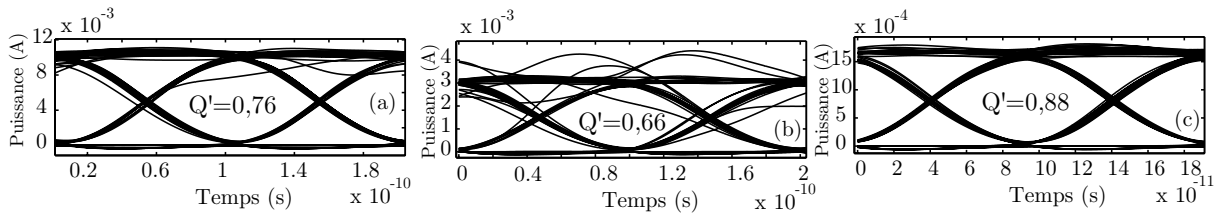


Fig. 3.11 – (a) oeil électrique en sortie d'amplificateur pour des signaux NRZ situés à 4,5 THz de la pompe (b) à 3 THz et (c) à 1 THz avec une puissance moyenne d'entrée de 20 μ W.

Afin de vérifier que cette dégradation est effectivement liée à la modulation de phase de la pompe, nous avons effectué la même simulation avec une pompe monochromatique. Les signaux sont parfaitement amplifiés sans dégradation notable de leurs caractéristiques (Fig. 3.10-(c)). La modulation de phase de la pompe est donc responsable de la fermeture

11. Cette figure permet de visualiser l'ensemble d'une séquence de bits avec une grande précision temporelle. Pour l'obtenir, on sépare la séquence temporelle par tranches dont la durée vaut 2 à 3 temps bit et on superpose ces échantillons sur une même figure.

des diagrammes d'oeil

Pompe modulée en phase par plusieurs sinusoïdes

Dans ce cas, la pompe est modulée par plusieurs séquences sinusoïdales [36] dont les caractéristiques de modulation sont les suivantes : $F_{M1}=70$ MHz, $F_{M2}=245$ MHz, $F_{M3}=860$ MHz et $F_{M4}=3$ GHz avec l'indice de modulation $m_i=0,9 \pi$ ($i=1..4$) [20]. De plus, afin de simuler un système réaliste, nous avons limité la bande passante du modulateur à 3,4 GHz. Sur la figure 3.12-(a) est représentée la phase de la pompe avec cette bande passante finie (trait continu) et avec une bande passante illimitée (traits en pointillés). Les diagrammes d'oeil en entrée et en sortie sont représentés sur les figures 3.12-(b) et (c) pour un signal de $10 \mu\text{W}$ de puissance moyenne situé à 3 THz de la pompe. La fermeture de l'oeil en sortie (relation 3.12) est égale à 0,86, elle donc beaucoup moins importante que dans le cas d'une modulation PRBS (Fig. 3.11-(b)). Cette étude révèle que la modulation temporelle de phase de la pompe, indispensable pour s'affranchir du SBS, joue un rôle important mais néfaste sur la qualité d'amplification des signaux dans un FOPA. Comme le montre la relation (3.11), les variations temporelles du gain paramétrique dépendent de la dérivée de la phase de la pompe.

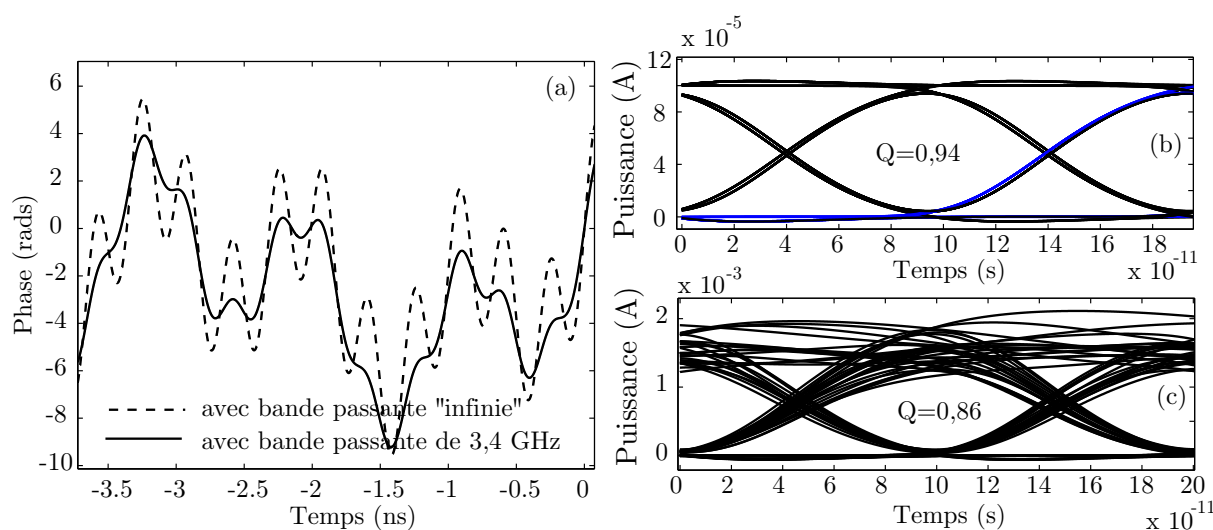


Fig. 3.12 – (a) Phase d'une pompe modulée par plusieurs sinusoïdes, avec une bande passante illimitée (pointillés) et une bande passante de 3,4 GHz (traits plein), diagrammes d'oeil électriques (b) en entrée et (c) en sortie pour des signaux situés à 3 THz de la pompe.

Par conséquent, l'utilisation d'une pompe modulée par plusieurs sinusoïdes semble la plus favorable car dans ce schéma de modulation, la pompe ne subit pas de variations de phase aussi brutales que dans les autres cas. Les premiers essais expérimentaux d'amplification paramétrique de signaux NRZ ont d'ailleurs été obtenus avec ce type de pompe [36], mais les auteurs ne font pas allusion à ce problème de distorsion de gain dans leur article.

3.2.3.1.2 Cas 2 : $\lambda_P > \lambda_0$

Nous voudrions souligner dans ce paragraphe que si la configuration étudiée jusqu'à présent, $\lambda_P = \overline{\lambda_0}$, permet d'obtenir la bande de gain la plus étendue, elle s'accompagne en

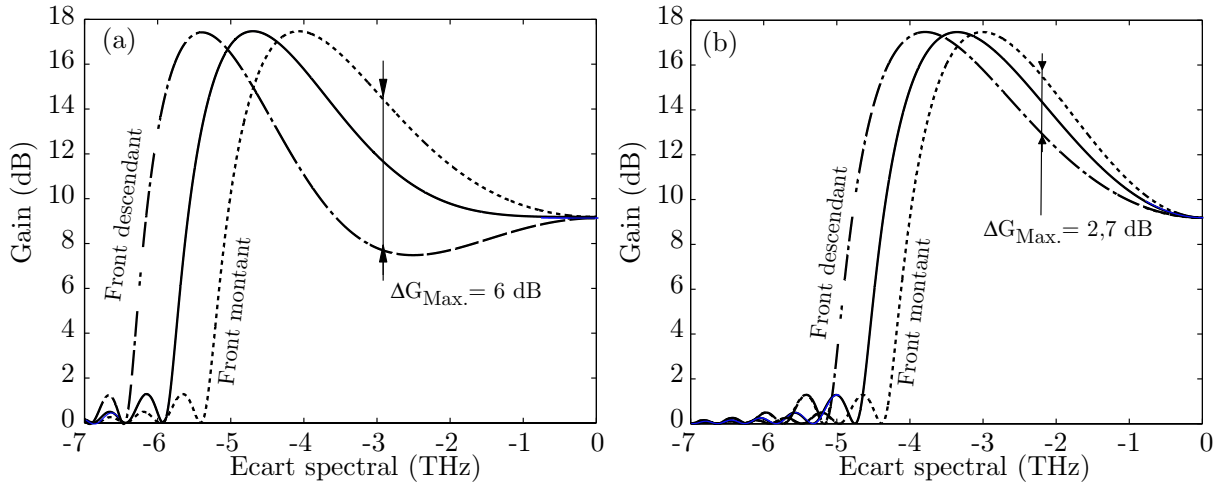


Fig. 3.13 – Courbe de gain moyenne ($d\varphi/dt = 0$), trait plein, gain pour les valeurs maximums du chirp associé à la modulation de phase de la pompe, fronts montants (pointillés) et descendants (traits mixtes) pour des temps de montée de la phase de la pompe de 25 ps. Avec $\beta_3 = 1.2 \times 10^{-40} \text{s}^3/\text{m}$ (typique d'une fibre DSF), (a) $\beta_2 = 0$ et (b) $\beta_2 = -3 \times 10^{-29} \text{s}^2/\text{m}$.

revanche des plus fortes variations de gain induites par la modulation de phase de la pompe. Dans cette situation, en effet, la relation d'accord de phase est beaucoup plus sensible aux variations de fréquence de la pompe que dans le cas où la pompe se situe légèrement en région de dispersion anormale [6]. β_2 et β_4 interviennent dans le premier cas tandis que β_2 est le paramètre de dispersion dominant dans le second.

La figure 3.13-(a) représente la courbe de gain associée au cas où la phase de la pompe PRBS est constante (trait continu), celle pour laquelle le chirp de la pompe est maximum pour un front montant (pointillés) et pour un front descendant (traits mixtes) pour une longueur d'onde de pompe décalée de 0,8 nm en zone de dispersion anormale ($\beta_2 = -3 \times 10^{-29} \text{s}^2/\text{m}$). On observe une réduction de la bande de gain, 3,3 THz au gain maximum ($\simeq 26 \text{ nm}$) contre 4,7 THz ($\simeq 38 \text{ nm}$) lorsque $\lambda_P = \lambda_0$ (Fig. 3.13-(b)), mais les excursions de gain instantanées associées aux fronts de phase sont d'une part, plus faibles et d'autre part, quasiment symétriques par rapport à la courbe de gain à phase constante (trait continu) par rapport au cas où $\lambda_P = \lambda_0$. Cette différence de comportement se comprend facilement si l'on se ramène aux différentes allures que peuvent prendre les courbes de gain d'un FOPA lorsque la pompe se trouve au voisinage de la dispersion nulle [6] (Figs. 2.2 page 31). Ainsi, lorsque la fréquence de pompe se trouve légèrement en zone de dispersion normale ($\lambda_P \leq \lambda_0$), et si β_4 est négatif, on obtient de larges bandes de gain mais celles-ci sont fortement ondulées et leur allure est très différente de l'allure classique des courbes de gain d'un FOPA en régime de dispersion anormale (voir figures 2.2 page 31). Par contre, lorsque ($\lambda_P \geq \lambda_0$), on obtient des courbes de gain à l'allure classique, mais moins étendues spectralement. Dans ce cas, pour un FOPA mono-fibre, les modulations de gains (traits mixtes et pointillés) augmentent avec l'écart spectral pompe-signal (Fig 3.13-(a)) contrairement au cas précédent ($\lambda_P = \lambda_0$) où les plus importantes variations se situaient au voisinage du point d'inflexion de la courbe de gain (Fig 3.13-(b)). Dans le cas où $\lambda_P = \lambda_0$, l'accord de phase est très sensible aux variations de fréquence de la pompe puisque le terme en β_4 du désaccord de phase linéaire

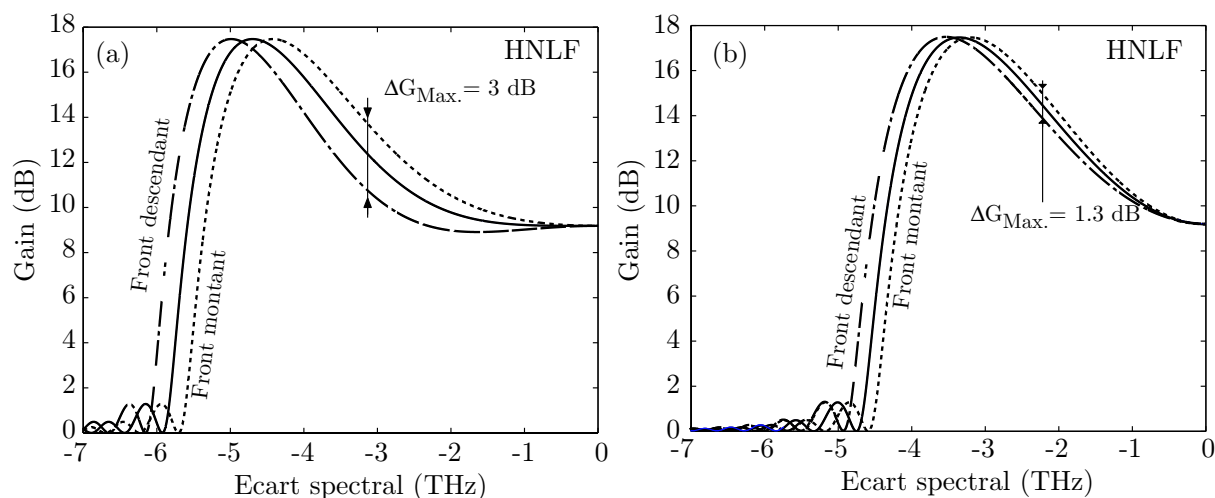


Fig. 3.14 – Courbe de gain moyenne ($d\varphi/dt = 0$), trait plein, gain pour les valeurs maximums du chirp associé à la modulation de phase de la pompe, fronts montants (pointillés) et descendants (traits mixtes) pour des temps de montée de la phase de la pompe de 25 ps. $\beta_3 = 0,5 \times 10^{-40} \text{s}^3/\text{m}$ (typique d'une fibre HNLF), (a) $\beta_2 = 0$ et (b) $\beta_2 = -3 \times 10^{-29} \text{s}^2/\text{m}$.

est proportionnel à $\Delta\omega^4$ (Equ. 2.10 page 29). Les chirps de fréquence de pompe, positifs ou négatifs, vont induire des fonctionnements alternés en zones de dispersion légèrement normale et anormale, qui font intervenir β_2 et β_4 . Cette alternance donne lieu à des courbes de gain instantanées asymétriques et relativement éloignées par rapport à la courbe de gain moyenne lorsque $d\varphi/dt = 0$ (Fig 3.13-(b)). Par contre, lorsque $\lambda_P \geq \lambda_0$, le désaccord de phase linéaire est moins sensible aux chirps de la pompe car seul le terme β_2 est dominant et dépend de $\Delta\omega^2$. Les variations de fréquence de la pompe se produisent alors toujours en zone de dispersion anormale et les courbes de gain instantanées conservent une allure classique et sont plus proches et quasiment symétriques de la courbe de gain moyenne (Fig. 3.13-(a)). C'est pourquoi les modulations de gain sont moins importantes lorsque la pompe se situe légèrement en zone de dispersion anormale.

Remarque : les figures 3.14 (a) à (b) représentent les courbes de gain obtenues avec une valeur de la pente de la dispersion $\beta_3 = 0,5 \times 10^{-40} \text{s}^3/\text{m}$, typique de celle d'une HNLF actuelle. Pour $\beta_2=0$, l'excursion de gain maximale vaut environ 3 dB, contre 6 dB dans le cas de figure précédent, et lorsque $\beta_2 = -3 \times 10^{-29} \text{s}^2/\text{m}$, on mesure 1,3 dB contre 2,7 dB. Par conséquent, les fibres HNLF, en plus de leur coefficient non linéaire très élevé possèdent une pente de dispersion relativement faible, ce qui se révèle être un atout supplémentaire majeur pour pallier ce problème de distorsion de gain dans un FOPA. De nouvelles HNLFs possédant une pente de la dispersion encore plus faible seraient encore plus performantes de ce point de vue [37].

3.2.3.2 Impact des variations longitudinales de la longueur d'onde de dispersion nulle

Expérimentalement, le raisonnement précédent ne peut s'appliquer aussi directement puisque la longueur d'onde de dispersion nulle d'une fibre optique fluctue longitudinalement [38–40] et il est légitime de s'interroger sur l'impact de ces fluctuations. Comme dans

le cas où la longueur d'onde de dispersion nulle est constante, les variations instantanées de la fréquence de la pompe vont modifier la relation d'accord de phase, aussi, le phénomène de modulation de gain doit toujours exister mais il ne conserve pas la même dynamique tout au long de la fibre et il est légitime de se demander si un moyennage longitudinal des variations temporelles de gain se produit dans une fibre réaliste. Comme nous le verrons plus en détail au chapitre 4, on peut alors isoler deux cas d'étude :

- Lorsque la longueur d'onde de la pompe est très proche de la longueur d'onde moyenne de dispersion nulle de la fibre ($\overline{\lambda_0}$), la courbe de gain présente une allure atypique témoignant des variations de la longueur d'onde de dispersion nulle [40]
- Lorsque la longueur d'onde de pompe est supérieure à la majorité des longueurs d'ondes de dispersion nulles locales le long de la fibre, la courbe de gain conserve globalement bien l'allure de celles présentées dans le paragraphe précédent

Plaçons nous tout d'abord dans le premier cas avec $\lambda_P = \overline{\lambda_0}$. Les variations longitudinales de la longueur d'onde de dispersion nulle sont représentées sur la figure 3.15-(a) (cf. chapitre 5). Ces fluctuations semblent réalistes car elles permettent de remonter fidèlement à la courbe de gain expérimentale (Fig. 3.15 (b)) obtenue par Alcatel dans une fibre HNLf [40] dont les paramètres sont listés dans la légende de la figure 3.15.

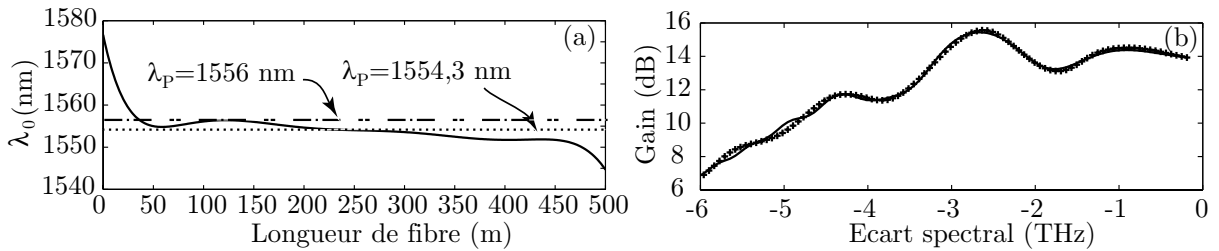


Fig. 3.15 – (a) fluctuations de la longueur d'onde de dispersion nulle et, (b) courbe de gain associée calculée numériquement (trait continu) comparée à la courbe de gain expérimentale (croix) pour $\lambda_P = \overline{\lambda_0} = 1554,3$ nm, avec $\beta_3 = 0,49 \times 10^{-40}$ s³/m ($D_S = 0,03$ ps/nm²/km), $\beta_4 = -2,1 \times 10^{-55}$ s⁴/m, $\gamma = 13,5$ W⁻¹.km⁻¹ et $P_P = 745$ mW.

Nous utilisons une pompe modulée par une séquence PRBS de 3 GHz avec des temps de montée/descente de 27 ps. Ainsi, les variations de phase de la pompe induisent des chirps maximums de $\pm 1 \times 10^{11}$ rad/s, correspondant à des excursions maximales de la longueur d'onde instantanée de pompe de $\pm 0,08$ nm par rapport à sa valeur moyenne $\lambda_P = 1554,3$ nm. La figure. 3.16 (a) montre les courbes de gain instantanées associées aux fronts de phase de la pompe dans le cas où λ_0 fluctue et la figure 3.16 (b) dans le cas où λ_0 est constant. Les courbes de gains en pointillés correspondent à la valeurs maximale du chirp induit par un front montant de la phase de la pompe ($\lambda'_P = \lambda_P + 0,08$ nm), en traits mixtes à un front descendant ($\lambda'_P = \lambda_P - 0,08$ nm), et en trait continu au cas où la phase de pompe est constante (i.e. $d\varphi/dt = 0$). Les différences marquées entre ces deux figures sont liées à la sensibilité à la phase du FOPA. En effet, un FOPA avec uniquement pompe et signal en entrée (configuration insensible à la phase) se "transforme" en FOPA sensible à la phase dès que l'idler généré a une puissance comparable à celle du signal [26]. Lorsque la dispersion est constante sur toute la longueur de la fibre, la relation de phase ($\varphi_i(t,z) = 2\varphi_p - \varphi_s$) est

vérifiée tout au long de la propagation et le gain d'amplification du signal (et de l'idler) est maximum et constant. Par contre, si la dispersion varie, l'idler généré vérifie la relation de phase localement en début de fibre, mais pas sur toute la longueur d'amplificateur.

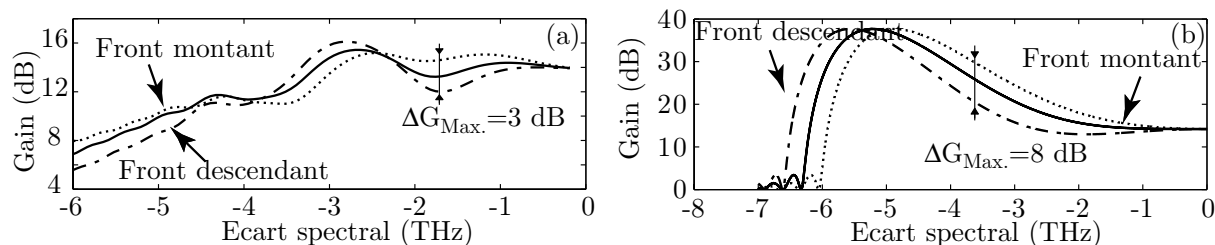


Fig. 3.16 – Courbes de gain, pour une pompe dont la phase est constante (trait continu), associée à la valeur maximale d'un chirp de la phase de la pompe pour un front montant (traits pointillés) et pour un front descendant (traits mixtes), avec $\lambda_P = \bar{\lambda}_0 = 1554,3$ nm. (a) pour une fibre avec les fluctuations de λ_0 de la figure 3.15 (a) et (b) pour une fibre sans fluctuation.

Le gain d'amplification s'adapte alors aux variations longitudinales de la dispersion pour que la relation de phase soit respectée sur toute la fibre [39] et on obtient des courbes de gain à l'allure atypique [40]. Les modulations de gain temporelles sont moins importantes, mais en contre partie, la valeur maximale du gain l'est également lorsque la longueur d'onde de dispersion nulle fluctue longitudinalement.

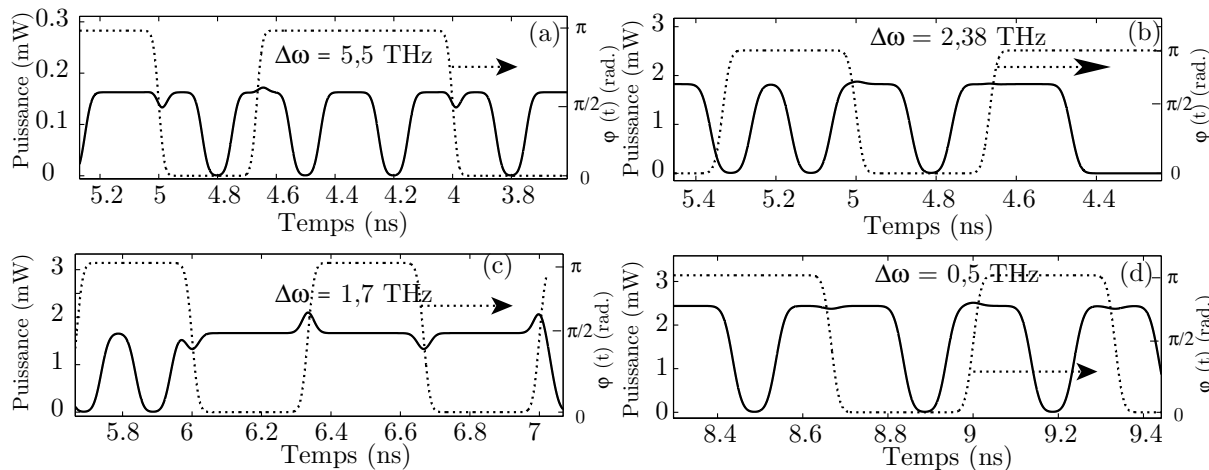


Fig. 3.17 – (a) à (d), signaux NRZ amplifiés de puissance moyenne d'entrée $10 \mu\text{W}$ (traits continus), pour différents écarts spectraux pompe-signal ($\Delta\omega$) avec $\lambda_P = \bar{\lambda}_0 = 1554,3$ nm. La phase de la pompe est représentée en pointillés.

Par conséquent, les fluctuations longitudinales de λ_0 induisent un moyennage sur la modulation de gain qui réduit son amplitude à environ 3 dB dans notre exemple (fig. 3.16 (a)). Par contre, lorsque λ_0 est constant, les variations de gain sont d'environ 8 dB (fig. 3.16 (b)) avec des gains bien plus importants.

Nous avons représenté sur les figures 3.17 (a) à (d) des signaux optiques NRZ en sortie de cet amplificateur (traits continus) en prenant en compte les variations de λ_0 de la figure 3.15 (a) avec une pompe à 1554,3 nm ($\lambda_P = \bar{\lambda}_0$) et pour différents écarts spectraux

pompe-signal ($\Delta\omega$). La puissance moyenne des signaux en entrée est de $50 \mu\text{W}$ et les traits pointillés représentent la phase de la pompe. Pour $\Delta\omega$ égal à $-5,5$ et $-1,7$ THz (Figs. 3.17 (a) et (c)), comme l'indique également la figure 3.16 (a), les fronts montants (descendants) de la pompe induisent des sur-amplifications (sous-amplifications) des signaux. Par contre à $-2,38$ THz de la pompe (Fig. 3.17 (b)), point d'intersection des courbes de la figure 3.16 (a), il n'y a quasiment pas de modulation de gain. De même, lorsque l'on se trouve à proximité de la pompe (figs. 3.17 (d), $-0,5$ THz) les modulations de gain sont très faibles, en accord avec la figure 3.16 (a).

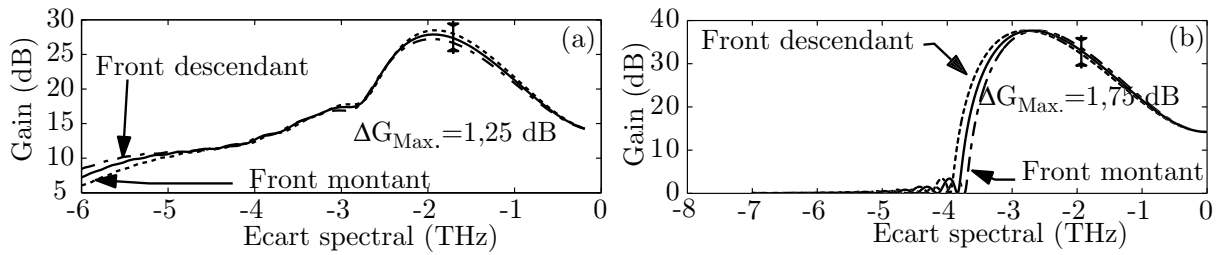


Fig. 3.18 – Courbes de gain, pour une pompe dont la phase est constante (trait continu), associée à la valeur maximale d'un chirp de la phase de la pompe pour un front montant (traits pointillés) et pour un front descendant (traits mixtes), avec $\lambda_P = 1556$ nm. (a) pour une fibre avec les fluctuations de λ_0 de la figure 3.15 (a) et (b) pour une fibre sans fluctuation.

Pour évaluer le deuxième cas d'étude, nous avons effectué le même type de simulation avec une pompe dont la longueur d'onde est supérieure à $\bar{\lambda}_0$ sur pratiquement toute la longueur de fibre, $\lambda_P = 1556$ nm (Fig. 3.15 (a), traits mixtes). La courbe de gain associée aux fluctuations de λ_0 , dans le cas où la phase de la pompe est constante (trait continu) est représentée sur la figure 3.18 (a) et celle correspondant au cas où λ_0 est constant sur la figure 3.18 (b). L'étendue spectrale de la bande de gain est réduite et sa valeur maximale est plus importante en comparaison avec le cas où $\lambda_P = \bar{\lambda}_0$ [40]. Les modulations de gain associées aux fronts de phase de la pompe sont également moins importantes ($\Delta G = 1,25$ dB contre 3 dB) lorsque la pompe est légèrement en zone anormale et, comme dans le cas où $\lambda_P = \bar{\lambda}_0$, elles sont également inférieures au cas où λ_0 est constant (Fig. 3.18 (b), 1,75 dB). Les signaux NRZ amplifiés dans cette fibre réaliste, représentés sur les figures 3.19 (a) et (b), mettent en évidence ces modulations de gain et ces résultats sont en très bon accord avec les courbes de gain de la figure 3.18 (a).

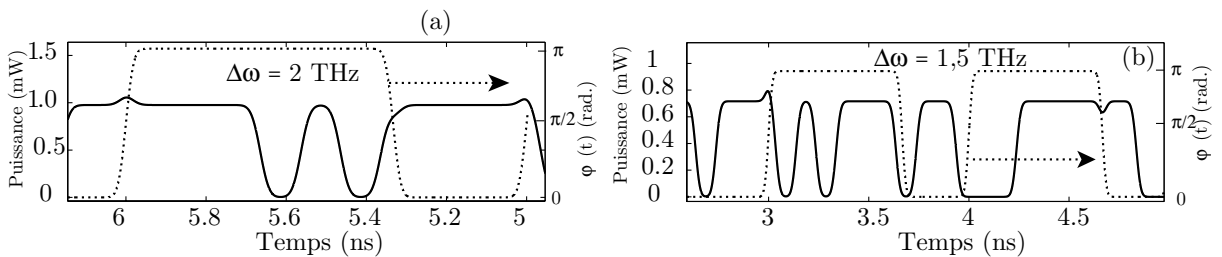


Fig. 3.19 – (a) à (b), signaux NRZ amplifiés de puissance moyenne d'entrée $10 \mu\text{W}$ (traits continus), pour différent écarts spectraux pompe-signal ($\Delta\omega$) avec $\lambda_P = \bar{\lambda}_0 = 1556$ nm. La phase de la pompe est représentée en pointillés.

Finalement, l'étude des modulations de gain temporelles dans une fibre réaliste dont la longueur d'onde de dispersion nulle varie longitudinalement reste similaire au cas "théorique" où la dispersion est constante. Lorsque la longueur d'onde de pompe est très proche ou égale à la longueur d'onde moyenne de dispersion nulle, on obtient une bande de gain très large mais de valeur maximum fortement diminuée et avec des ondulations de gain importantes (Fig. 3.16-(a)). Par contre, lorsque la longueur d'onde de pompe est globalement supérieure à la longueur d'onde moyenne de dispersion nulle, la bande de gain est moins étendue et sa valeur maximale beaucoup plus grande, et les ondulations de gain sont moins importantes (Fig 3.18-(a)). Le phénomène de modulation temporelle de gain dans une fibre qui présente des fluctuations longitudinales de λ_0 est quant à lui moins marqué que le cas où la fibre est parfaite, mais reste toujours détectable. On en conclut que les variations longitudinales de λ_0 induisent un moyennage sur les modulations temporelles de gain, qui diminue leur amplitude par rapport au cas où λ_0 est constant (Fig. 3.16 et 3.18), mais ceci s'accompagne dans tous les cas d'une réduction du gain maximum par rapport à celui d'une fibre de dispersion constante. Concernant le choix de la longueur d'onde de pompe, le compromis entre la largeur de bande de gain et l'amplitude des modulations de gain est toujours valable lorsque λ_0 fluctue.

3.2.3.3 Validation expérimentale

Des expériences ont été réalisées par Alcatel par des mesures de taux d'erreur (BER, Bit Error Rate) pour corroborer ces résultats théoriques.

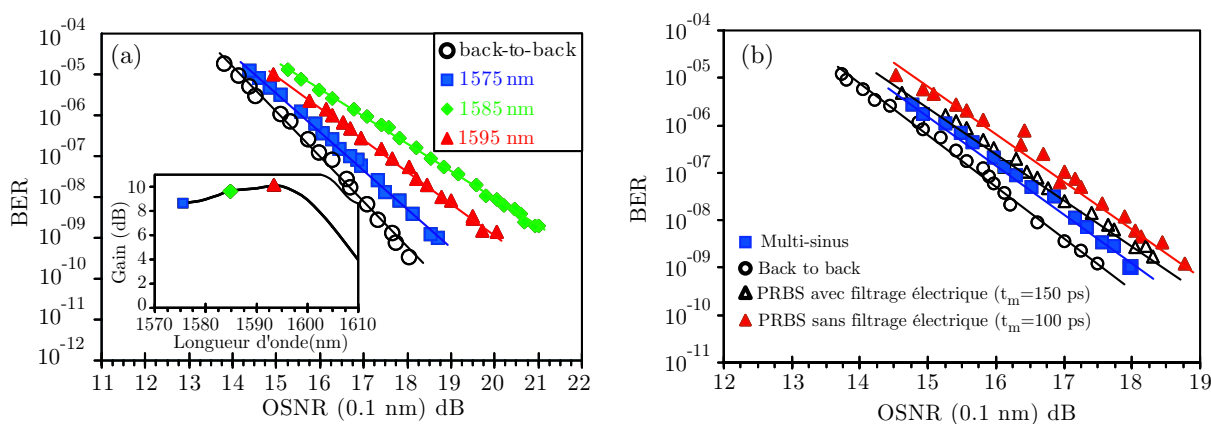


Fig. 3.20 – (a) Évolution du BER en fonction du rapport signal sur bruit en entrée d'amplificateur (mesuré sur un intervalle spectral de 0,1 nm) pour trois écarts spectraux pompe-signal d'une pompe PRBS, la courbe de gain est insérée dans la figure ($\lambda_P = 1570$ nm); (b) évolution du BER pour différents formats de modulation de la pompe.

Une confirmation qualitative du phénomène a été obtenue, comme on peut le voir sur les figures 3.20-(a) et (b). Les paramètres expérimentaux sont décrits dans les Refs. [41, 42], et on constate que le maximum de dégradation ($\simeq 4$ dB pour un BER de 10^{-9}) se produit effectivement au point d'inflexion de la courbe de gain, $\lambda_S = 1585$ nm, le minimum dans la plage de gain parabolique pris de la pompe (1575 nm) et la dégradation est intermédiaire pour un signal situé à l'accord de phase parfait, au maximum de la courbe de gain (1595 nm). Par conséquent, le transfert de RIN de la pompe sur le signal ne peut pas être le seul responsable

de la dégradation du signal de sortie, car il est le plus important à l'accord de phase parfait [29]. Ensuite, l'impact de différents formats de modulation de phase de la pompe a été étudié. La figure 3.20-(b) représente l'évolution du BER pour une pompe modulée par une séquence PRBS avec deux temps de montée différents et pour une combinaison de sinusoïdes. La combinaison de sinusoïdes, engendrant la même insensibilité à la SBS que la modulation PRBS, présente bien la dégradation des signaux amplifiés la plus faible. La séquence PRBS avec les temps de montée les plus longs est plus performante que celle dont les temps de montée sont courts. Ces résultats expérimentaux sont donc en bon accord qualitatif avec nos simulations et une comparaison quantitative, plus délicate en raison de la nécessité de modéliser l'ensemble du dispositif expérimental, y compris les appareils de mesure, reste à faire.

Par conséquent, nous avons théoriquement et expérimentalement démontré que la modulation de phase de la pompe induit des variations temporelles du gain qui dépendent des gradients de phase de la pompe et de la pente de la dispersion de la fibre. En fonction du choix de la configuration d'un FOPA, ce phénomène peut dégrader plus ou moins fortement la qualité d'amplification des signaux et nous proposons différentes solutions pour l'amoinrir ou s'en affranchir.

3.2.3.4 Solutions pour éviter ce problème

3.2.3.4.1 Reduire le temps de montée du modulateur de phase et/ou la pente de la fibre

Au vu de la relation (3.11 page 56), il est clair que la mise en œuvre d'un schéma de modulation de phase de pompe dont les temps de montée/descente sont longs ou l'utilisation de fibres amplificatrices dont la pente de dispersion est faible (i.e., $\beta_3 \rightarrow 0$) permettrait de conserver une meilleure ouverture d'oeil.

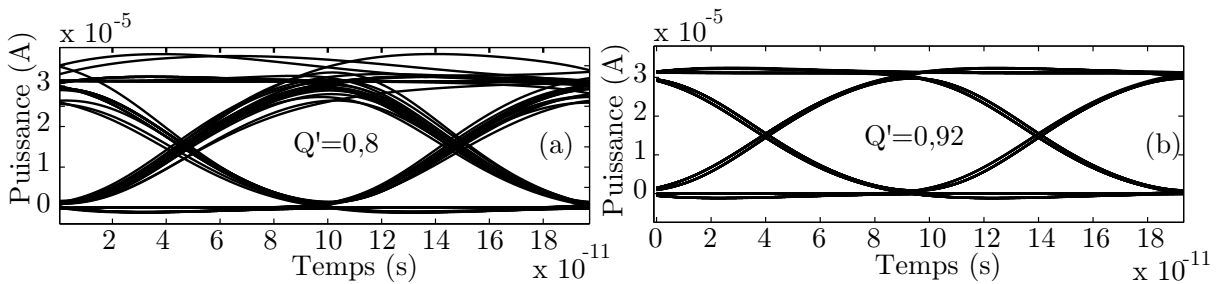


Fig. 3.21 – Diagrammes d’oeil électriques pour un signal situé à 3 THz de la pompe de $1 \mu\text{W}$ de puissance moyenne d’entrée (a) pour une pompe PRBS de 3 GHz dont le temps de montée est de 90 ps avec $\beta_3 = 1,2 \cdot 10^{-40} \text{ s}^3/\text{m}$, (b) pour une pompe PRBS avec un temps de montée de 25 ps et une fibre dont $\beta_3 = 0$.

Nous pouvons d’ailleurs le vérifier sur les figures 3.21-(a) et (b) qui illustrent une amélioration de la qualité d’amplification à travers les diagrammes d’oeil d’un signal à 3 THz de la pompe (point d’inflexion de la courbe de gain) pour deux couples de valeurs (temps de montée- β_3 : 90 ps, $1,2 \cdot 10^{-40} \text{ s}^3/\text{m}$) et (25 ps, $0 \text{ s}^3/\text{m}$), à comparer avec la figure 3.11-(b) page 60. Notons que l’augmentation du temps de montée/descente du modulateur de phase de la pompe est

limitée par la durée d'un temps bits de la séquence PRBS et, de plus, elle rend la pompe plus sensible à la SBS [15]. D'autre part, pour compléter la deuxième solution, nous avons représenté sur les figures 3.22-(a) à (d), les diagrammes d'oeil en sortie d'amplificateur pour une pompe PRBS de 3 GHz avec des temps de montée/descente de 27 ps, pour différentes valeurs du troisième ordre de dispersion. Nous avons répertorié ces valeurs dans le tableau 3.1, en faisant apparaître en vis à vis la valeur de la pente de la dispersion correspondante (relation 1.1.2 page 11).

β_3 (s^3/m)	β_3	$\beta_3/2$	$\beta_3/5$	$\beta_3/10$	$\beta_3/20$
D_S ($\text{ps}/\text{nm}^2/\text{km}$)	0,076	0,038	0,015	0,0076	0,0038

Tab. 3.1 – Valeurs de la pente de la dispersion de la fibre correspondant aux valeurs de β_3 des figures 3.22-(a) à (d) avec $\beta_3 = 1,2 \times 10^{-40} s^3/m$.

Nous rappelons que les valeurs typiques de la pente de la dispersion sont d'environ 0,07 ps/nm²/km pour une DSF et de 0,03 ps/nm²/km pour une HNLF classique.

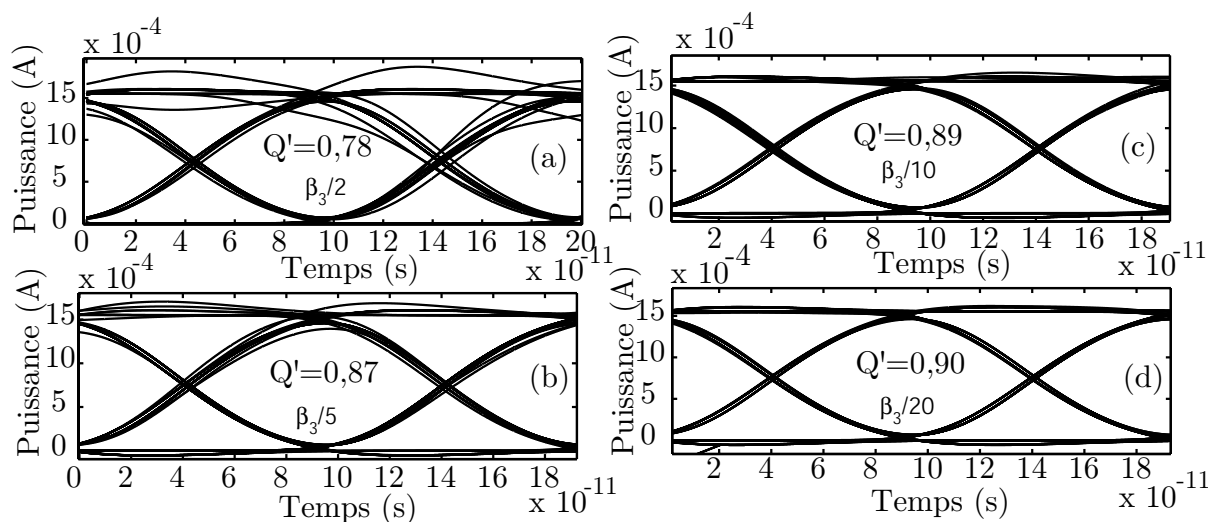


Fig. 3.22 – Diagrammes d'oeil électriques pour une pompe PRBS dont le temps de montée est de 27 ps (a) avec $\beta'_3 = \beta_3/2$, (b) avec $\beta'_3 = \beta_3/5$, (c) avec $\beta'_3 = \beta_3/10$ et (d) avec $\beta'_3 = \beta_3/20$, pour un signal situé à 3 THz de la pompe de 5 μW de puissance moyenne d'entrée.

Les constructeurs de fibres développent actuellement des fibres fortement non linéaires, PCFs et HNLFs, avec des pentes de dispersion plates [37, 43]. Ainsi, Crystal Fiber [43] propose une fibre photonique avec une longueur d'onde de dispersion nulle à 1555 nm, avec une non linéarité relativement importante ($\gamma=11,2 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$) et dont la pente de la dispersion ajustable peut être réduite jusqu'à 0,001 ps/nm²/km, soit environ 30 fois moins qu'une HNLF classique. Nous exploiterons dans le paragraphe suivant la possibilité d'ajuster la pente de la dispersion de ces fibres pour proposer une configuration à deux fibres qui permette de réduire les effets néfastes de la modulation de phase de la pompe. Sumitomo electric [37], quant à eux, fabriquent des fibres HNLFs dont la pente de la dispersion est encore plus faible. La longueur d'onde de dispersion nulle vaut 1550 nm, le coefficient non

linéaire $\gamma=10,4 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$ et la pente de la dispersion $0,0002 \text{ ps/nm}^2/\text{km}$, soit environ 150 fois moins qu'une fibre HNLF classique. Cette fibre présente en plus l'avantage de posséder des pertes linéaires relativement faibles, en comparaison avec la fibre PCF présentée ci-dessus (0,47 dB/km contre 9,9 dB/km).

Compte tenu de nos estimations, ces fibres possèdent des caractéristiques **très favorables** pour mettre en œuvre un amplificateur paramétrique dont le gain serait insensible à la modulation de phase de la pompe.

3.2.3.4.2 Concaténer 2 fibres dont les pentes de dispersion sont opposées

Jusqu'à présent avec une seule fibre amplificatrice, nous avons vu que, pour un front montant, on observe une brève sur-amplification du signal (sauf pour les signaux situés près de l'accord de phase parfait) et, pour un front descendant, une sous-amplification. A présent, considérons l'association de deux fibres dont les paramètres sont parfaitement identiques mises à part leurs valeurs de pente de dispersion opposées et dont la longueur totale ($L_1+L_2=L$) est égale à celle du FOPA typique étudié jusqu'ici (300 m). Pour un front montant de la phase de la pompe, le signal va subir une brève sur-amplification dans la première fibre ($\beta_3 > 0$) et une sous-amplification dans la seconde fibre ($\beta_3 < 0$). Le processus inverse se produit pour un front descendant. L'idée est de déterminer la longueur optimale de chaque fibre pour que les sur-amplifications et sous-amplifications se compensent aussi parfaitement que possible. Cette solution est envisageable sur la majorité de la bande de gain, excepté pour les signaux situés au voisinage de l'accord de phase parfait où l'on observe (Fig. 3.13 page 62) une sous-amplification à la fois pour les fronts montants et descendants. La longueur optimale de chaque fibre est déterminée à partir du système d'équations suivant :

$$G_{Moy.}^{L_1+L_2} = G_{Max}^{L_1} \times G_{Min}^{L_2} \quad (3.13)$$

$$G_{Moy.}^{L_1+L_2} = G_{Min}^{L_1} \times G_{Max}^{L_2} \quad (3.14)$$

avec $G_{Moy.}^{L_1+L_2}$ le gain moyen obtenu à la sortie de deux tronçons de fibres pour une pompe dont la phase est constante au cours du temps, $G_{Max}^{L_1}$ le gain associé à la valeur maximum du chirp de la pompe pour un front montant à la sortie de la première fibre ($\beta_3 > 0$), $G_{Min}^{L_2}$ le gain associé à la valeur minimum du chirp de la pompe pour un front descendant à la sortie de la deuxième fibre ($\beta_3 < 0$). De la même façon, $G_{Min}^{L_1}$ et $G_{Max}^{L_2}$ correspondent respectivement au gain à la sortie de la première fibre et de la seconde pour un front descendant. Ainsi, pour que les modulations de gain associées aux fronts montants et descendants de la phase de la pompe soient nulles dans les deux cas, le gain de sortie associé à un front montant doit être égal au gain de sortie d'une pompe dont la phase est constante (Equ. 3.13). La même condition doit être vérifiée pour un front descendant (Equ. 3.14). Nous avons résolu graphiquement ce système d'équations pour un signal situé au voisinage du point d'inflexion de la courbe de gain, cas le plus critique, et il apparaît que la longueur optimale de chaque fibre est de 150 m, soit $L_1=L_2=L/2$. Comme les fibres PCFs dont nous venons de parler dans le paragraphe précédent permettent un contrôle de la valeur de la pente de la dispersion tout en conservant sa longueur d'onde de dispersion nulle et sa non-linéarité [43], cette proposition est envisageable expérimentalement.

Nous avons simulé cette architecture de FOPA à fibres concaténées, pour des signaux

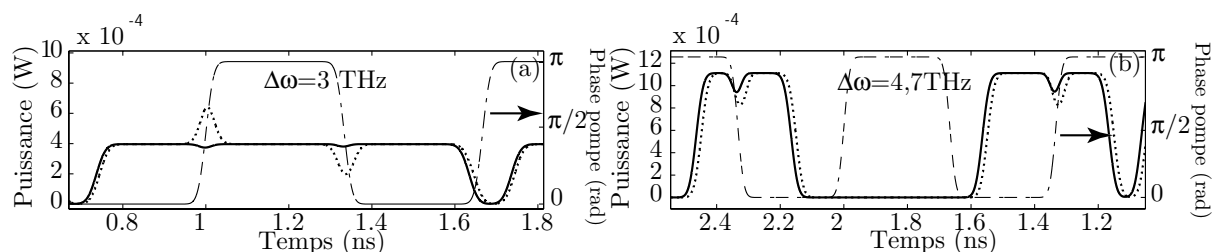


Fig. 3.23 – Signaux NRZ ($\overline{P_{S_{in}}} = 10 \mu W$) pour deux écart spectraux pompe-signal, 3 THz (a) et 4,7 THz (b). Pour un FOPA mono-fibre (traits pointillés), pour un FOPA à deux fibres de pente de dispersion opposée (traits continus). La phase de la pompe PRBS est représentée en traits mixtes.

modulés en intensité de type NRZ à 10 Gbits/s situés à 4,7 THz (accord de phase parfait) et 3,3 THz (point d'inflexion de la courbe de gain) de la pompe. Les figures 3.23 (a) à (b) représentent les signaux optiques de sortie (traits continus) obtenus avec 2 fibres de longueur égale dont les pentes sont opposées, les signaux de sortie avec une fibre unique de même longueur totale et de même valeur absolue de β_3 (traits pointillés), et la phase de la pompe (traits mixtes). Nous avons calculé le facteur Q' (relation 3.12 page 60) pour chacun de ces signaux (voir tableau 3.2) afin de chiffrer l'amélioration apportée. Pour la configuration à deux fibres, les modulations de gain induites par les fronts montants/descendants de la phase de la pompe ont quasiment disparu et se traduisent par une nette augmentation de Q' , même pour les signaux situés au voisinage de l'accord de phase parfait.

Ecart spectral (THz)	3,3	4,7
Q' mono-fibre	0,74	0,81
Q' 2 fibres	0,87	0,93

Tab. 3.2 – Q' correspondant aux signaux NRZ des figures 3.23 (a) et (b), pour la configuration de FOPA mono-fibre (première ligne) et celle à deux fibres (deuxième ligne).

Pour ces derniers, nous attribuons cette amélioration à la différence de vitesse de groupe entre la pompe et les signaux (non prise en compte dans le modèle analytique) qui induit un retard en sortie de fibre entre eux dans le cas mono-fibre, et aucun retard global dans la configuration à deux fibres. Alors que localement, les fronts de phase de la pompe n'interagissent pas toujours avec le même échantillon temporel de signal, diminuant l'amplitude de la modulation de gain.

3.2.3.4.3 Configuration à 2 pompes en opposition de phase

Une autre solution, indépendante à la fois des temps de montée/descente du modulateur de phase et de la pente de la dispersion de la fibre amplificatrice, consisterait à utiliser un FOPA à deux pompes modulées en opposition de phase l'une par rapport à l'autre (Fig. 3.24) [28]. Pour obtenir une bande de gain de largeur spectrale quasiment identique à la configuration précédente, la puissance de chaque pompe vaut 250 mW, contre 500 mW dans le cas d'une pompe unique. Les pompes modulées par des séquences PRBS pour cet exemple, sont séparées de 8 THz ($\simeq 64$ nm) autour de la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre (Fig. 3.24-(a)). Cette configuration, une fois optimisée, permet en plus d'obtenir

une bande de gain plate [33, 44] et la figure 3.24-(b) présente un diagramme d'oeil (pour un signal situé à 2 THz de ω_C ¹²) d'excellente qualité.

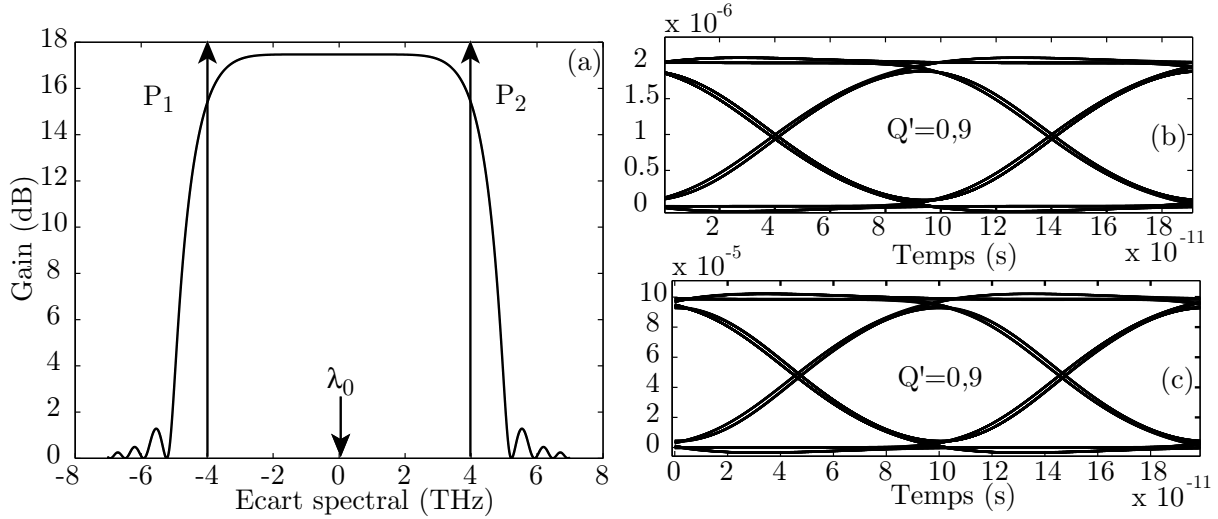


Fig. 3.24 – (a) Courbe de gain avec un FOPA à deux pompes pour $\beta_2(\omega_C) = 0$ obtenue avec le formalisme de FWM, (b) diagramme d'oeil électrique pour un signal situé à 2 THz de la pulsation centrale (ω_C) en entrée et (c) en sortie lorsque les deux pompes PRBS sont modulées en opposition de phase.

La robustesse de cette solution est vérifiée en décalant la fréquence des pompes telle que $\beta_2(\omega_C) = 3 \times 10^{-29} \text{ s}^2/\text{m}$. La courbe de gain est alors quasiment identique ((Fig. 3.25-(a))) à celle fournie par la configuration à une pompe.

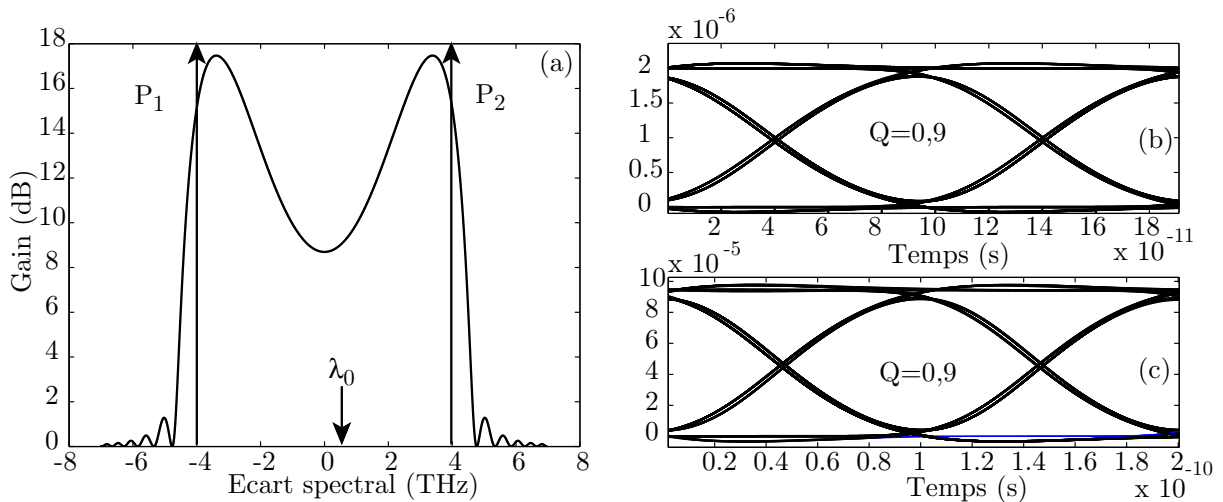


Fig. 3.25 – (a) Courbe de gain avec un FOPA à deux pompes pour $\beta_2(\omega_C) = 3 \times 10^{-29} \text{ s}^2/\text{m}$ obtenue avec le formalisme de FWM, (b) diagramme d'oeil électrique pour un signal situé à 2 THz de la fréquence centrale en entrée et (c) en sortie lorsque les deux pompes sont modulées en opposition de phase.

12. Avec ω_C la pulsation moyenne des deux pompes.

Le diagramme d'oeil (Fig. 3.25-(c)) pour un signal situé au point d'inflexion de la courbe de gain (2 THz de ω_C), cas le plus critique, ne montre aucune dégradation notable de l'ouverture de l'oeil.

Nous venons de proposer plusieurs solutions, expérimentalement réalistes, qui permettent de minimiser ou d'annuler l'impact néfaste de la modulation temporelle de phase de la pompe sur la qualité d'amplification des FOPAs. La première et la plus simple présente toutefois quelques limitations. L'augmentation des temps de montée de la modulation temporelle de la phase de la pompe est limitée par la sensibilité à la SBS. D'autre part, en utilisant une fibre dont la pente de la dispersion est très faible, l'amplification d'un signal NRZ est de très bonne qualité, mais lorsque plusieurs signaux WDM sont amplifiés avec cette configuration, on favorise la diaphonie entre canaux et entre la pompe et les canaux. Cette solution est donc mal adaptée pour l'amplification de signaux WDM et nous détaillerons cet aspect dans le paragraphe 3.4.

Les deux autres solutions, qui à priori sont plus complexes, ne présentent pas les désavantages des précédentes. Toutefois, il est important de souligner qu'une configuration de FOPA à une seule fibre et à une seule pompe pourrait être utilisée pour amplifier des signaux WDM, en optimisant les paramètres du FOPA et en effectuant certains compromis. Notamment, en acceptant une réduction de la bande de gain en travaillant en zone de dispersion légèrement anormale et en ajustant les valeurs de la pente de la dispersion et des temps de montée du modulateur de phase pour obtenir à la fois, une bonne qualité d'amplification mono-canal et multi-canaux, tout en restant insensible à la SBS.

3.3 Figure de bruit d'un amplificateur paramétrique

L'étude de la figure de bruit (NF, Noise Figure) d'un FOPA en configuration insensible à la phase a été le fruit de nombreux travaux [45–51] ces deux dernières années dans le domaine des télécommunications. Des mesures optiques classiques de la NF effectuées avec un analyseur de spectre optique (OSA, Optical Spectrum Analyser) ont révélé que le filtrage spectral du bruit d'ASE, généré autour de la pompe, lors de son amplification par un amplificateur EDFA, est nécessaire pour obtenir une NF optique d'environ 3 à 4 dB [45, 46]. Cependant, une dégradation de la NF optique avec l'augmentation de la puissance des signaux d'entrée [45, 49], observée expérimentalement bien avant le régime de saturation de l'amplificateur, a récemment été étudiée théoriquement [47] et expérimentalement [50]. Il a été démontré que le bruit d'ASE résiduel, non filtré au pied de la pompe, se transfère sur le signal de façon similaire au transfert de RIN de la pompe sur le signal [29] et dégrade la NF. D'autre part, il a récemment été démontré que la SRS pouvait dégrader de façon importante la NF d'un FOPA, spécialement du côté anti-Stokes où les pertes induites par SRS sont importantes [48]. Nous ne prendrons pas en compte la SRS dans nos simulations car les puissances de pompes utilisées dans notre configuration (500 mW) sont bien inférieures au seuil Raman. Tous ces travaux ne prennent pas en compte la modulation temporelle de gain associée à la modulation de phase de la pompe [30, 41, 42] et nos résultats montrent qu'elle contribue à une dégradation supplémentaire de la NF. De plus, nous démontrons qu'une mesure électrique de la NF, plutôt qu'une mesure exclusivement optique, est nécessaire [51] pour pouvoir caractériser correctement la NF en raison des bruits basses fréquences associés au transfert d'ASE au pied de la pompe [47] d'une part, et à la modulation de gain [30] d'autre part. Ce dernier point important a également été récemment rapporté et confirmé expérimentalement par Kylemark *et al.* [50].

3.3.1 En régime linéaire

Dans une configuration insensible à la phase, la figure de bruit minimale d'un FOPA pompé par une pompe monochromatique vaut 3 dB. Dans cette configuration idéale où aucun bruit n'est présent à l'entrée de l'amplificateur, les fluctuations du vide, ou bruit quantique, ou bruit de photons, représentent l'unique source de bruit à l'intérieur de l'amplificateur. On les modélise en considérant qu'à l'entrée de l'amplificateur, un photon de bruit par mode spectro-temporel (1/2 par mode spectral + 1/2 par mode temporel) (Fig 3.26-(a)) est ajouté au signal [3]. Sans aucun signal à l'entrée, le FOPA amplifie ce bruit quantique et on génère de la fluorescence paramétrique dont la répartition spectrale suit l'évolution de la courbe de gain du FOPA (Fig 3.26-(b)). Cette fluorescence paramétrique est complètement équivalente à l'émission spontanée, qui est générée dans tout amplificateur optique et basée sur l'émission stimulée de photons.

3.3.1.1 Définition de la figure de bruit

La NF est définie par la relation suivante [52]:

$$\text{NF (dB)} = 10 \times \log \left[\frac{\text{OSNR}_{\text{in}}}{\text{OSNR}_{\text{out}}} \right] \quad (3.15)$$

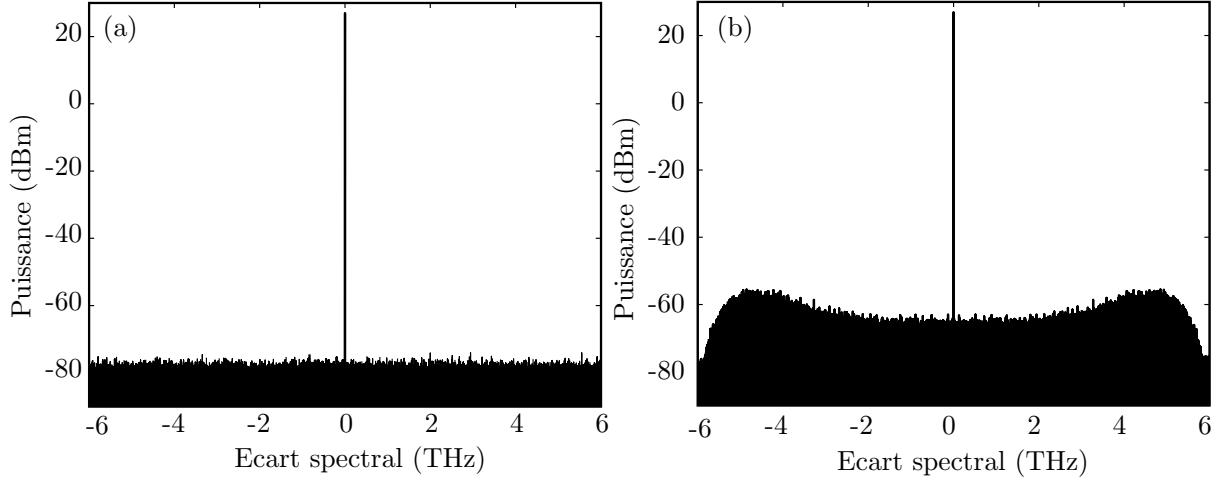


Fig. 3.26 – (a) Spectre à l'entrée d'un FOPA sans signal avec une pompe monochromatique et du bruit quantique, (b) spectre de sortie.

avec OSNR_{in} , le rapport signal sur bruit optique (OSNR, Optical Signal to Noise Ratio) d'entrée et OSNR_{out} , le rapport signal sur bruit optique de sortie. On définit le OSNR de la façon suivante :

$$\text{OSNR} = \frac{P_{\text{S}}}{P_{\text{Bruit}}} \quad (3.16)$$

avec P_{S} la puissance du signal et P_{Bruit} la puissance de bruit mesurée optiquement dans un intervalle spectral délimité $\Delta\nu$ (typiquement 0,2 nm autour du signal). Dans le cas d'un FOPA sans autre source de bruit que le bruit de photons et avec une pompe monochromatique, le OSNR_{in} est défini en entrée d'amplificateur par rapport au bruit quantique artificiellement ajouté dans nos simulations. Notons que la relation 3.15 n'est pas exploitable expérimentalement, puisque si le filtrage de l'ASE résiduelle autour de la pompe est parfait, il n'y a aucun bruit à l'entrée de l'amplificateur. En injectant la relation 3.16 dans l'expression 3.15, avec la puissance de bruit en entrée d'amplificateur telle que $P_{\text{Bruit}}^{\text{in}} = h\nu\Delta\nu/2$ [53, 54]¹³ et G le gain d'amplification, on obtient¹⁴ :

$$\text{NF} = 10 \times \log \left[\frac{2}{h\nu\Delta\nu} \times \frac{1}{G} \times P_{\text{Bruit}}^{\text{out}} \right] \quad (3.17)$$

Cette relation est à présent exploitable expérimentalement car le gain d'amplification (G) et la puissance de bruit de sortie autour du signal ($P_{\text{Bruit}}^{\text{out}}$) sont des données expérimentales accessibles. Cette expression signifie que la puissance de bruit de sortie au pied du signal ($P_{\text{Bruit}}^{\text{out}}$) est comparée à la puissance du bruit quantique en entrée de FOPA amplifiée par un amplificateur de gain G ($\frac{h\nu\Delta\nu \times G}{2}$), toutes deux définies dans une bande de fréquence $\Delta\nu$. Par conséquent, en régime de fonctionnement linéaire et lorsque l'on se trouve uniquement en présence de bruit de photons, la puissance de bruit en sortie d'amplificateur s'écrit :

$$P_{\text{Bruit}}^{\text{out}} = \frac{h\nu\Delta\nu}{2} \times G + \frac{h\nu\Delta\nu}{2} \times (G - 1) \quad (3.18)$$

13. On prend ici la moitié de la puissance de bruit quantique en entrée d'amplificateur, car seulement les composantes de bruit dont la polarisation est parallèle à celle de la pompe seront amplifiées [51, 55]

14. Avec h , la constante de Planck qui vaut $6,6261 \times 10^{-34} \text{J.s}$

Le premier terme de cette expression correspond à l'amplification du bruit quantique par le FOPA dans la bande signal, et le second représente le bruit quantique amplifié coté idler et transféré côté signal. A partir des relations 3.17 et 3.18, on aboutit à l'expression de la NF en fonction du gain :

$$NF = 10 \times \log \left[2 - \frac{1}{G} \right] \quad (3.19)$$

Ainsi la NF d'un FOPA tend vers 3 dB pour de forts gains d'amplification et on vérifie qu'elle est bien égale à 0 dB si on néglige les pertes lorsqu'il n'y a pas d'amplificateur ($G=1$). La dégradation de la NF d'un facteur 2 pour de forts gains peut également être expliquée par le fait que le gain du bruit quantique est deux fois supérieur à celui du signal [56].

Remarque : nous avons défini le rapport signal sur bruit optique (OSNR), par opposition au rapport signal sur bruit électrique, où il faudrait prendre en compte le rendement quantique et la réponse du détecteur [47]. Afin de démontrer que la résolution spectrale du moyen de détection utilisé pour mesurer la NF doit se situer dans le domaine des radiofréquences, nos simulations présentées par la suite ont une résolution d'environ 50 MHz, soit 4×10^{-4} nm. Cette NF "électrique", calculée directement à partir de nos données numériques, correspondrait expérimentalement à une détection hétérodyne [57] du signal optique. A titre de comparaison, nous avons modélisé un analyseur de spectre optique (résolution de 0,2 nm, soit 25 GHz). Nous avons alors considéré 1064 pixels CCD qui intègrent la lumière diffractée par un réseau dont la résolution est de 0,2 nm. La NF "optique" sera alors simulée avec l'OSA modélisé et, dans chaque cas, elle sera calculée à partir de la relation 3.15.

Dans le paragraphe suivant, nous allons progressivement ajouter différentes sources de bruit au cas parfait, c'est à dire à une pompe monochromatique sans autre bruit que le bruit de photons. Nous avons utilisé la configuration de FOPA type décrite dans le paragraphe 3.1.2.1 page 47 avec des signaux monochromatiques de faible puissance ($10 \mu\text{W}$). Les mesures de NFs, électriques et optiques, ont été effectuées dans une plage de 0,2 nm autour du signal.

3.3.1.2 Configuration idéale : pompe monochromatique et bruit quantique uniquement

La figure 3.27 représente la courbe de gain (trait continu), la NF optique (croix) et la NF électrique (cercles), obtenues avec une pompe monochromatique. La seule source de bruit dans ce cas de figure est le bruit quantique.

Les NFs optiques et électriques sont identiques et égales à 3 dB sur toute la bande d'amplification dans ce cas. La dégradation d'un facteur 2 de la NF provient du transfert de la fluorescence paramétrique générée coté idler et qui bruite le signal. Dans ce cas parfait, un amplificateur paramétrique permet d'atteindre la limite quantique, quelle que soit la méthode de mesure utilisée, car aucun autre bruit que la fluorescence paramétrique n'est transférée sur le signal, et sa densité spectrale peut être considérée constante sur 0,2 nm (bruit blanc).

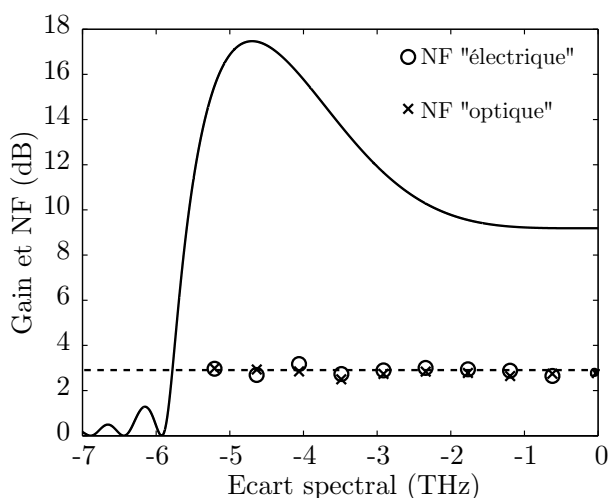


Fig. 3.27 – Courbe de gain (trait plein) et NFs électriques (cercles) et optique (croix) pour des signaux de $10 \mu\text{W}$. La pompe est monochromatique et le bruit est uniquement quantique.

3.3.1.3 Pompes monochromatique et PRBS avec de l'ASE résiduelle

Afin de modéliser de façon plus réaliste les FOPAs, nous avons d'abord pris en compte le piedestal d'ASE provenant de l'EDFA servant à amplifier la pompe elle-même en amont du FOPA et dont le filtrage spectral est imparfait. C'est cette configuration qui est généralement mise en œuvre expérimentalement [27].

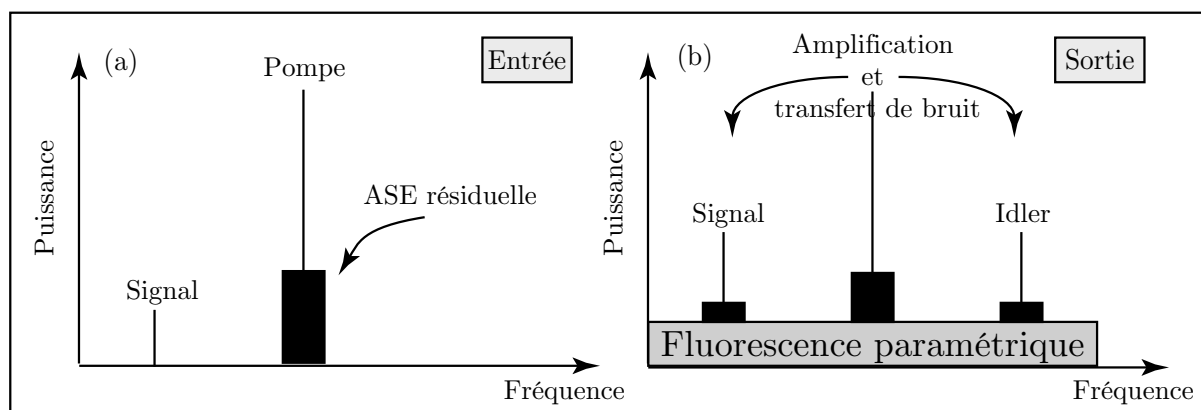


Fig. 3.28 – Schéma illustrant les différentes sources de bruit d'un FOPA avec une pompe monochromatique. (a) En entrée d'amplificateur et (b) en sortie.

Pour illustrer les échanges d'énergie qui vont se produire dans ce cas, la figure 3.28-(a) représentent le spectre d'entrée schématisé d'un FOPA avec une pompe monochromatique. On constate que dans ce cas, le seul bruit présent en entrée d'amplificateur est l'ASE résiduelle autour de la pompe. Au cours de l'amplification, comme nous l'avons déjà souligné, le bruit quantique est amplifié pour générer de la fluorescence paramétrique, et l'ASE résiduelle au pied de la pompe est transférée sur le signal et l'idler (Fig. 3.29-(b)). Le rapport signal sur bruit du signal en sortie d'amplificateur est alors plus faible que dans un cas parfait où il n'y a pas d'ASE résiduelle. Sa figure de bruit est alors plus élevée.

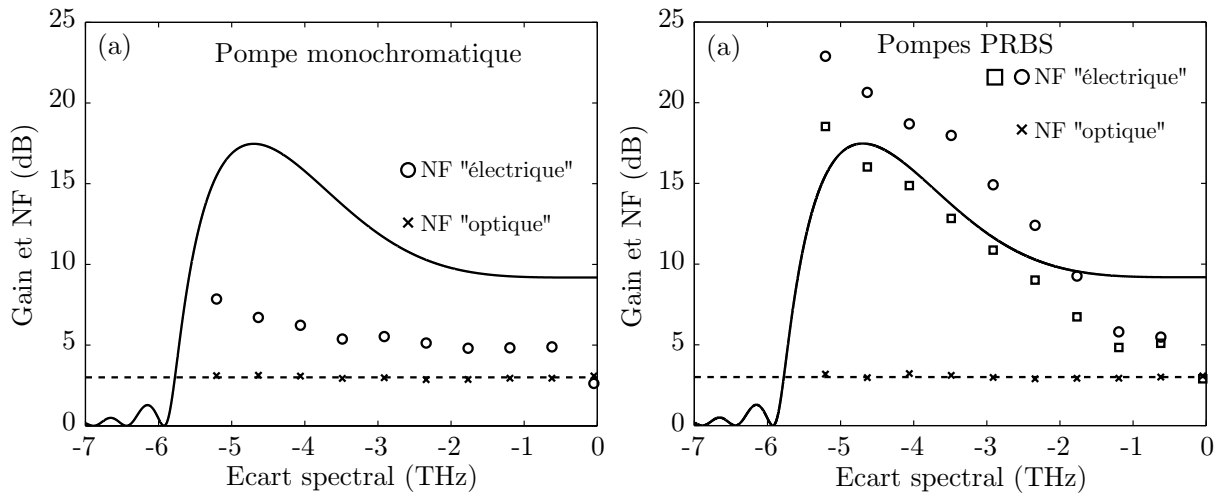


Fig. 3.29 – Courbe de gain (trait plein) et NFs électriques (cercles) et optique (croix) avec des signaux dont la puissance moyenne d’entrée est de $10 \mu\text{W}$. (a) pour une pompe monochromatique dont l’OSNR vaut 49 dB et (b) pour des pompes PRBS dont l’OSNR vaut 49 dB, avec des temps de montée de 27 ps (cercles) et 90 ps (carrés).

Pour illustrer qualitativement cet exemple, nous avons utilisé une pompe monochromatique en entrée d’amplificateur dont l’OSNR vaut 49 dB¹⁵. Nous avons utilisé un filtre spectral de 0,3 nm de bande passante et d’allure gaussienne pour simuler le piedestal d’ASE résiduelle.

Les figures 3.29-(a) et (b) représentent l’évolution des NFs optiques et électriques, dans le cas d’une pompe monochromatique (fig. 3.29-(a)), et dans le cas d’une pompe PRBS (fig. 3.29-(b)). Les OSNRs d’entrée de ces pompes sont identiques, valent 49 dB, et les temps de montée de la pompe PRBS valent 27 ps et 90 ps. Les mesures optiques de NFs, pour la pompe monochromatique ou les pompes PRBS (croix) demeurent constantes et égales à 3 dB sur toute la bande d’amplification. Par contre, les NFs électriques (cercles et carrés) augmentent avec l’écart spectral. Tout d’abord, le fort désaccord entre les mesures optiques et électriques s’explique à partir des figures 3.30 et 3.31. Nous avons représenté un zoom sur un signal amplifié situé à 3 THz de la pompe, pour la pompe monochromatique (figs. 3.30-(a) et (b)) et pour la pompe PRBS avec des temps de montée de 27 ps (figs. 3.31-(a) et (b)). Dans chaque cas, nous montrons un spectre avec une résolution "radio-fréquence" de 50 MHz (figs. 3.30-(a) et 3.31-(a)), et avec une résolution "optique" de 0,2 nm en simulant un OSA (figs. 3.30-(b) et 3.31-(b)). Avec la pompe monochromatique, le transfert du piedestal d’ASE de la pompe sur le signal est très visible sur la figure 3.30-(a) (résolution 50 MHz), alors qu’il n’est pas résolu par une mesure à l’OSA sur la figure 3.30-(b) (résolution 0,2 nm). La pompe PRBS fait apparaître un bruit supplémentaire (fig. 3.31-(a)) qui correspond aux variations temporelles de gain induites par la modulation de phase de la pompe. La mesure à l’OSA (fig. 3.31-(b)) ne permet pas non plus de résoudre ce bruit basse fréquence. Par conséquent, la mesure de NF optique effectuée avec l’OSA ne permet de calculer que le niveau de fluorescence paramétrique au pied du signal et donne l’impression que la valeur

15. Nous rappelons que nos simulations sont scalaires et que cet OSNR est défini par rapport aux composantes d’ASE copolarisées avec la pompe. Expérimentalement, le bruit d’ASE au pied de la pompe est à priori polarisé aléatoirement, on mesurerait alors un OSNR de 46 dB.

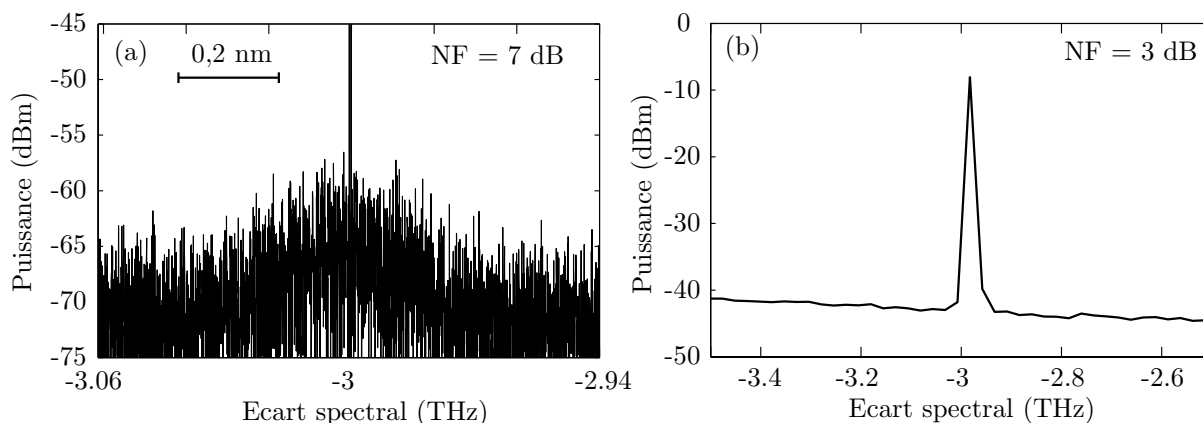


Fig. 3.30 – Zoom sur signal à 3 THz d'une pompe monochromatique dont l'OSNR vaut 49 dB. (a) spectre électrique (b) spectre optique

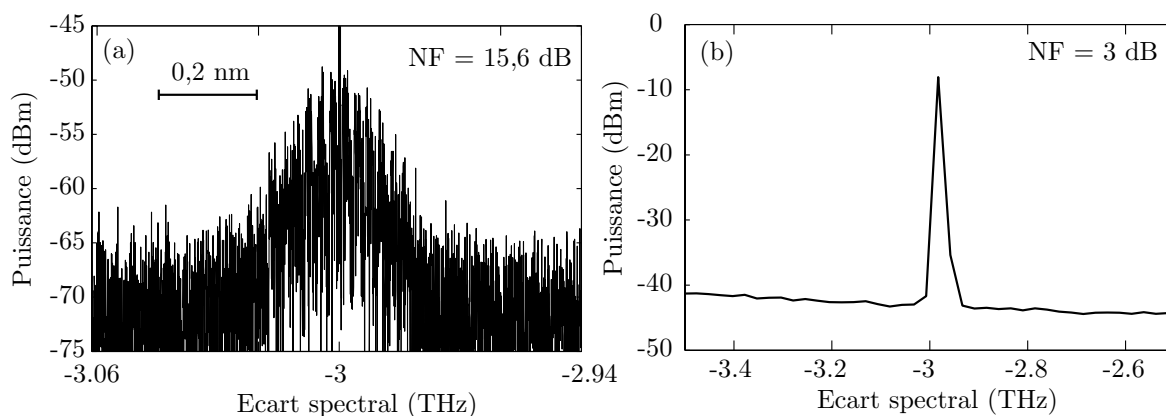


Fig. 3.31 – Zoom sur signal à 3 THz d'une pompe PRBS avec des temps de montée de 25 ps et dont l'OSNR vaut 49 dB. (a) spectre électrique (b) spectre optique

idéale de 3 dB est quasiment et facilement atteinte dans un FOPA. Le transfert du pedestal d'ASE de la pompe et des modulations de gain associées à la modulation de phase de la pompe ne pouvant être résolus avec ce type de mesure, il est donc impératif de procéder à des mesures électriques de ces bruits basses fréquences afin de caractériser correctement la NF d'un FOPA [47, 50, 51].

Nous allons nous concentrer sur les mesures de NF "électriques" des figures 3.29-(a) et (b). La pompe monochromatique transfère son bruit d'ASE, de façon similaire à un transfert de RIN [29] et dégrade la NF des signaux amplifiés. La dégradation de la NF (ou du RIN du signal) est plus importante pour des signaux situés au voisinage de l'accord de phase parfait. En effet, dans cette zone, le gain d'amplification est beaucoup plus sensible aux variations de puissance de la pompe, avec une dépendance exponentielle, (Equ. 2.13 page 30) par rapport aux signaux situés à proximité de la pompe, où la dépendance est quadratique (Equ. 2.12 page 30)¹⁶. La courbe d'évolution de la NF est d'ailleurs en bon accord qualitatif avec les résultats théoriques de la Ref. [47] qui ne prend pas en compte, en revanche, le fait que la

16. En dérivant les expressions 2.13 page 30 et 2.12 page 30 par rapport à la puissance de pompe on obtient : $\Delta G/P_P = \frac{\gamma L}{2} \exp(2\gamma P_P L) \simeq 597 \text{ W}^{-1}$ et $\Delta G/P_P = 2\gamma L P_P \simeq 5,4 \text{ W}^{-1}$ respectivement.

pompe soit en plus modulée en phase. Comme nous l'avons vu au début de ce chapitre, les variations temporelles du gain d'amplification induites par la modulation de phase de la pompe se traduisant dans l'espace réciproque par la présence de composantes spectrales basses fréquences au pied du signal (fig. 3.31-(a)). Ce bruit s'ajoute au transfert d'ASE de la pompe sur le signal et, pour la configuration illustrée ici, il est le bruit dominant. Cette augmentation de bruit dégrade fortement la NF "électrique" si l'on compare le cas monochromatique, où seul le transfert d'ASE est présent au pied du signal et les cas PRBS, où en plus s'ajoutent les composantes spectrales associées à la modulation de gain. La NF électrique de la pompe PRBS dont les temps de montée sont les plus longs (fig. 3.29-(b), carrés) est moins élevée que celle obtenue avec des temps plus courts (fig. 3.29-(b), cercles). Cela traduit simplement le fait que les modulations de gain associées aux variations de phase de la pompe sont plus importantes avec une pompe PRBS possédant les fronts de phase les plus abrupts.

3.3.2 En régime de saturation

Le but de cette partie est d'étudier l'évolution de la NF d'un FOPA en fonction de la puissance des signaux en entrée d'amplificateur. La configuration de FOPA est identique à celle du paragraphe précédent, et nous étudierons deux cas de figure :

- une pompe monochromatique avec uniquement du bruit quantique
- une pompe PRBS avec des temps de montée de 90 ps et un piedestal d'ASE

Nous n'étudierons pas le cas de la pompe monochromatique avec un piedestal d'ASE puisque, comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, le bruit induit par la modulation de gain est bien supérieur. **Les mesures de NFs seront "électriques" puisqu'une mesure "optique" n'est pas adaptée.**

3.3.2.1 Pompe monochromatique et bruit quantique

Nous avons représenté l'évolution de la NF sur la figure 3.32-(a) (traits pleins) et du gain (pointillés) en fonction de la puissance de trois signaux monochromatiques injectés en entrée d'amplificateur. Nous avons choisi trois écarts spectraux pompe-signal pour étudier l'évolution de la NF pour chaque régime de fonctionnement de l'amplificateur, à savoir : le régime d'amplification parabolique (signal à 1 THz de la pompe), celui d'amplification exponentielle (signal à 4,7 THz de la pompe) soit à l'accord de phase parfait, et un signal situé entre ces deux zones qui se trouve au point d'inflexion de la courbe de gain (signal à 3 THz de la pompe). D'après la théorie du mélange à quatre ondes en régime de saturation développée dans le chapitre précédent, lorsque les puissances du signal et de l'idler ne sont plus négligeables devant celle de la pompe, le terme de désaccord de phase non-linéaire s'écrit :

$$\Delta\beta_{NL} = \gamma(2P_P - P_S - P_I) \quad (3.20)$$

Ainsi, lorsque la puissance du signal et de l'idler n'est plus négligeable devant celle de la pompe, la relation de désaccord de phase est modifiée et le gain du signal diminue en fonction de sa puissance d'entrée. Par contre, pour les composantes de bruit d'ASE situées au pied de la pompe, la relation de désaccord de phase non linéaire reste quasiment inchangée

($\Delta\beta_{NL} \simeq \gamma 2P_P$) car leur puissance est négligeable devant celle de la pompe. En d'autres termes, le gain sur le signal diminue car le désaccord de phase est modifié tandis que le gain sur le bruit demeure quasiment inchangé car il reste quasiment constant. On s'attend donc à ce que la diminution du gain d'amplification soit inversement proportionnelle à l'augmentation de la NF. On constate sur la figure 3.32-(a) que cette dynamique semble respectée pour les signaux situés à 1 et 3 THz de la pompe puisque la NF se dégrade une fois que le gain chute. Par contre, pour le signal situé à 4,7 THz de la pompe, on observe une réduction de la NF avant même que le gain n'ait diminué.

Afin de faciliter la compréhension de cette dynamique, nous avons représenté sur la figure 3.32-(b) l'évolution de la NF par rapport au gain (η). Nous avons normalisé les valeurs du gain et de la NF par rapport à la valeur qu'ils prennent en régime de petits signaux, notées *gain* et *nf* respectivement, et on aboutit à :

$$\eta = (NF(P_{S_{in}}) - nf) + (Gain(P_{S_{in}}) - gain) \quad (3.21)$$

On constate que le gain chute toujours plus vite que la NF surtout pour le signal à l'accord de phase parfait (4,7 THz, carrés), mais que la dynamique inverse se produit en régime de très forte saturation ($P_{S_{in}} > 15$ dBm) pour les écarts spectraux 1 THz et 3 THz. Nous ne nous intéresserons pas à ce cas de figure extrême, puisque les signaux d'entrée sont tellement puissants qu'on ne peut plus parler d'amplification mais d'interaction entre deux ondes très puissantes par mélange à quatre ondes, ce processus étant favorisé par la faible dispersion globale de la fibre amplificatrice au voisinage de la longueur d'onde de dispersion nulle.

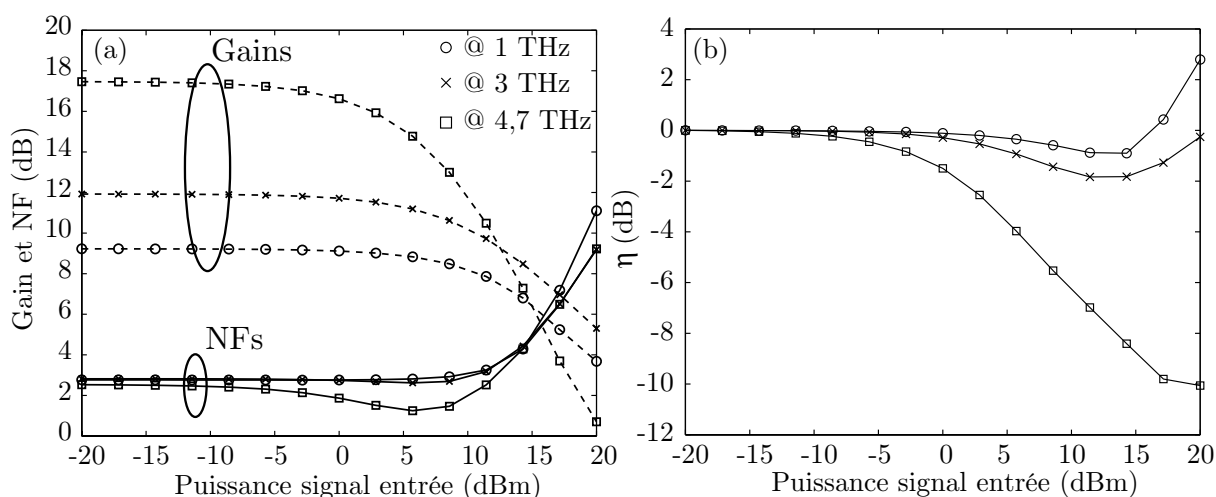


Fig. 3.32 – (a) Evolution de la NF (traits pleins) et du gain (traits en pointillés) en fonction de la puissance d'entrée des signaux pour une pompe monochromatique, pour des écarts spectraux pompe-signal de 1 THz (croix), 3 THz (carrés) et 4,5 THz (cercles). (b) Evolution de η (relation 3.21) en fonction de la puissance d'entrée des signaux pour ces trois écarts spectraux pompe-signal.

Afin de mieux comprendre cette chute de gain prématurée, nous avons représenté sur les figures 3.33-(a) à (e) les spectres de chaque écart spectral à trois puissances d'entrée différentes. Les spectres de sortie représentés sur les figures 3.33-(a), (d) et (g) correspondent à des signaux dont la puissance d'entrée vaut -20 dBm (régime linéaire), ceux des figures 3.33-(b), (e) et (h) à des signaux de 11 dBm (forte saturation) et ceux des figures 3.33-(c), (f) et

(i) à des signaux de 14 dBm (très forte saturation). Dès que la puissance des signaux devient suffisamment importante, on observe l'apparition de nouvelles fréquences. Elles résultent, entre autres, des interactions multiples par mélange à quatre ondes entre la pompe et le signal ou entre le signal et l'idler. Par exemple, sur la figure 3.33-(e), les ondes notées H_1 et H_2 résultent du mélange entre le signal (S) et l'idler (I) car ils vérifient la conservation de l'énergie ($\omega_S + \omega_I = \omega_{H_1} + \omega_{H_2}$). D'autres accords de phase de ce type peuvent facilement être identifiés pour les autres écarts spectraux pompe-signal des figures 3.33-(a) à (i). Ainsi, la pompe est susceptible de transférer de l'énergie au signal injecté en entrée et aux nouvelles ondes générées dans l'amplificateur. De plus, comme nous venons de le voir sur la figure 3.33-(e) le signal de départ peut jouer le rôle de pompe dans certain processus paramétriques et ainsi céder de l'énergie à ces nouvelles composantes spectrales. Ainsi, la chute prématurée du gain, et par conséquent l'augmentation de la NF, est due à ces multiples échanges d'énergie entre les diverses ondes créées.

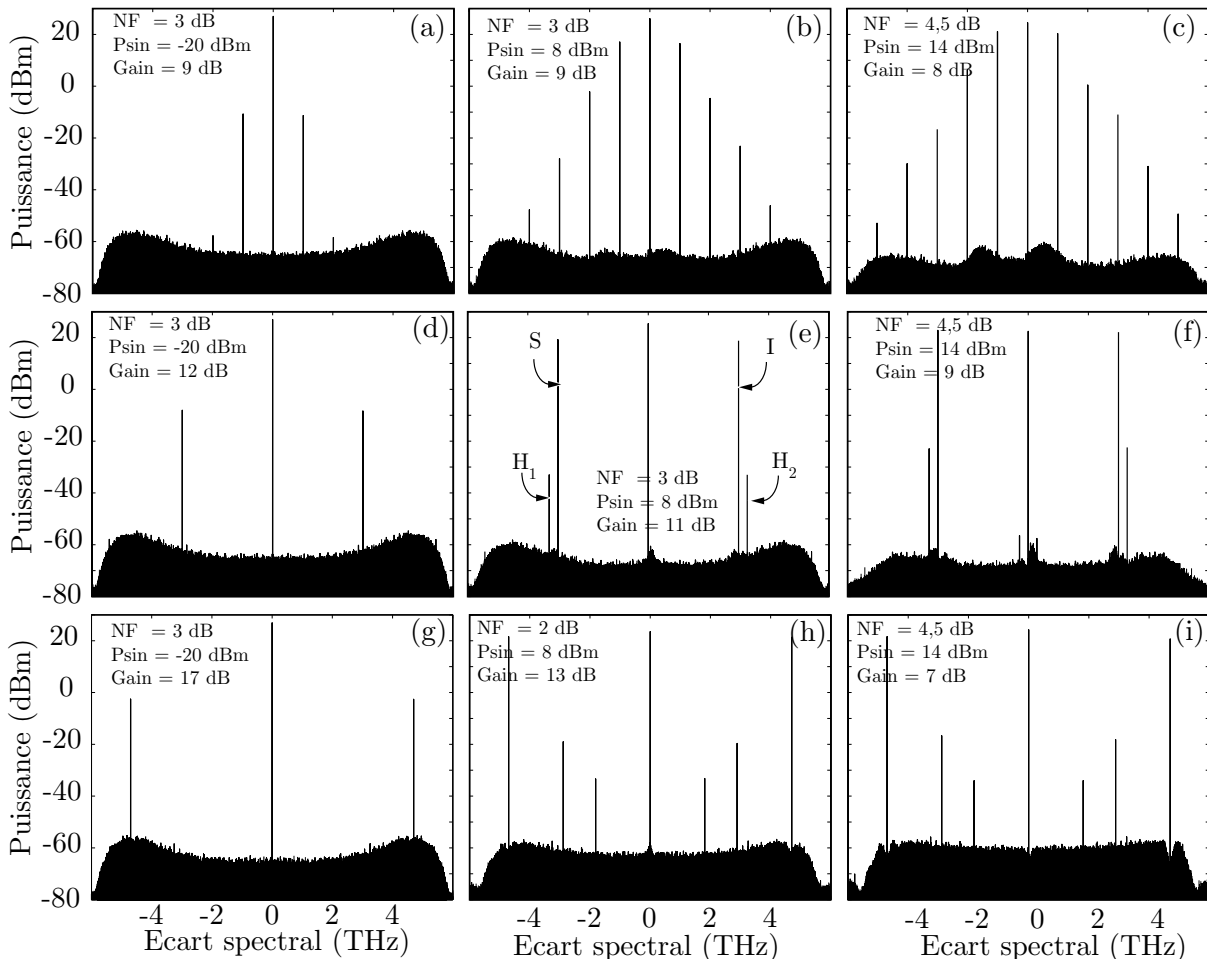


Fig. 3.33 – Spectres de sortie pour une pompe monochromatique, (a) à (c) pour un signal situé à 1 THz de la pompe, (d) à (f) pour un signal situé à 3 THz de la pompe, (g) à (i) pour un signal situé à 4,7 THz de la pompe. Les colonnes (a, d, g), (b, e, h) et (c, f, i) correspondent à des signaux de même puissance d'entrée, respectivement, -20 dBm, 8 dBm et 14 dBm.

Comme nous venons de le voir, la faible valeur de la dispersion du FOPA, couplée aux puissances élevées des ondes qui s'y propagent, donnent lieu à des interactions entre les ondes monochromatiques très riches et surprenantes, en raison de l'allure atypique du spectre de fluorescence paramétrique en régime de saturation. Par exemple, dans le cas d'un signal situé à 4,7 THz de la pompe (accord de phase parfait), on voit apparaître un trou spectral au pied du signal sur les figures 3.33-(h) et (i). Les figures 3.34-(a) à (c) montrent un zoom sur le pied de ces signaux. Ce phénomène est issu de processus complexes d'interactions paramétriques entre la pompe, le signal, l'idler et les composantes de bruit aux pieds de ces derniers [58]. Lorsque la puissance de la pompe et du signal (de l'idler) deviennent comparables, ces deux ondes génèrent une bande de gain paramétrique autour de leur fréquence médiane ($\frac{\omega_{S,I} + \omega_P}{2}$) en puisant de l'énergie à leurs pieds [58]. Ce processus conduit à l'aplanissement du spectre de fluorescence paramétrique et aux trous spectraux autour du signal et de l'idler. La diminution du bruit au pied du signal sur la figure 3.33-(b) alors que le gain d'amplification a peu chuté, conduit à la mesure d'une NF de 2 dB environ (fig. 3.32-(a)). Cette valeur de NF en dessous de la limite quantique ne viole absolument pas la relation d'Heisenberg, puisque cette loi est uniquement valable pour des amplificateurs fonctionnant en régime linéaire.

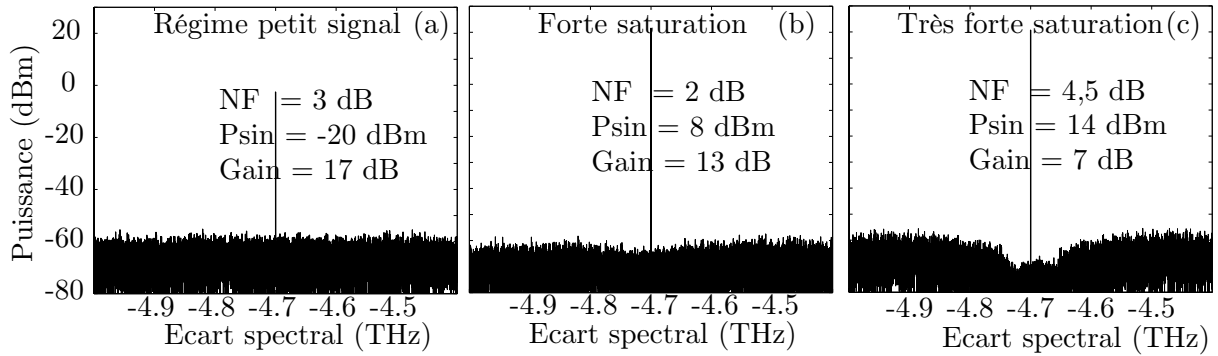


Fig. 3.34 – Zooms respectifs sur les signaux des figures 3.33-(g) à (i).

Notons que ces trous spectraux dans le spectre de fluorescence paramétrique apparaissent uniquement lorsque les signaux sont situés au voisinage de l'accord de phase parfait. Des processus du même type se produisent certainement pour les deux autres écarts spectraux (1 THz et 3 THz) et expliquent sans doute l'allure atypique des spectres de fluorescence paramétrique des figures 3.33-(c) et (f). Notons que la figure de bruit électrique présentée dans ce paragraphe reste relativement faible quelle que soit la puissance du signal d'entrée car il n'y a que le bruit quantique superposé à la pompe, sans ASE résiduelle ni modulation de phase.

3.3.2.2 Pompe PRBS, ASE et bruit quantique

Pour la même configuration de FOPA, nous avons représenté sur la figure 3.35 l'évolution de la NF pour une pompe PRBS de 90 ps de temps de montée et dont le rapport signal sur bruit d'entrée vaut 49 dB, en raison du piedestal d'ASE. Dans ce cas, la dégradation de la NF se produit pour des puissances de signal d'entrée beaucoup plus faibles, bien avant la saturation, et les signaux sont d'autant plus dégradés qu'ils se situent au voisinage de

l'accord de phase parfait. Même dans le régime de faible saturation (jusqu'à environ $P_{Sin} \simeq -25$ dBm), et bien que le gain reste constant, la NF se dégrade déjà de plusieurs dB (sauf pour le signal situé dans la zone de gain quadratique, 1 THz).

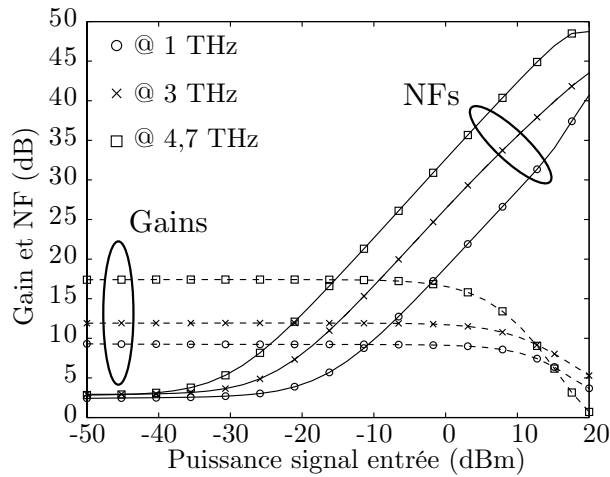


Fig. 3.35 – (a) Evolution de la NF et du gain en fonction de la puissance d'entrée des signaux pour une pompe PRBS de 3 GHz de largeur spectrale et 90 ps de temps de montée, pour des écarts spectraux pompe signal de 1 THz (cercles), 3 THz (croix) et 4,7 THz (carrés).

Pour la pompe PRBS, comme nous l'avons vu précédemment, l'ASE non-filtrée au pied de la pompe et les variations de gain associées aux modulations de phase de la pompe forment un piédestal de bruit sur le signal (Figs. 3.36-(a) à (d)) similaire à celui de la figure 3.31-(a).

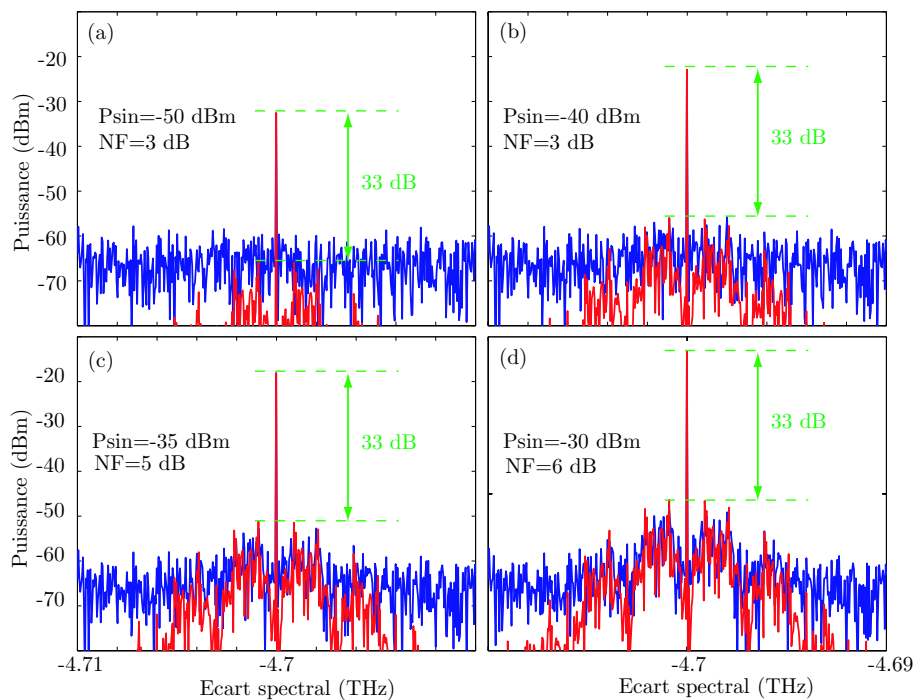


Fig. 3.36 – (a) Zoom sur un signal situé à 4,7 THz d'une pompe PRBS de 3 GHz et 90 ps de temps de montée pour différentes puissance d'entrée du signal. En bleu, avec bruit quantique et ASE résiduelle au pied de la pompe et en bleu sans bruit quantique.

Notons que pour les très faibles puissances d'entrée (-50 dBm), l'allure du spectre de fluorescence paramétrique est classique et aucune nouvelle onde n'est générée (Fig. 3.36-(a) et Fig. 3.37-(a)). La dégradation précoce de la NF aux puissances de signal intermédiaires (-35 à 0 dBm) est donc majoritairement liée aux variations de gain induites par la modulation de phase de la pompe (voir Fig. 3.30-(a) et Fig. 3.31-(a)). Comme le montre la relation 3.11 page 56, l'amplitude de ces variations ne dépend pas de la puissance du signal. Par conséquent, en isolant ce phénomène des autres sources de bruit, en particulier le bruit quantique, le rapport signal sur bruit de sortie devrait être constant. Les figures 3.36-(a) à (d) représentent le spectre d'un signal de sortie situé à 4,7 THz de la pompe pour différentes puissances d'entrée, pour la configuration de FOPA précédente (pompe PRBS, bruit quantique et piedestal d'ASE, en bleu). Afin d'isoler la contribution de la modulation de phase de la pompe, nous avons représenté le spectre de sortie du signal sans bruit quantique (en rouge). Dans ce cas, on vérifie que le rapport signal sur bruit en sortie d'amplificateur est bien constant (33 dB) quelle que soit la puissance des signaux d'entrée (figs. 3.36-(a) à (d)). Ainsi, comme la puissance d'entrée augmente, le rapport signal sur bruit d'entrée augmente, et puisque le rapport signal sur bruit de sortie est constant, cela se traduit par une augmentation de la NF (voir Equ. 3.15 page 74). D'autre part, on remarque sur la figure 3.36-(a) que, pour de très faibles signaux d'entrée, le bruit quantique est le bruit dominant car les composantes spectrales les plus puissantes associées à la modulation de phase et au transfert d'ASE résiduel de la pompe sur le signal (rouge) se situent sous le niveau de fluorescence paramétrique. On obtient alors une NF de 3 dB. Au fur et à mesure que la puissance des signaux d'entrée augmente, le spectre global du signal de sortie se décale vers les hautes puissances et on voit émerger les composantes de bruit de la modulation de gain au dessus du niveau de fluorescence paramétrique (à partir de la figure 3.36-(c)). La NF vaut alors environ 5 dB. Le bruit dominant avec ces puissances de signaux suffisamment élevées est la modulation de gain. Pour résumer, la dégradation de la NF d'un FOPA pompé par une onde modulée en phase, alors que le régime de saturation de l'amplificateur n'est pas atteint, est lié majoritairement à la modulation de phase de la pompe.

Lorsque le régime de saturation est atteint, le trou spectral observé au pied du signal situé à l'accord de phase parfait dans le cas d'une pompe monochromatique est également présent avec une pompe modulée en phase (fig.3.37-(f)). Cependant, la valeur de la NF ne descend pas sous la limite quantique car le bruit associé à la modulation de phase de la pompe est bien supérieur.

Pour résumer, on incrimine 3 principales sources de bruit dans la dégradation de la NF d'un FOPA :

- L'amplification du bruit quantique au pied du signal et le transfert de la fluorescence paramétrique de l'idler (Equ. 3.18 page 75) sur le signal
- Le transfert du bruit d'intensité de la pompe sur le signal (RIN+ASE résiduelle)
- La modulation de gain associée à la modulation de phase de la pompe

La limite quantique est atteinte si le bruit dominant est le bruit de photons et si l'amplificateur n'est pas saturé. Cependant, dans une configuration réaliste de FOPA, les deux autres sources de bruit sont généralement plus importantes et on peut minimiser leur impact en utilisant une pompe qui possède un excellent rapport signal sur bruit d'entrée grâce à un filtrage optimum de l'ASE généré autour de la pompe [46], et d'autre part, en optant pour un format

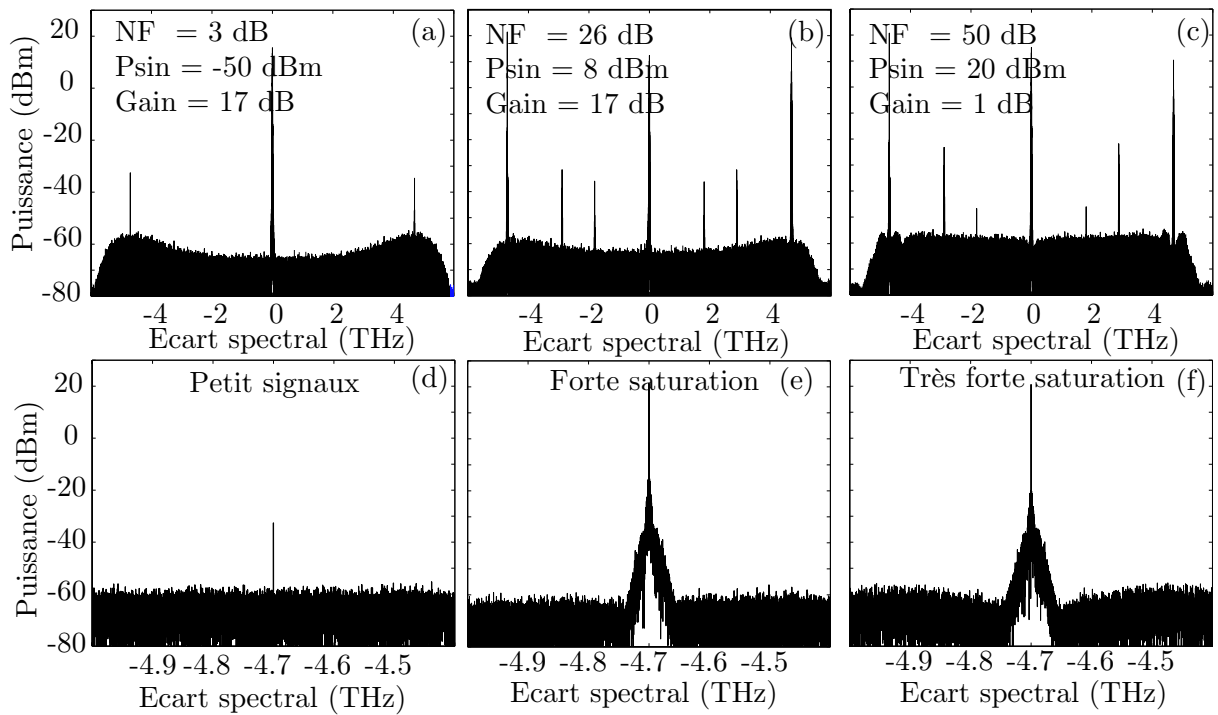


Fig. 3.37 – Spectres de sortie pour un signal situé à 4,7 THz de la pompe PRBS, (a) pour un signal de -50 dBm en entrée, (b) pour un signal de 8 dBm en entrée et (c) pour un signal de 20 dBm en entrée. Les figures (d) à (e) représentent le zoom sur le signal des figures (a) à (c).

de modulation de phase de la pompe qui possède des variations temporelles les plus faibles possibles. Ainsi l'utilisation un laser continu intrinsèquement très puissant [47] permettrait d'obtenir un rapport signal sur bruit d'entrée très élevé. Concernant les caractéristiques de la fibre amplificatrice, il serait avantageux de travailler en zone de dispersion légèrement anormale pour diminuer l'effet de la modulation de gain, au détriment d'une réduction de l'étendue spectrale de la bande de gain et d'utiliser une fibre dont la pente de la dispersion soit la plus faible possible. Dans le cas extrême où la pente de dispersion chromatique est plate, la modulation de gain associée à la modulation de la pompe est nulle, et le bruit dominant, pour des signaux d'entrée suffisamment puissants, serait le transfert d'ASE de la pompe sur le signal. En tout état de cause, les FOPAs seront performants du point de vue de la NF avec de très faibles puissances de signal.

On se propose d'illustrer ces propos avec la configuration de FOPA suivante. Nous avons ajusté les paramètres de la fibre amplificatrice ainsi que la puissance de la pompe afin d'obtenir une courbe de gain très proche de celle utilisée dans les paragraphes précédents. Mais dans le cas traité ici, la pompe se trouve à 0,65 nm de la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre et sa pente vaut 0,03 ps/nm²/km (valeur typique d'une HNLF) et nous avons augmenté sa puissance jusqu'à 1 W pour compenser la réduction de la bande de gain induite par le pompage en zone de dispersion légèrement anormale. La longueur de fibre (150 m) a été fixée de façon à ce que les valeurs maximales de la courbe de gain soient comparables à celles de la précédente configuration (Fig. 3.13 page 62). Enfin, nous avons choisi un format

de modulation de phase de la pompe classique, PRBS à 3 GHz, avec des temps de montée de 90 ps.

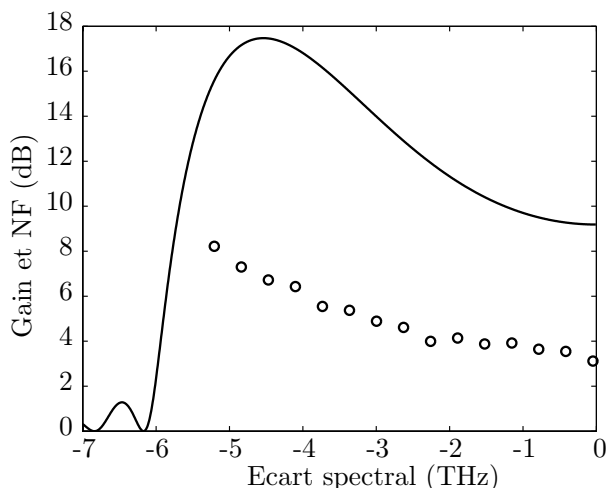


Fig. 3.38 – Courbe de gain (trait plein) et NF (cercles), d'une configuration de FOPA étudiée pour minimiser la NF avec des signaux de puissance moyenne d'entrée de $10 \mu\text{W}$ (-20 dBm).

La figure 3.38 représente la courbe de gain correspondant à la configuration de FOPA décrite ci-dessus et la NF obtenue avec des signaux de $10 \mu\text{W}$. Cet exemple de configuration montre simplement qu'en choisissant astucieusement les paramètres du FOPA, on obtient simultanément une bande de gain étendue et une NF satisfaisante. Pour encore améliorer la NF d'un FOPA, il serait intéressant de procéder à une étude systématique de l'impact de ses différents paramètres sur la figure de bruit. On pourrait ainsi dégager une configuration de FOPA optimale en terme de qualité d'amplification.

3.3.3 Confirmation expérimentale de la nécessité d'une mesure électrique de la NF

Nous présentons ici, de façon succincte, des résultats expérimentaux obtenus par Alcatel qui démontrent clairement qu'une mesure électrique est indispensable pour quantifier correctement la NF d'un FOPA. Ces travaux font l'objet d'un article qui en cours de rédaction [51]. Une pompe (@ 1553,3 nm) modulée par une séquence PRBS de 3,5 GHz et de 560 mW est injectée dans une fibre HNLF de 490 m de long dont la longueur d'onde de dispersion nulle se situe à 1553 nm. Avec cette configuration de FOPA, le gain d'amplification vaut 15 dB pour un signal situé à 1580 nm. Le dispositif expérimental est comparable à celui de la figure 2.1 page 25 et fait donc apparaître un piedestal d'ASE au pied de la pompe qui dégrade son rapport signal sur bruit. La mesure de la NF optique est obtenue grâce à un OSA, et la mesure électrique à partir d'un analyseur de RIN avec une résolution de l'ordre du MHz. Les figures 3.39-(a) et (b) représentent l'évolution de la NF en fonction de la puissance d'entrée du signal pour une pompe dont l'OSNR vaut 27 dB et 47,3 dB, respectivement. On constate dans les deux cas que la NF optique (carrés) est constante et égale à 4 dB sur toute la plage de puissance des signaux d'entrée. Par contre, la NF électrique (triangles) augmente avec la puissance d'entrée des signaux. Ces résultats montrent sans ambiguïté qu'une mesure

électrique de la NF est indispensable pour résoudre les basses-fréquences de bruit qui sont générées au pied du signal. De plus, on remarque la dégradation de la NF est d'autant plus importante que la pompe est bruitée en entrée d'amplificateur. Ces résultats sont en bon accord qualitatifs avec ceux que nous venons de présenter.

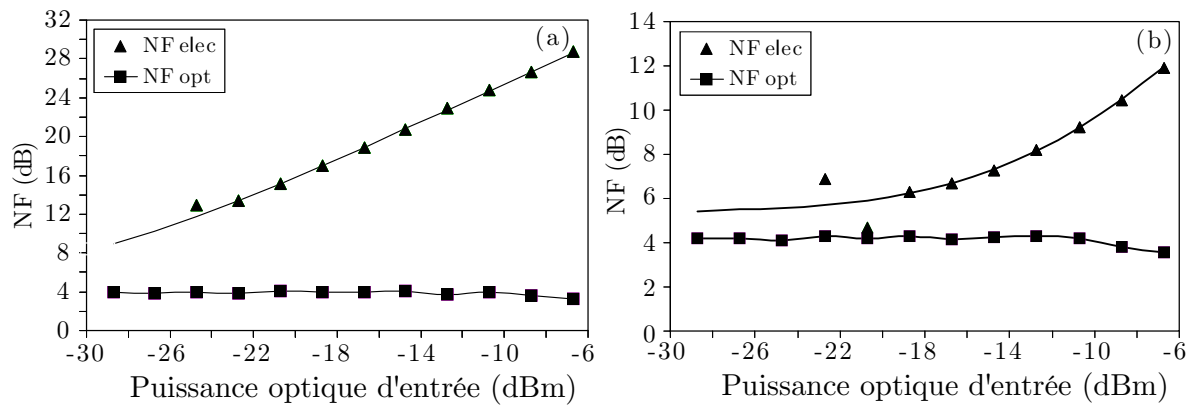


Fig. 3.39 – NFs optiques (carrés) et électriques (cercles) d'une pompe avec (a) un OSNR de 29 dB et (b) un OSNR de 47,3 dB. Les OSNRs sont mesurés dans 0,2 nm.

Une comparaison qualitative nécessiterait de modéliser complètement le FOPA et un soin particulier devra être apporté sur la modélisation du filtre optique responsable du piedestal d'ASE autour de la pompe, afin de simuler avec précision l'OSNR de la pompe.

3.4 Amplification de signaux WDM

Le principal atout des FOPAs repose sur leurs larges bandes de gain qui semblent particulièrement bien adaptées pour atteindre de très hauts débits dans les systèmes de télécommunication WDM. La compatibilité de l'amplification paramétrique sur fibre avec le multiplexage en longueur d'onde est donc importante à évaluer, d'autant plus que très peu de travaux s'étaient intéressés à ce problème au début de notre étude [59]. En effet, dans les FOPAs, les interactions entre canaux, ou entre canaux et pompe, sont exaltées par la faible dispersion de la fibre amplificatrice ainsi que par sa forte non linéarité [59–61]. Plusieurs auteurs montrent qu'un cross-talk entre canaux génère des canaux parasites qui sont susceptibles d'interférer avec les signaux à amplifier.

Afin de mieux identifier l'origine des différents cross-talk, une étude tout d'abord à partir d'une configuration de FOPA uniquement constituée de signaux monochromatiques non modulés et d'une pompe monochromatique. En effet, la modulation en phase de la pompe et en intensité des signaux ne modifie pas la génération de ces nouvelles fréquences, qui repose essentiellement sur le phénomène de mélange à quatre ondes. Nous verrons qu'un FOPA induit une diaphonie spécifique sur les canaux par interactions entre la pompe et les signaux et qu'il existe une position optimale des signaux par rapport à la pompe pour limiter les interactions parasites pompe-signaux. De même un choix optimum de β_3 permet d'optimiser globalement la qualité d'amplification d'un FOPA.

3.4.1 Amplification de N canaux monochromatiques

3.4.1.1 Premier canal situé à 1 THz de la pompe (multiple de l'espace intercanal)

Nous reprenons dans cette partie la configuration type de FOPA employée jusqu'à présent et dont les paramètres sont : $\beta_2 = 0 \text{ s}^2/\text{m}$, $\beta_3 = 0.6 \times 10^{-40} \text{ s}^3/\text{m}$ ($D_S = 0,037 \text{ ps}/\text{nm}^2/\text{km}$), $\beta_4 = -2,85 \times 10^{-55} \text{ s}^4/\text{m}$, $\gamma = 18 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, $L = 300 \text{ m}$ et $P_P = 500 \text{ mW}$.

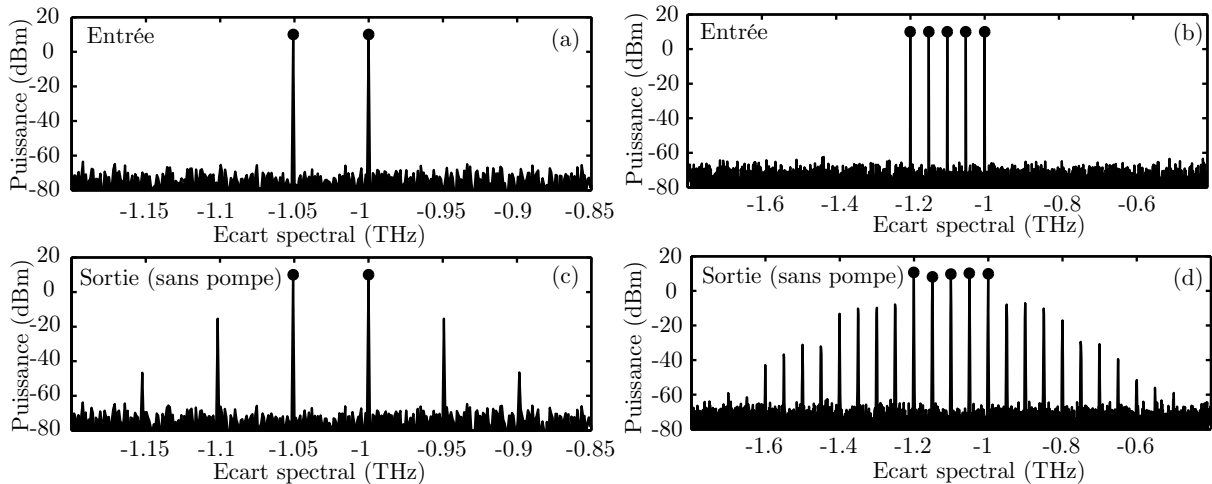


Fig. 3.40 – Spectres d'entrée de 2 (a) et 5 (b) signaux monochromatiques de 10 mW de puissance et espacés de 50 GHz. Spectres de sortie correspondants, (c) et (d), après propagation sans la pompe.

Dans un premier temps, nous avons étudié la propagation **sans pompe** de deux ondes monochromatiques espacées de $\Delta\omega = 50$ GHz et situées à 1 THz de la fréquence centrale (Fig. 3.40 (a)), soit une fréquence multiple de l'espacement intercanal. Les fréquences présentes à l'entrée de l'amplificateur sont repérées dans chaque simulation par des cercles pleins et la phase des signaux d'entrée est aléatoire pour toutes les simulations présentées dans cette partie. On observe en sortie (Fig. 3.40 (c)) la génération de canaux parasites issus d'un processus de mélange à quatre ondes résultant du battement entre les canaux initiaux [62, 63].

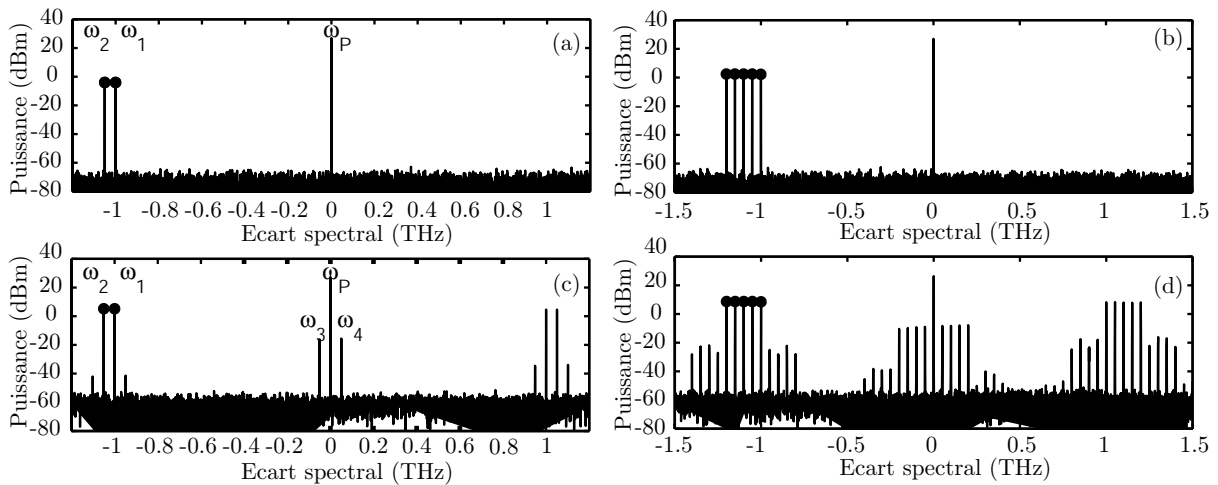


Fig. 3.41 – Spectres d’entrée de 2 (a) et 5 (b) signaux monochromatiques de 1 mW de puissance et espacés de 50 GHz. Spectres de sortie correspondants, (c) et (d), après amplification.

Ces nouvelles composantes sont espacées de $n \times 50$ GHz ($\Delta\omega$) de part et d’autre des signaux de départ. Ce phénomène est bien connu en optique non-linéaire et favorisé dans cette zone de faible dispersion ; le même comportement est d’ailleurs observé pour 5 ondes monochromatiques (Figs. 3.40 (b) et (d)), sauf que, en plus des composantes générées de part et d’autre des canaux initiaux, d’autres composantes créées se superposent aux signaux de départ et provoquent de la diaphonie (Fig. 3.40-(d)).

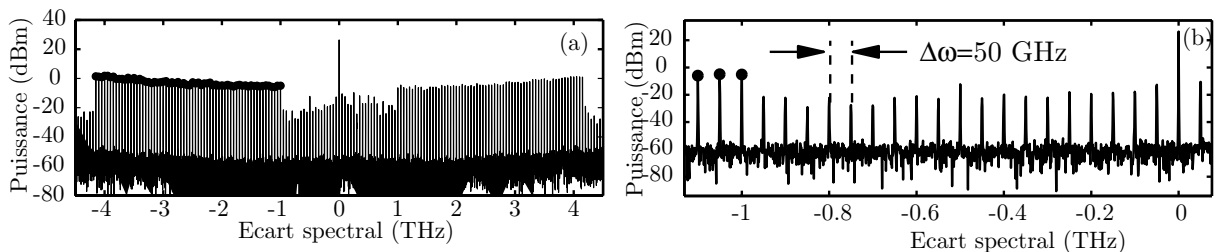


Fig. 3.42 – (a) spectre de sortie après amplification de 64 canaux monochromatiques de $50 \mu\text{W}$ chacun et espacés de 50 GHz. (b) zoom sur les fréquences parasites situées entre la pompe et les canaux.

Lorsque nous ajoutons une pompe monochromatique avec les 2 (5) signaux monochromatiques (Fig. 3.41 (a) et (b)), on observe en plus en sortie, (Fig. 3.41 (c) et (d)), la génération

de nouvelles fréquences entre la pompe et les signaux. D'une part, on retrouve les ondes issues du battement entre les canaux d'entrée de part et d'autre de ω_1 et ω_2 , et d'autre part des ondes situées au pied de la pompe, ω_3 et ω_4 . Ces dernières sont issues de l'interaction paramétrique entre la pompe et les canaux et, par exemple, l'onde ω_4 vérifie la relation de conservation d'énergie suivante : $\omega_4 = \omega_P + \omega_1 - \omega_2 = \omega_P + \Delta\omega$. Avec 5 canaux en entrée d'amplificateur, les mêmes processus se produisent et le nombre d'ondes générées autour des signaux de départ et autour de la pompe est plus important car les interactions se produisent entre tous les canaux et la pompe. Leur nombre augmente encore sur les figures 3.42 (a) et (b), où 64 canaux monochromatiques ont été injectés à l'entrée de l'amplificateur. L'espace spectral libre en entrée d'amplificateur entre le premier signal du peigne WDM et la pompe (1 THz) est comblé en sortie par des fréquences parasites espacées de $\Delta\omega$, qui résultent de l'interaction entre la pompe et les signaux (Fig. 3.42 (b)). Leur écart spectral étant de 50 GHz, ces fréquences sont également générées sur les signaux au sein du peigne et vont induire, en plus de la diaphonie entre les canaux seuls, un parasitage des signaux à amplifier. La figure 3.43 illustre la forte diaphonie que subissent les signaux en sortie d'amplificateur.

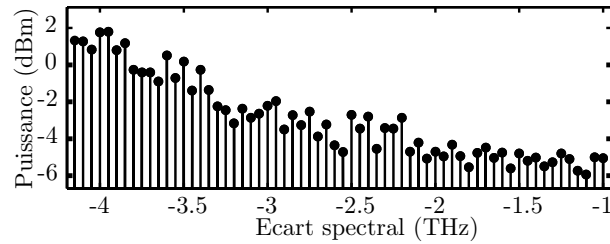


Fig. 3.43 – zoom sur les 64 signaux de sortie de la figure 3.42

Ce cross-talk se traduit par d'importantes variations du gain d'amplification pour des signaux monochromatiques, et par une dégradation de la qualité d'amplification lorsque ces signaux sont modulés. De plus, la diaphonie entre les canaux, favorisée par la faible valeur de la dispersion dans les FOPAs, augmente avec la puissance des signaux à amplifier comme le montrent les figures 3.44 (a) et (b).

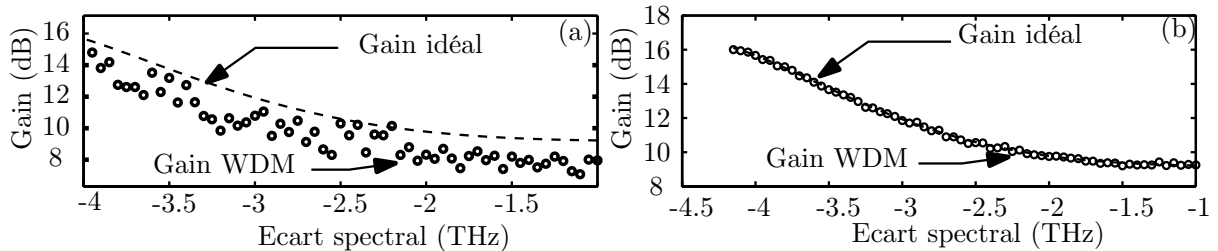


Fig. 3.44 – Gains de 64 signaux monochromatiques pour une puissance de $50 \mu\text{W}$ en entrée par canal (a) et $1 \mu\text{W}$ (b).

La figure 3.44 (a) représente les variations du gain en sortie d'amplificateur pour un peigne de 64 canaux monochromatiques (cercles), dont le premier est situé à 1 THz de la pompe et dont la puissance par canal vaut $50 \mu\text{W}$. Le trait en pointillés représente la courbe de gain (Equ. 2.3.1 page 30) idéale issue du modèle des équations couplées du mélange à quatre ondes (i.e. atténuation de la pompe négligée). On observe dans un premier temps,

que le gain d'amplification des canaux (cercles) se situe en dessous de la courbe de gain idéale (trait pointillé). L'écart moyen d'environ 2 dB entre les courbes de gain idéale et numérique signifie tout d'abord que l'amplificateur fonctionne en régime de saturation. De plus, les variations crête à crête de 3,5 dB par rapport à la courbe de gain, illustrent la forte diaphonie entre les canaux, induite par leur puissance élevée. Par contre sur la figure 3.44 (b), pour des signaux identiques mais dont la puissance par canal est de seulement $1 \mu\text{W}$, on calcule un écart maximum crête à crête par rapport à la courbe de gain idéale de seulement 0,3 dB et l'amplificateur n'est pas saturé. Par conséquent, l'amplification de peignes WDM dans un FOPA n'est envisageable sans dégradation de qualité d'amplification que pour de faibles puissances des signaux car, dans cette zone de faible dispersion, la diaphonie entre canaux, et entre canaux et pompe, augmente très rapidement avec la puissance des signaux à amplifier.

3.4.1.2 Impact sur la diaphonie de la valeur de l'écart spectral entre le premier canal du peigne WDM et la pompe

Dans le paragraphe précédent, nous avons identifié deux sources de cross-talk entre les canaux. La première résulte du battement "classique" entre les canaux, indépendante de la présence ou non de la pompe intense, et génère des fréquences parasites espacées de $\Delta\omega$ sur le peigne WDM, et de part et d'autre de celui-ci. La seconde diaphonie, spécifique d'un FOPA, est le fruit de l'interaction entre la pompe et les canaux et génère des fréquences parasites à $n \times \Delta\omega$ de la pompe, $\Delta\omega$ étant l'écart spectral entre les signaux en entrée d'amplificateur.

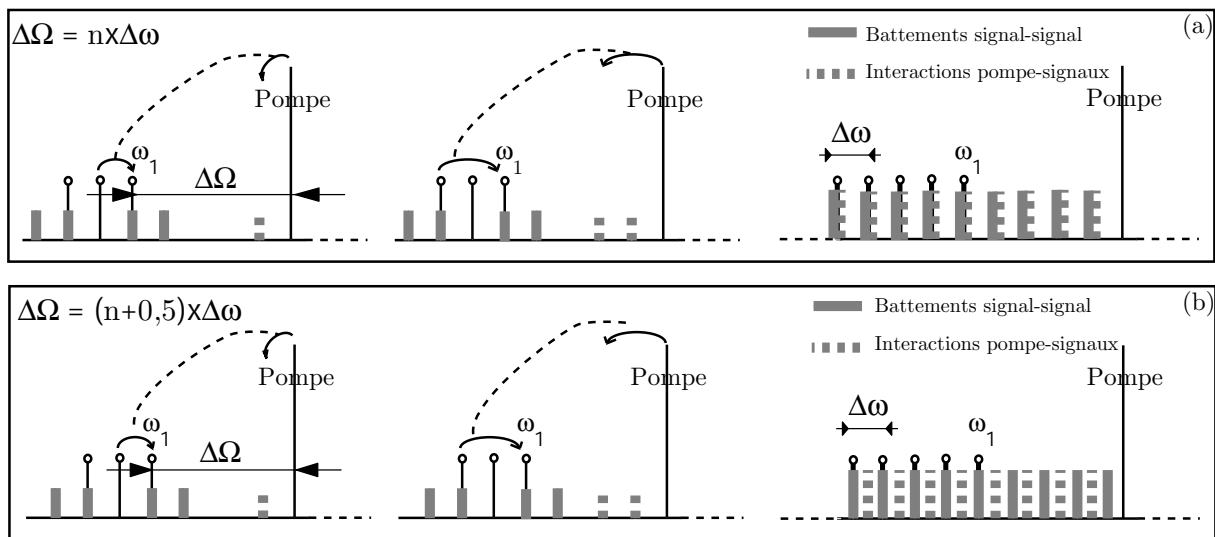


Fig. 3.45 – Schéma explicatif de l'importance de l'écart spectral entre la pompe et le premier signal WDM. Lorsque (a) $\Delta\Omega = n \times \Delta\omega$ et (b) $\Delta\Omega = (n + 0,5) \times \Delta\omega$, n entier.

Si l'écart spectral ($\Delta\Omega$) entre le premier canal du peigne WDM et la pompe est un multiple entier de l'écart spectral signal-signal ($\Delta\omega$), les fréquences parasites issues des battements entre canaux et des interactions signaux-pompe sont générées aux mêmes fréquences ($\omega_1 \pm n \times \Delta\omega$), comme le montre la figure 3.45 (a). Par contre, si $\Delta\Omega$ est égal à un nombre demi-entier de fois $\Delta\omega$, les fréquences parasites issues de chaque battement signal-signal sont situées à $\omega_1 \pm n \times \Delta\omega$, et celles issues de chaque interaction pompe-signal à $\omega_1 \pm 0,5 \times n \times \Delta\omega$.

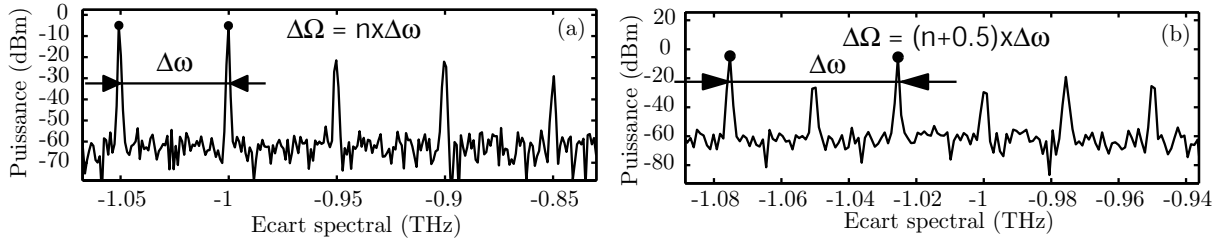


Fig. 3.46 – Zoom sur l'intervalle spectral pompe-premier signal WDM pour deux simulations de l'amplificateur avec 64 canaux monochromatiques, lorsque (a) $\Delta\Omega = n \times \Delta\omega$ et (b) $\Delta\Omega = (n + 0,5) \times \Delta\omega$. Les cercles pleins repèrent les signaux d'entrée.

Ainsi, les composantes spectrales créées par ces deux processus sont différentes et espacées de $\Delta\omega/2$. La figure 3.45 (b) illustre le cas où $\Delta\Omega = (n + 0,5) \times \Delta\omega$ et on voit que les fréquences parasites issues de l'interaction pompe-signal se trouvent entre les canaux, réduisant de fait la diaphonie totale. Nous avons simulé ces deux cas : un peigne de 64 canaux monochromatiques espacés de 50 GHz et séparé de 1 THz de la pompe ($\Delta\Omega = n \times \Delta\omega$, Fig. 3.46 (a)) et un peigne séparé de la pompe par 1,025 THz ($\Delta\Omega = (n + 0,5) \times \Delta\omega$, Fig. 3.46 (b)). Dans les deux cas la puissance d'entrée par canal vaut $50 \mu\text{W}$. On constate que dans le cas (a), où $\Delta\Omega$ (1 THz) est un multiple exact de $\Delta\omega$ (50 GHz), les fréquences parasites sont espacées de $n \times \Delta\omega$ par rapport aux canaux. Par contre, dans le cas (b), où $\Delta\Omega = (n + 0,5) \times \Delta\omega$, les fréquences parasites issues du battement signal-signal sont toujours espacées de $\Delta\omega$ par rapport aux canaux alors que celles générées par le mélange pompe-canaux s'intercalent à $\Delta\omega/2$ (25 GHz) des canaux. Cette configuration, $\Delta\Omega = (n + 0,5) \times \Delta\omega$, semble donc plus performante que celle où $\Delta\Omega = n \times \Delta\omega$, puisqu'une partie des fréquences parasites se situe au milieu de deux canaux, et par conséquent n'interfère pas avec eux.

L'optimisation de la valeur de l'écart spectral entre le premier signal et la pompe semble donc jouer un rôle important sur la diaphonie lors de l'amplification de signaux WDM dans un FOPA [64].

3.4.2 Amplification de 64 canaux NRZ modulés à 10 GBits/s

Dans ce paragraphe où chaque canal est maintenant modulé en intensité, nous allons quantifier la qualité globale d'amplification de l'ensemble des 64 signaux NRZ en mesurant le rapport entre le facteur Q' de sortie et celui d'entrée pour chaque canal ($Q'_{\text{out}}/Q'_{\text{in}}$), puis en effectuant la moyenne sur tous les canaux ($\overline{\Delta Q'}$). Nous rappelons que Q' est défini par la relation 3.12 page 60. Les signaux NRZ modulés à 10 GBits/s, de $20 \mu\text{W}$ de puissance moyenne sont injectés avec une pompe PRBS (3 GHz) de 500 mW et dont les temps de montée valent 90 ps. Les paramètres du FOPA sont les mêmes que dans le paragraphe 1.4.1.1.

3.4.2.1 Impact de la position du peigne par rapport à la pompe

Nous avons réalisé une série de simulations en faisant varier l'écart spectral entre le premier canal du peigne WDM et la pompe ($\Delta\Omega$), pour des signaux situés coté **Anti-Stokes** par rapport à la pompe (faibles longueurs d'ondes). Nous avons répertorié la valeur de $\overline{\Delta Q'}$ pour chaque $\Delta\Omega$ dans le tableau 3.3. Les peignes WDM dont les écarts spectraux pompe-

$\Delta\Omega$ (THz)	0,975	1	1,025	0,475	0,5	0,525	0,075	0,1
$\overline{\Delta Q'}$	0,85	0,81	0,85	0,8	0,72	0,82	0,84	0,62

Tab. 3.3 – $\overline{\Delta Q'}$ pour différents $\Delta\Omega$, pour des signaux situés coté **anti-Stokes de la pompe**. Les colonnes en gras correspondent au cas où $\Delta\Omega = n \times \Delta\omega$.

premier signal sont des multiples exacts de l'écart spectral signal-signal (colonnes en gras dans le tableau 3.3) présentent une qualité d'amplification globale beaucoup plus faible ($\overline{\Delta Q'}$ petit) que ceux pour lesquels $\Delta\Omega = (n + 0,5) \times \Delta\omega$. Par ailleurs, les interactions parasites pompe-signaux semblent d'autant plus efficaces que les signaux WDM sont proches de la pompe. Il est donc important de placer le peigne WDM suffisamment loin de la pompe, en s'assurant que $\Delta\Omega = (n + 0,5) \times \Delta\omega$ afin d'obtenir une qualité d'amplification optimale. Nous ne pouvons cependant généraliser davantage et donner une valeur optimale de $\Delta\Omega$, puisqu'elle dépend de l'ensemble des paramètres qui définissent le FOPA (dispersion et non linéarité de la fibre, puissance de pompe et des signaux).

3.4.2.2 Comparaison des performances de peignes situés côté Stokes ou anti-Stokes

Nous avons effectué le même type de simulation pour des signaux situés coté **Stokes** de la pompe (grandes longueurs d'ondes). Les performances relatives à chaque configuration sont répertoriées dans le tableau 3.4.

$\Delta\Omega$ (THz)	0,975	1	1,025	0,475	0,5	0,525	0,075	0,1
$\overline{\Delta Q'}$ (Stokes)	0,87	0,85	0,87	0,86	0,78	0,86	0,85	0,57
$\overline{\Delta Q'}$ (Anti-Stokes)	0,85	0,81	0,85	0,8	0,72	0,82	0,84	0,62

Tab. 3.4 – Comparaison de $\overline{\Delta Q'}$ pour différents $\Delta\Omega$, pour des signaux situés coté **Stokes** et **anti-Stokes de la pompe**.

Tout d'abord, les signaux dont l'écart spectral pompe-signal vérifie $\Delta\Omega = (n + 0,5) \times \Delta\omega$ sont les moins dégradés, comme dans le cas anti-Stokes. D'autre part, la qualité d'amplification des signaux situés coté Stokes est globalement meilleure pour quasiment tous les écarts spectraux pompe-premier signal (ligne en gras dans le tableau 5). Ce résultat paraît a priori surprenant, puisqu'avec une pompe située à la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre, on s'attend à ce que les interactions paramétriques pompe-signal soient les plus efficaces du coté Stokes, i.e. en zone de dispersion anormale. Afin d'expliquer ce déséquilibre, il y a lieu de considérer non plus un seul processus de mélange à quatre ondes avec une pompe unique, mais une interaction à deux pompes où l'un des signaux du peigne WDM joue également le rôle de pompe. Nous proposons donc de déterminer les conditions pour lesquelles un accord de phase parfait est réalisé dans un FOPA à deux pompes. Cette configuration reflète en effet, en termes de transferts d'énergie, les interactions pompe-signal considérées ici.

Considérons deux pompes de pulsation respectives ω_1 et ω_2 . La pulsation centrale est notée ω_C , l'écart spectral entre les pompes et ω_C est noté $\Delta\omega_P$ et celui entre le signal à amplifier et ω_C est noté $\Delta\omega_S$ (Fig. 3.47 (a)). Le désaccord de phase total peut s'exprimer à

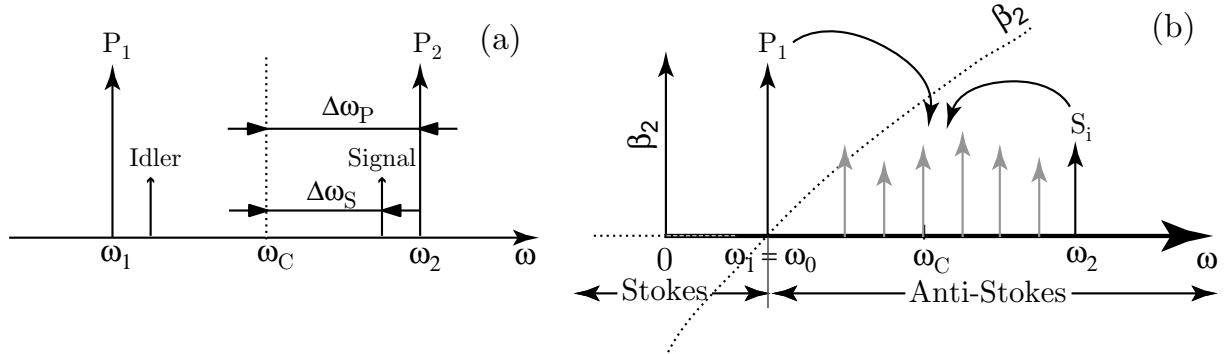


Fig. 3.47 – (a) Schéma explicatif d'un FOPA à deux pompes, (b) processus non-dégénéré entre la pompe P et les signaux.

partir du formalisme de mélange à quatre ondes [33, 44], lorsque ω_C est suffisamment loin de la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre :

$$\kappa = \beta_2(\omega_0) \times (\Delta\omega_S^2 - \Delta\omega_P^2) + \gamma P_P \quad (3.22)$$

avec $\beta_2(\omega_C)$ la valeur de β_2 à la fréquence ω_C , γ le coefficient non-linéaire et P_P la somme des puissances des pompes 1 et 2. Dans le cadre de la diaphonie pompe-signaux WDM dans un FOPA à pompe unique, la deuxième pompe est un des canaux WDM (Fig. 3.47 (b)). Si la relation d'accord de phase (Equ. 3.22) est vérifiée, cette configuration non-dégénérée va induire une diaphonie supplémentaire entre les canaux. Sur la figure 3.47 (b), dans le cas où $\lambda_P = \lambda_0$, la valeur de β_2 (pointillés) est négative coté Stokes et positive coté anti-Stokes. On calcule la valeur de β_2 en ω_C à partir de la pente de la dispersion tel que $\beta_2(\omega_C) = \beta_3 \times (\omega_C - \omega_P)$. Ainsi, on montre à partir de la relation 3.22 qu'un accord de phase parfait ($\kappa = 0$) n'est envisageable, **pour des ondes entre la pompe et les canaux**, que dans la zone où $\beta_2(\omega_C) > 0$ (Anti-Stokes), le gain à l'extérieur de cette bande spectrale étant négligeable [65]. Un accord de phase existe par contre **pour des ondes situées à l'extérieur des deux "pompes"** lorsque $\beta_2(\omega_C) < 0$ (Stokes), mais il induit des bandes de gain plus étroites [33]. On comprend alors que l'amplification de signaux WDM côté Stokes soit de qualité supérieure puisque l'accord de phase du processus dégénéré entre la pompe et les signaux est moins bien maintenu que lorsque le peigne est du côté anti-Stokes.

Pour conclure, là encore on constate que la pente de la dispersion β_3 joue un rôle important sur la qualité d'amplification de signaux WDM. L'étude proposée pour une configuration de FOPA dont la longueur d'onde de pompe est égale à la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre est également valable lorsque la pompe du FOPA est en zone de dispersion légèrement anormale. En effet, $\beta_2(\omega_C) = \beta_2(\omega_P) + \beta_3 \times (\omega_C - \omega_P)$ lorsque $\lambda_P \geq \lambda_0$, mais pour des configurations typiques de FOPAs (large bande spectrale), $\beta_2(\omega_P) \ll \beta_3 \times (\omega_C - \omega_P)$ et on retrouve l'expression de $\beta_2(\omega_C)$ correspondant au cas où $\lambda_P = \lambda_0$.

3.4.2.3 Valeur optimale de la pente de la dispersion pour amplifier 64 canaux à 10 Gbits/s

Dans le paragraphe 3.1, nous avons mis en évidence l'importance que joue la pente de la dispersion sur la modulation temporelle de gain lors de l'amplification d'un seul canal NRZ. En somme, en utilisant des fibres à dispersion plate telles que celles développées

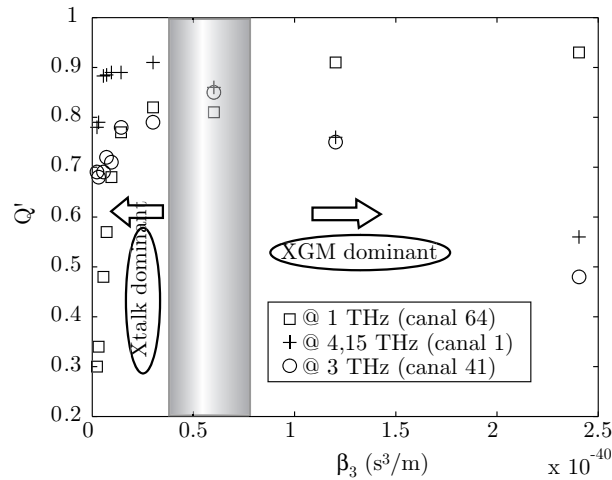


Fig. 3.48 – Q' de trois canaux, à 1 THz de la pompe (carrés), à 3 THz de la pompe (cercles) et à 4,15 THz de la pompe (croix) en fonction de β_3 .

récemment [37, 43], on parviendrait en principe à annuler complètement ce processus. Par contre, nous pouvons conclure des paragraphes précédents qu'une fibre possédant une pente de dispersion nulle va favoriser la diaphonie entre les canaux, puisqu'une dispersion globalement faible sur l'ensemble de la bande de gain du FOPA favorise d'autant plus les diaphonies signal-signal et pompe-signal. Une valeur optimale de β_3 , qui puisse à la fois engendrer de faibles modulations de gain et induire une diaphonie raisonnable entre les canaux peut être déterminée pour une configuration de FOPA donnée. Ainsi, nous avons simulé l'amplification de 64 signaux WDM modulés en intensité à 10 GBits/s pour différentes valeurs de β_3 . Les signaux d'entrée de $10 \mu\text{W}$ de puissance moyenne par canal sont identiques pour chaque simulation afin de permettre une comparaison juste pour différentes valeurs de β_3 . Nous avons utilisé une pompe PRBS de 3 GHz, de puissance 500 mW, dont les temps de montée valent 90 ps. Le coefficient Q' (relation 3.12 page 60) est calculé en sortie d'amplificateur pour trois canaux : les canaux 1, 41 et 64 qui correspondent respectivement à des écart spectraux pompe-canal de 1 THz, 3 THz et 4,15 THz. La figure 3.48 montre l'évolution de Q' pour ces trois canaux en fonction de la valeur de β_3 . Pour les faibles valeurs de β_3 , la modulation de gain est très faible mais la diaphonie entre canaux est importante et c'est ce cross-talk qui est la principale source de dégradation des signaux. Par contre, pour des valeurs élevées de β_3 , la modulation temporelle de gain est la principale cause de dégradation. Néanmoins, pour une valeur de β_3 d'environ $0,6 \times 10^{-40} \text{ s}^3/\text{m}$, la valeur de Q' pour ces trois signaux, représentatifs du comportement de l'ensemble du peigne, est satisfaisante (environ 0,85). Cette valeur particulière de la pente de la dispersion de la fibre semble être la mieux adaptée pour cette configuration de FOPA et correspond typiquement à celle d'une fibre fortement non-linéaire. Cette valeur n'est en revanche plus la même pour une autre configuration de FOPA.

3.5 Conclusion

Ce chapitre consiste en une étude théorique, aussi complète et réaliste que possible, du comportement d'un FOPA dans une configuration système. Tout d'abord, nous avons mis

en évidence l'impact de la modulation de phase de la pompe, permettant de s'affranchir du phénomène parasite de SBS, sur l'amplification paramétrique. Jusqu'à présent, le processus d'amplification paramétrique était considéré comme transparent vis à vis du format de modulation des signaux et de la modulation de phase de la pompe. Nous avons montré [30] que les variations de phase de la pompe induisent une modification instantanée de la relation d'accord de phase qui se traduit par des variations temporelles du gain d'amplification. Elles dépendent de la pente de la dispersion de la fibre optique ainsi que du temps de montée du modulateur de phase. Des essais expérimentaux effectués à Alcatel ont validé qualitativement les phénomènes décrits par notre modèle théorique ainsi que nos simulations [41, 42]. Au regard de la qualité d'amplification, ces variations de gain dégradent la qualité des signaux de sortie d'amplificateur. C'est pourquoi nous avons proposé plusieurs solutions pour minimiser l'importance de ce phénomène. Dans une configuration de FOPA à pompe unique, les variations de gain sont réduites si l'on utilise une fibre avec une faible pente de dispersion et/ou une pompe dont les temps de montée de la modulation de phase sont très longs. Notons que des fibres HNLFs à dispersion plate récemment développées conviendraient parfaitement [37]. D'autre part, nous avons mis évidence qu'un pompage en zone de dispersion légèrement anormale diminuait significativement cet effet, mais au prix d'une réduction de l'étendue spectrale de la bande de gain. Un compromis doit donc être défini entre la bande passante de l'amplificateur et la qualité d'amplification désirée. Par ailleurs, nous avons montré qu'en concaténant deux fibres identiques dont les pentes de dispersion seraient opposées, on obtenait également d'excellent résultats. Cette proposition a été motivée par les récents progrès réalisés par les fabricants de fibres photoniques qui proposent ce genre de fibre optique [43]. Enfin, la mise en œuvre d'une configuration à deux pompes en opposition de phase, déjà démontrée dans des FOPAs convertisseurs de fréquence pour éliminer l'élargissement spectral de l'idler, se révèle être également très adaptée pour annuler les variations de gain liées à la modulation de phase de la pompe.

Ensuite, nous avons présenté une étude détaillée de la figure de bruit d'un FOPA. Le transfert du bruit d'intensité de la pompe sur le signal, provenant de l'ASE résiduelle autour de la pompe après amplification par un EDFA et un filtrage spectral imparfait, ainsi que la modulation de gain temporelle ont été identifiées comme étant les principales sources de bruit qui dégradent la NF des FOPAs au dessus de la limite quantique. Nous avons démontré que pour obtenir une mesure correcte de la NF, il est nécessaire d'utiliser des moyens de détection électriques pour parvenir à résoudre ces bruits basses fréquences [51]. Par ailleurs, la NF d'un FOPA est d'autant plus basse que la puissance des signaux est faible, l'amplification de signaux très intenses mettant en avant les composantes de bruit liées à la modulation de gain. Nous avons montré que l'utilisation d'un FOPA en régime de dispersion anormale, ainsi que l'optimisation des caractéristiques de modulation de phase temporelle de la pompe permet d'obtenir une NF tout à fait acceptable.

Finalement, nous avons mis en évidence les différentes interactions susceptibles d'être engendrées entre les canaux ou entre les canaux et la pompe lors de l'amplification de signaux WDM dans un FOPA à une pompe. Nous avons démontré que la position spectrale des signaux par rapport à la pompe a un impact très important sur la qualité d'amplification

globale ces signaux. Ainsi, le canal WDM le plus proche de la pompe doit être séparé d'une demi-fois l'écartement spectral inter-canaux pour minimiser l'impact des interactions parasites sur la qualité globale d'amplification des signaux WDM. De plus nous avons démontré que le choix de la demi-bande de gain, soit côté Stokes de la pompe soit côté anti-Stokes, jouait un rôle important sur la qualité globale d'amplification, bien que la SRS ait été négligée dans nos simulations. Enfin, nous avons établi qu'un choix optimum de β_3 permet d'optimiser globalement la qualité d'amplification d'un FOPA.

Pour résumer, les performances des FOPAs en termes de qualité d'amplification sont les meilleures lorsque les signaux à amplifier sont de faible puissance. On le vérifie aussi bien par des mesures de NF ou lors de l'amplification de signaux WDM. D'autre part, les larges bandes de gain disponibles sont un des atouts majeurs des FOPAs, et nous avons montré qu'une configuration optimisée pour engendrer la plus large bande de gain possible ne permet pas d'obtenir la meilleure qualité d'amplification. La bande de gain la plus étendue est généralement obtenue lorsque la longueur d'onde de pompe est égale à la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre, qui implique un accord de phase très critique au maximum de la courbe de gain. Ainsi, en raison de la sensibilité à la phase de ces amplificateurs, la qualité d'amplification optimale est obtenue pour des signaux situés à proximité de la pompe. En effet, dans cette zone de gain parabolique où aucun accord de phase n'est à satisfaire les signaux sont beaucoup moins sensibles à la modulation de phase de la pompe et à son bruit d'intensité, contrairement aux signaux situés au voisinage de l'accord de phase parfait.

Bibliographie

- [1] **R.H. Stolen, J.E. Bjorkholm et A. Ashkin**, “Phase-matched four-photon mixing in silica fiber waveguides”, *IEEE J. Quantum Electron.*, **11**, pp. 100–103 (1975).
- [2] **R.H. Stolen et J.E. Bjorkholm**, “Parametric amplification and frequency conversion in optical fibers”, *IEEE J. Quantum Electron.*, **18**, pp. 1062–1072 (1982).
- [3] **J. P. Pocholle, J. Raffy, M. Papuchon et E. Desurvire**, “Raman and four-photon mixing amplification in single-mode fibers”, *Opt. Eng.*, **24**, pp. 600–608 (1985).
- [4] **K. Washio, K. Inoue et S. Kishida**, “Efficiency large-frequency-shifted three wave mixing in low dispersion wavelength region in single-mode optical fibers”, *Electron. Lett.*, **16**, pp. 658–659 (1980).
- [5] **M. Ohashi, K. Kitayama, Y. Ishida et N. Uchida**, “Phase matched light amplification by four-wave mixing in birefringent fibers due to externally applied stress”, *Appl. Phys. Lett.*, **41**, pp. 1111 (1982).
- [6] **M. E. Marhic, N. Kagi, T. K. Chiang et L. G. Kazovsky**, “Broadband fiber optical parametric amplifiers”, *Opt. Lett.*, **21**, pp. 573–575 (1996).
- [7] **K. Shiraki, M. Ohashi et M. Tateda**, “Performance of strain-free SBS suppression fiber”, *J. Lightwave Technol.*, **14**, n° 4, pp. 549–554 (1996).
- [8] **K. Shiraki, M. Ohashi et M. Tateda**, “Suppression of Stimulated Brillouin scattering in a fiber by changing the core radius”, *Electron. Lett.*, **31**, n° 8, pp. 668–669 (1995).
- [9] **N. Yoshizawa et T. Imai**, “Stimulated Brillouin scattering suppression by means of applying strain distribution to fiber with cabling”, *J. Lightwave Technol.*, **11**, n° 10, pp. 1518–1522 (1993).
- [10] **J. Hansryd, F. Dross, P. A. Andrekson et S. N. Knudsen**, “Increase of the SBS threshold in a short highly nonlinear fiber by applying a temperature distribution”, *J. Lightwave Technol.*, **19**, pp. 1691–1697 (2001).
- [11] **V. I. Kovalev et R. H. Harrison**, “Waveguide-induced inhomogeneous spectral broadening of stimulated Brillouin scattering in optical fiber”, *Opt. Lett.*, **27**, n° 22, pp. 2022–2024 (2002).
- [12] **L. Zou, X. Bao et L. Chiang**, “Brillouin scattering spectrum in photonic crystal fiber with a partially germanium-doped core”, *Opt. Lett.*, **28**, pp. 2022–2024 (2003).
- [13] **J. H. Lee, Z. Yusoff, W. Belardi, M. Ibsen, T. M. Monro et D. J. Richardson**, “Investigation of Brillouin scattering in small-core holey optical fiber : lasing and scattering”, *Opt. Lett.*, **28**, pp. 2022–5521 (2002).
- [14] **Jean-Charles Beugnot**, *Réalisation d'un banc de mesure pour l'étude de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres photoniques*, Rapport de DEA, Université de Franche-Comté (2004).
- [15] **T. Tanemura, H. C. Lim et K. Kikuchi**, “Suppression of idler spectral broadening in highly efficient fiber four wave mixing by binary phase shift keying modulation of pump wave”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **13**, pp. 1328–1330 (2001).

- [16] **J. Hansryd et P. A. Andrekson**, “Broad-band continuous wave pumped fiber optical parametric amplifier with 49-dB gain and wavelength conversion efficiency”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **13**, pp. 194–196 (2001).
- [17] **J. L. Blows et S. E. French**, “Low-noise figure optical parametric amplifier with a continuous wave frequency modulated pump”, *Opt. Lett.*, **27**, n° 7, pp. 491–493 (2002).
- [18] **Y. Aoki, K. Tajima et I. Mito**, “Input power limits of single mode optical fibers due to Stimulated Brillouin scattering in optical communication systems”, *J. Lightwave Technol.*, **6**, pp. 710–719 (1988).
- [19] **E. Lichtman, R. G. Waarts et A. A. Friesem**, “Stimulated Brillouin scattering excited by a modulated pump wave in single mode fibers”, *J. Lightwave Technol.*, **7**, pp. 171–173 (1989).
- [20] **S. K. Korotky, P. B. Hansen, L. Eskildsen et J. J. Veselka**, “Efficient phase modulation scheme for suppressing stimulated Brillouin scattering”, dans *Integrated optics and Optical Fiber Communications / IOOC'1995, paper WD2 pages 110-111*, (1995, Hong-Kong, Royaume Uni).
- [21] **A. B. Carlson**, *Communication systems*, Academic Press, Optics and Photonics, 3^e édition (1995).
- [22] **E. Lichtman, A. A. Friesem, R. G. Warts et H. H. Yaffe**, “Stimulated Brillouin scattering excited by two pump waves in single-mode fibers”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **4**, pp. 1397–1403 (1987).
- [23] **P. Narum, M. D. Skeldon et R. W. Boyd**, “Effect of mode laser structure on stimulated Brillouin scattering”, *IEEE J. Quantum Electron.*, **22**, pp. 2161–2167 (1986).
- [24] **S. Radic, C.J. McKinstrie, R.M. Jopson, A. H. Gnauck, J.C. Centanni et A.R. Chraplyvy**, “Performance of fiber parametric-processing device using binary-phase-shift-keyed pump modulation”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **16**, n° 2, pp. 548–550 (2004).
- [25] **D. Cotter**, “Stimulated Brillouin scattering in monomode optical fiber”, *J. Opt. Commun.*, **4**, n° 1, pp. 10–19 (1983).
- [26] **K. Inoue et T. Mukai**, “Signal wavelength dependence of gain saturation in fiber optical parametric amplifier”, *Opt. Lett.*, **26**, pp. 10–12 (2001).
- [27] **J. Hansryd, P. A. Andrekson, M. Westlund, J. Li et P. Hedekvist**, “Fiber-based optical parametric amplifiers and their applications”, *IEEE J. Selec. Top. Quantum Electron.*, **8**, n° 3, pp. 506–520 (2001).
- [28] **M. Ho, M. Marhic K. Y. K. Wong et L. G. Kazovsky**, “Narrow-linewidth idler generation in fiber four wave mixing and parametric amplification by dithering two pumps in opposition of phase”, *J. Lightwave Technol.*, **20**, n° 3, pp. 469–476 (2002).
- [29] **M. N. Islam et O. Boyraz**, “Fiber parametric amplifiers for wavelength band conversion”, *IEEE J. Selec. Top. Quantum Electron.*, **8**, pp. 527–537 (2002).
- [30] **A. Mussot, A. Durécu-Legrand, E. Lantz, C. Simonneau, D. Bayard, H. Maillotte et T. Sylvestre**, “Impact of pump phase modulation on the gain of fiber optical parametric amplifiers”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **16**, pp. 1289–1291 (2004).
- [31] **A. Hasegawa et W. F. Brinkman**, “Tunable coherent IR and FIR sources utilizing modulation instability”, *IEEE J. Quantum Electron.*, **16**, pp. 694–697 (1980).

-
- [32] **P. Agrawal**, *Nonlinear fiber optics*, Academic Press, Optics and Photonics, 3^e édition (2001).
- [33] **C. J. McKinstrie, S. Radic et A. R. Chraplyvy**, “Parametric amplifiers driven by two pump waves”, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **8**, n° 3, pp. 538–547 (2002).
- [34] **F. Matera et M. Settembre**, “Comparaison of the performance of optically amplified transmission systems”, *J. Lightwave Technol.*, **14**, pp. 1–11 (1996).
- [35] **D. Penninckx et O. Audouin**, “Optically preamplified systems: defining a new eye aperture”, dans *Optical Fiber Communications conference / OFC’1998, papier WM36*, (February 1998, San Jose, Californie).
- [36] **T. Torounidis, H. Sunnerud, P. Hedekvist et P. Andrekson**, “Fiber optical parametric amplifier in WDM applications”, dans *Optical Fiber Communications conference / OFC’2003, papier ThK2*, (25-29 mars 2003, Atlanta, Géorgie).
- [37] **T. Okuno, M. Tanaka, M. Hirano, T. Kato, M. Shigematsu et M. Onishi**, “Highly nonlinear and perfectly dispersion-flattened fibers for quasi-tunable wavelength conversion”, dans *European Conference on Optical Communications / ECOC’03, paper We4.P30*, (2003, Rimini, Italie).
- [38] **M. Karlson**, “Four-wave mixing in fibers with randomly varying zero-dispersion wavelength”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **15**, n° 8, pp. 2269–2274 (1998).
- [39] **L. Provino, A. Mussot, T. Sylvestre, E. Lantz et H. Maillotte**, “Broadband and flat parametric amplifiers using a multi-section dispersion-tailored nonlinear fiber arrangement”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**, n° 7, pp. 1532–1537 (2003).
- [40] **A. Legrand, C. Simonneau, D. Bayart, A. Mussot, E. Lantz, T. Sylvestre et H. Maillotte**, “Impact of the longitudinal variations of the chromatic dispersion on the gain of fiber parametric amplifiers”, dans *Optical Amplifiers and their Applications / OAA’2003, papier WD2*, (6-9 Juillet 2003, Otaru, Japon).
- [41] **A. Legrand, S. Lanne, C. Simonneau, D. Bayart, A. Mussot, E. Lantz, T. Sylvestre et H. Maillotte**, “System impact of pump phase modulation for fiber parametric amplifiers In Optical Fiber Communications”, dans *Optical Fiber Communications conference / OFC’2004, papier TuK2* (22-27 Février, 2004, Los Angeles, California).
- [42] **A. Durécu-Legrand, C. Simonneau, D. Bayart, A. Mussot, E. Lantz, T. Sylvestre et H. Maillotte**, “Impact of pump phase modulation on system performance of Fiber Optical Parametric Amplifiers”, *Electron. Lett.*, **soumis** (2004).
- [43] **K. P. Hansen**, “Dispersion flattened hybrid-core nonlinear photonic crystal fiber”, *Opt. Express.*, **11**, pp. 1503–1509 (2003).
- [44] **M. Marhic, Y. Park, F. Yang et L. Kazovsky**, “Broad-band fiber optical parametric amplifiers and wavelength converters with low-ripple Chebyshev gain spectra”, *Opt. Lett.*, **21**, pp. 1354–1355 (1996).
- [45] **K. Wong, K. Shimizu, M. Marhic, K. Uesaka, G. Kalogerakis et L. Kazovsky**, “Continuous-wave fiber optical parametric wavelength converter with +40 -dB conversion efficiency and a 3.8-dB noise figure”, *Opt. Lett.*, **28**, pp. 692–694 (2003).
- [46] **J. L. Blows et S. E. French**, “Low-noise figure optical parametric amplifier with a continuous wave frequency modulated pump”, *Opt. Lett.*, **27**, n° 7, pp. 491–493 (2002).

- [47] **P. Kylemark, P. Hedekvist, H. Sunnerud, M. Karlsson et P. Andrekson**, “Noise characteristics of fiber optical parametric amplifiers”, *J. Lightwave Technol.*, **22**, pp. 409–416 (2004).
- [48] **P. Voss et P. Kumar**, “Raman-noise-induced noise-figure limit for χ^3 parametric amplifiers”, *Opt. Lett.*, **29**, n° 5, pp. 445–447 (2003).
- [49] **A. Legrand, C. Simonneau, D. Bayart et A. Mussot**, “Noise figure reduction in two-stage parametric amplifier by idler filtering”, dans *European Conference on Optical Communications / ECOC’2003, papier Ve.1.6.5*, (21-25 Septembre 2003, Rimini, Italie).
- [50] **P. Kylemark, T. Touroundis, P. O. Hedekvist, H. Sonnerud et P. A. Andrekson**, “Noise figure characterisation of fiber optical parametric amplifiers”, dans *European Conference on Optical Communications / ECOC’2003, papier We1.6.4*, (9-14 septembre 2003, Rimini, Italie).
- [51] **A. Durécu-Legrand, C. Simoneau, D. Bayart, A. Mussot, E. Lantz, T. Sylvestre et H. Maillotte**, “Impact of pump OSNR on Noise figure for fiber optical parametric amplifiers”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **en préparation** (2004).
- [52] **H. T. Friis**, “Noise figure of radio receivers”, *Proc. I. R. E.*, **191**, pp. 245–251 (1944).
- [53] **Y. Yamamoto et T. Mukai**, “Fundamentals of optical amplifiers”, *Optical and Quantum Electron.*, **21**, pp. S1–S14 (1989).
- [54] **E. Berglind et L. Gillner**, “Optical quantum noise treated with classical electrical network theory”, *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, pp. 846–853 (1994).
- [55] **R. Tang, P. L. Voss, J. Lasri, P. Devgan et P. Kumar**, “Noise-figure limit of fiber-optical parametric amplifiers and wavelength converters: experimental investigation”, *Opt. Lett.*, **29**, pp. 2372–2374 (2004).
- [56] **J.M. Chavez Boggio, S. Tenebaum et H.L. Fragnito**, “Amplification of broadband noise pumped by two lasers in optical fibers”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **18**, n° 10, pp. 1428–1435 (2001).
- [57] **Govind P. Agrawal**, *Fibers-Optic Communication Systems*, John Wiley and Son, Inc., New York, 2^e édition (1997).
- [58] **K. Inoue et T. Mukai**, “Spectral hole in the amplified spontaneous emission spectrum of a fiber optical parametric amplifier”, *Opt. Lett.*, **26**, pp. 869–871 (2001).
- [59] **T. Touroundis, H. Sunnerud, P. O. Hedekvist et P. A. Andrekson**, “Amplification of WDM signals in fiber-based optical parametric amplifier”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **15**, n° 8, pp. 1061–1063 (2003).
- [60] **F.A. Callegari, J.M. chavez Boggio et H.L. Fragnito**, “Spurious four-wave mixing in two-pump fiber-optic parametric amplifiers”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **16**, n° 2, pp. 434–436 (2004).
- [61] **J. L. Blows et P. F. Hu**, “Cross-talk-induced limitations of two pump optical parametric amplifiers”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **21**, n° 5, pp. 989–995 (2004).
- [62] **D. Grosz, C. Mazzali, S. Celaschi, A. Paradisi et H. Fragnito**, “Modulation instability induced resonant four-wave mixing in WDM systems”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11**, n° 3, pp. 379–381 (1999).
- [63] **F. Vanholsbeeck, S. Coen, P. Emplit, M. Haelterman et T. Sylvestre**, “Coupled-mode analysis of the combined action of stimulated Raman scattering and

four-wave mixing in wavelength division multiplexed systems”, *J. Lightwave Technol.* (**en révision**).

- [64] **A. Legrand, C. Simonneau, A. Mussot, E. Lantz, T. Sylvestre et H. Maillotte**, “Fiber optical parametric amplifier and method for amplification of optical signals with a fiber optical parametric amplifier”, (**Application No./Patent No.** 04292051.2).
- [65] **L. Provino, H. Maillotte, E. Lantz, T. Sylvestre et J. M. Dudley**, “Broadband and nearly-flat parametric gain in single-mode fibers”, dans *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe / CLEO-Europe’2000, paper CTuI2* (10-15 septembre 2000, Nice, France).

**L'impact des variations longitudinales
de la longueur d'onde de dispersion
nulle sur les courbes de gain et leur
cartographie**

4.1 Introduction

Il est bien connu que le processus de fabrication des fibres optiques induit inévitablement des fluctuations longitudinales de leurs propriétés opto-géométriques [1–5]. Le principe de fonctionnement des FOPAs reposant sur un accord de phase strict entre les ondes en jeu, qui fait intervenir la dispersion de la fibre (Equ. 2.10 page 29), implique que ces amplificateurs sont très sensibles aux fluctuations de la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre (ZDW, Zero Dispersion Wavelength) optique [6, 7]. Ces variations se produisent typiquement sur de longues échelles spatiales, de l'ordre de 100-1000 m [2–5, 8] et sur des plus courtes, de l'ordre de 0,1-1 m [1, 6]. L'étude de l'impact des fluctuations longitudinales de λ_0 sur les courbes de gain d'un FOPA présente un intérêt majeur si ces amplificateurs optiques sont mis en place dans les futurs systèmes de télécommunication. Il est en effet indispensable d'identifier les paramètres clés pour définir des tolérances réalistes sur ces fluctuations aux fabricants. Des études stochastiques [6, 7] du problème ou des modélisations des fluctuations les décrivant comme une somme aléatoire de fonctions sinusoïdales [9, 10] ont montré que ces fluctuations sont susceptibles de réduire la valeur du gain d'amplification et de modifier l'allure globale des courbes de gain d'un FOPA. Dans un premier temps, nous prolongeons une étude numérique du phénomène [9, 10] afin de comprendre les mécanismes physiques se déroulant au cours de la propagation dans l'amplificateur et responsables des modifications des courbes de gain [11]. Puis, en se basant sur une procédure mathématique liée au problème inverse d'optimisation de plusieurs paramètres, la méthode de Gauss-Newton, nous mettrons à profit la sensibilité des FOPAs à ces imperfections pour mettre au point une méthode de cartographie originale des fluctuations de λ_0 , précise et à grande résolution longitudinale [12, 13].

4.2 Rappels théoriques dans le cas où λ_0 est constant

Bien que nous ayons déjà effectué une brève description des différents profils que peuvent prendre les courbes de gain d'un FOPA lorsque λ_0 est constant dans le paragraphe 2.3.1 (page 29), une étude plus approfondie est nécessaire à ce stade pour mieux appréhender les cas où λ_0 fluctue longitudinalement. Dans les configurations typiques de FOPA, la longueur d'onde de pompe se situe au voisinage immédiat¹ de λ_0 de la fibre pour obtenir une extension maximale de la bande de gain. Par conséquent, il est nécessaire de prendre en compte le quatrième ordre de dispersion dans la relation d'accord de phase, comme l'illustre l'équation 2.3.1 page 29. A partir de cette relation on en déduit facilement la fréquence pour laquelle l'accord de phase parfait est vérifié [14, 15]:

$$\Delta f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{-\frac{6\beta_2}{\beta_4} \pm 2\sqrt{3\left(\frac{3\beta_2^2}{\beta_4^2} - \frac{2\gamma P_P}{\beta_4}\right)}} \quad (4.1)$$

Pour illustrer le rôle majeur joué par le signe de β_4 sur le processus d'amplification paramétrique lorsque la longueur d'onde de pompe se trouve au voisinage de λ_0 , nous avons tracé l'évolution de Δf en fonction de β_2 sur la figure 4.1, pour deux valeurs de β_4 opposées.

1. Le voisinage immédiat se limite à quelques nanomètres au maximum

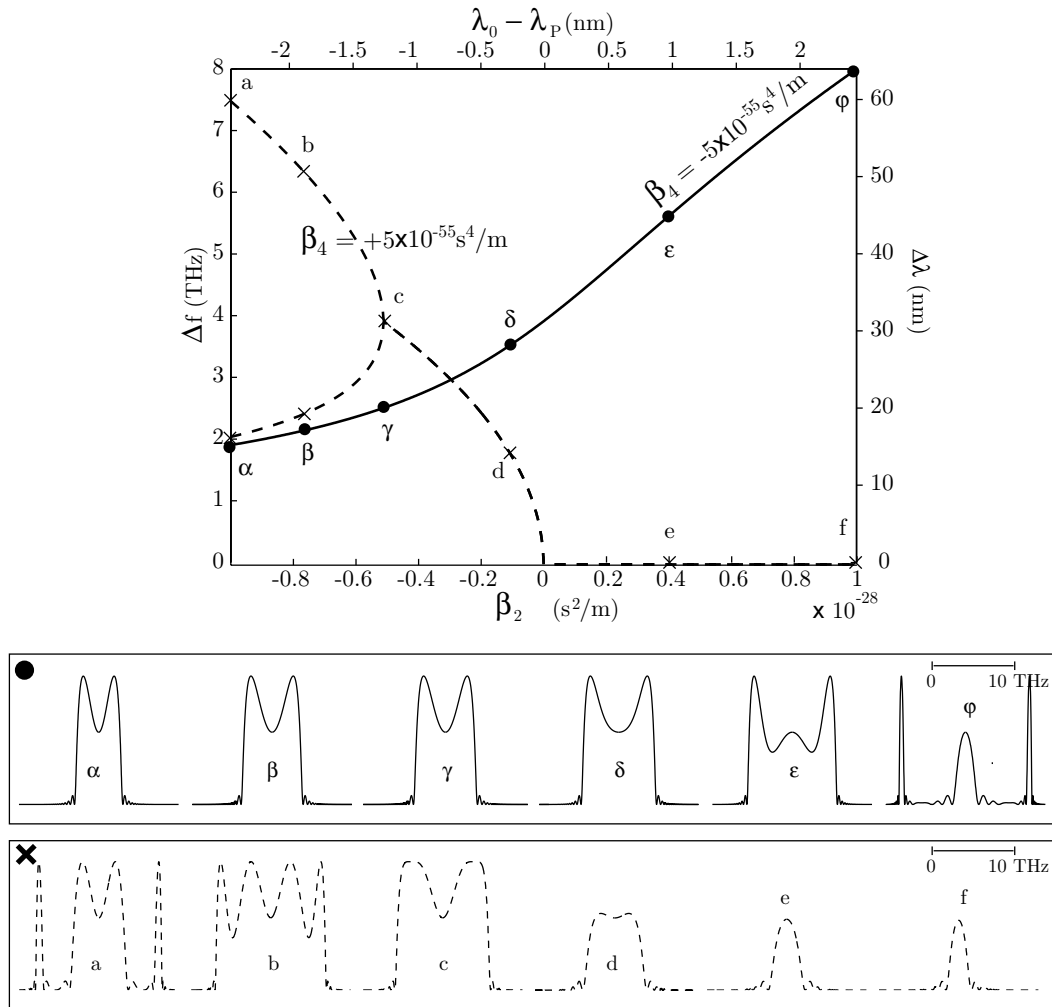


Fig. 4.1 – Représentation de l'évolution de l'équation 4.1 en fonction de β_2 pour deux valeurs de β_4 opposées, $\beta_4 = +5 \times 10^{-55} \text{s}^4/\text{m}$ en traits pointillés et $\beta_4 = -5 \times 10^{-55} \text{s}^4/\text{m}$ en trait plein. Les courbes de gain associées aux valeurs particulières de β_2 repérées sur la figure par des croix ou des cercles pleins, sont représentées dans les cadres en dessous de la figure.

La puissance de pompe a été fixée à 700 mW et le coefficient non linéaire vaut $11,2 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, ces paramètres correspondent à ceux utilisés expérimentalement dans le paragraphe 4.4. La courbe en traits pointillés correspond au cas où β_4 est positif ($\beta_4 = +5 \times 10^{-55} \text{s}^4/\text{m}$) et celle en trait plein au cas où β_4 est négatif ($\beta_4 = -5 \times 10^{-55} \text{s}^4/\text{m}$). Pour qu'un signal vérifie la relation d'accord de phase parfait et bénéficie d'un gain strictement exponentiel, il faut qu'au moins l'un des deux termes de dispersion (β_2 ou β_4) soit négatif pour que le déphasage linéaire puisse s'opposer au déphasage non linéaire (\iff au régime de MI).

Ainsi, lorsque β_4 est négatif (trait plein) il existe toujours une fréquence pour laquelle la relation 2.3.1 page 29 s'annule. A titre indicatif, pour illustrer ces propos nous avons tracé les courbes de gain associées aux valeurs particulières de β_2 et β_4 pointées sur la figure 4.1 (cercles pleins) grâce à une intégration numérique de l'ESNL en négligeant les pertes (Equ. 1.16 page 17). La longueur de fibre a été arbitrairement fixée à 300 m, car ce paramètre ne joue aucun rôle sur l'allure des profils de gain mais uniquement sur la valeur du gain d'amplification. Nous n'avons pas représenté d'échelle verticale sur ces figures, mais elle est identique pour chacune d'entre elles. Les courbes de gain repérées par des lettres grecques

montrent que la largeur de la bande de gain, définie entre deux maximums, augmente avec la valeur de β_2 (figures α à δ). Cependant, en régime de dispersion normale ($\beta_2 > 0$) les zones de gain quadratiques et exponentielles se séparent progressivement (figure ϵ) et, pour de plus fortes valeurs de β_2 , elles sont complètement distinctes (figure φ). Dans ce cas, pour que le terme de dispersion dépendant de β_4 parvienne à compenser à la fois le déphasage non linéaire et le terme de dispersion relatif à β_2 , tous deux positifs, il faut que l'écart spectral pompe-signal soit important [14]. Par exemple, pour $\beta_2 = 1 \times 10^{-28} \text{s}^2/\text{m}$ l'accord de phase parfait est réalisé pour un écart spectral de 8 THz.

Par contre lorsque β_4 est positif ($\beta_4 = +5 \times 10^{-55} \text{s}^4/\text{m}$), la relation d'accord de phase parfait ne peut être vérifiée que pour des valeurs négatives de β_2 , c'est à dire pour longueurs d'onde de pompe strictement supérieures à λ_0 de la fibre (trait en pointillés sur la figure 4.1). Le gain correspondant aux fréquences signal qui vérifient l'accord de phase parfait est exponentiel (figures a, b et c). Pour de fortes valeurs négatives de β_2 , l'équation 4.1 présente deux solutions qui correspondent à des régimes d'amplification exponentiels (figures a et b). D'ailleurs, quelles que soient les conditions de dispersion, les signaux qui vérifient la relation d'accord de phase parfait subissent tous une amplification exponentielle de même valeur. En revanche, dans le régime de dispersion normal, le processus d'amplification paramétrique ne peut qu'engendrer du gain quadratique [16] sur une fine bande spectrale autour de la pompe (figures e à f).

Pour conclure ce paragraphe concernant l'étude du profil de gain d'un FOPA en fonction des valeurs de β_2 et β_4 dans un cas parfait (λ_0 constant), nous voudrions souligner le rôle majeur joué par le signe de β_4 lorsque β_2 tend vers zero (figures β, γ, δ et ϵ à comparer avec les figures b, c, d et e). L'allure des courbes de gain correspondant à une même valeur de β_2 (i.e. même écart spectral pompe-ZDW) est complètement différente selon le signe de β_4 (voir encadrés sous la figure 4.1). Par contre, lorsque la valeur de β_2 est importante et quel que soit son signe, β_4 ne modifie pas l'allure centrale de la courbe de gain mais il contribue uniquement, lorsque l'accord de phase est possible, à la génération de bandes spectrales très étroites et très éloignées de la pompe (figure f à comparer avec la figure φ et figure a à comparer avec la figure α). Dans le paragraphe suivant où nous prendrons en compte les fluctuations de λ_0 , nous verrons que son impact est également très important.

4.3 Exemple de courbes de gain d'un FOPA réaliste

Afin d'étudier l'évolution des courbes de gain d'un FOPA en présence de fluctuations longitudinales de λ_0 , nous avons généré numériquement ces imperfections [9] en ne prenant en compte que les fluctuations aléatoires à longue échelle puisque celles à courte échelle n'ont aucun impact sur le processus d'amplification paramétrique en raison du moyennage qui s'effectue sur les longueurs typiques de FOPA [6]. Les variations obtenues sont représentées sur la figure 4.2. Leur amplitude maximale est d'environ 2,5 nm sur 600 m et leur valeur moyenne vaut 1550 nm. Nous verrons dans la seconde partie de ce chapitre consacrée à la cartographie de λ_0 que ces fluctuations sont réalistes pour une fibre HNLF. Les valeurs des paramètres du FOPA étudié sont les suivants : $L=600$ m, $\gamma=11,2 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, $P_P=0,7$ W, $\beta_3=0,52 \times 10^{-40} \text{s}^3/\text{m}$ ($D_S = 0,032 \text{ ps/nm}^2/\text{km}$) et $\beta_4=-2 \times 10^{-55} \text{s}^4/\text{m}$. Á partir

de l'intégration numérique de l'ESNL dont nous avons négligé les pertes (Equ. 1.16 page 17), nous avons représenté sur la figure 4.3-(a) les courbes de gain correspondant aux fluctuations de λ_0 de la figure 4.2 pour différentes longueurs d'ondes de pompe.

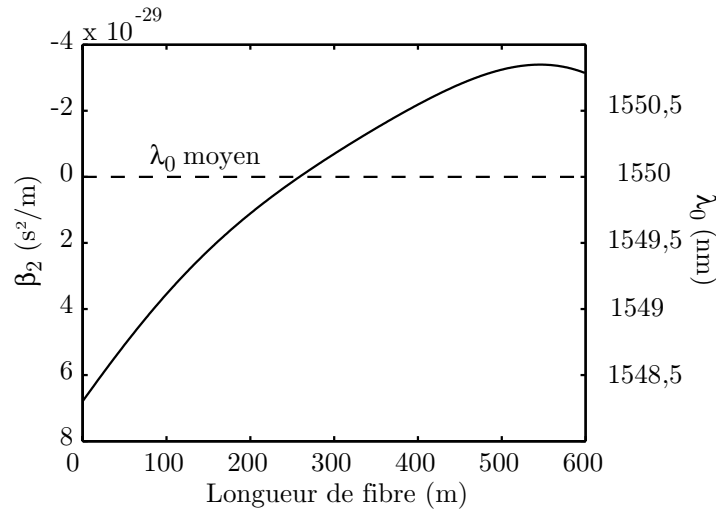


Fig. 4.2 – Evolution de λ_0 en trait plein, et valeur moyenne de λ_0 en tirets.

La figure 4.3-(b) représente les courbes de gain correspondant au cas où λ_0 est constante (tirets sur la figure 4.2). Notons que l'allure particulière des courbes de gain en présence de fluctuations de λ_0 est comparable aux résultats expérimentaux de la Ref. [11], ce qui nous permet d'affirmer que les fluctuations de λ_0 utilisées dans cette étude théorique sont réalistes.

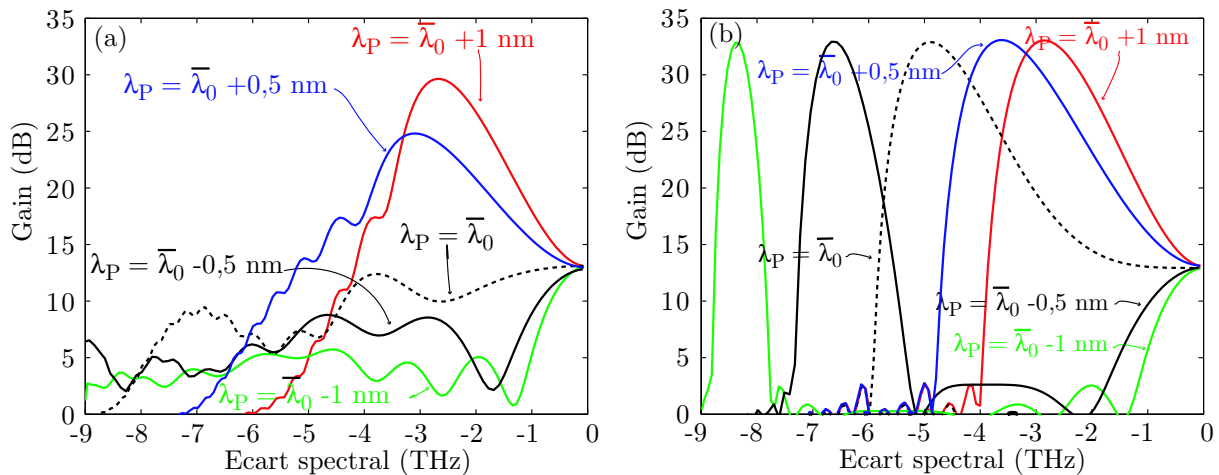


Fig. 4.3 – (a) Courbes de gain associées aux fluctuations de λ_0 de la figure 4.2 pour différentes longueurs d'ondes de pompe et (b) courbes de gain dans le cas où λ_0 est constant (1550 nm, tirets sur la figure 4.2).

De façon générale, les valeurs maximales des courbes de gain obtenues avec des fluctuations longitudinales de λ_0 sont plus faibles que dans le cas idéal et leur largeur spectrale est plus importante. On constate que la valeur du gain au voisinage immédiat de la pompe (<1 THz) est insensible aux fluctuations de λ_0 puisqu'il ne fait intervenir aucun accord de phase (zone de gain quadratique). Comme le montre la figure 4.3-(a), les allures des courbes

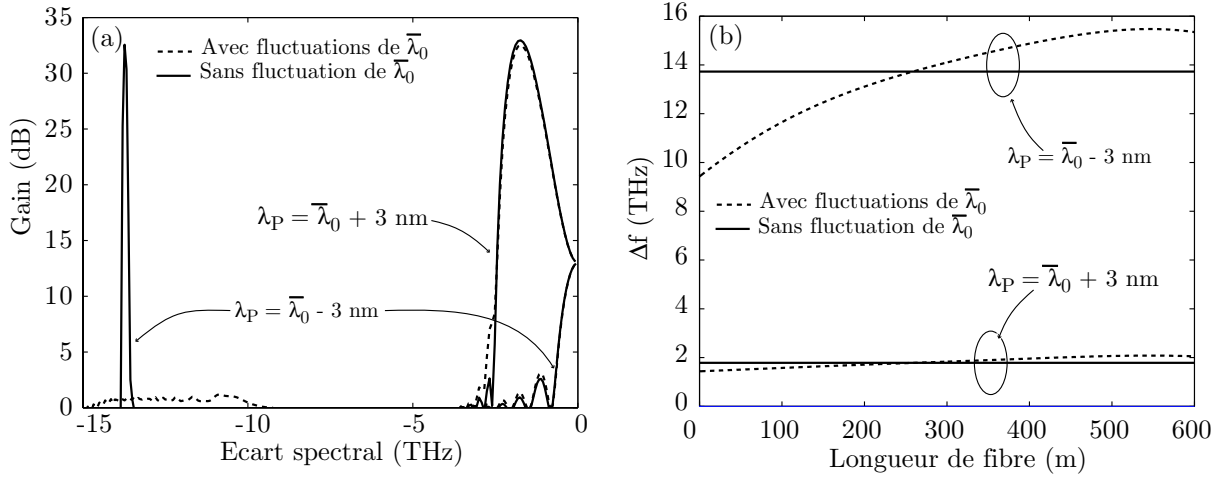


Fig. 4.4 – (a) Courbes de gain associées aux fluctuations de λ_0 de la figure 4.2 (traits pointillés) et courbes de gain dans le cas où λ_0 est constante (traits pleins) pour $\lambda_P = \bar{\lambda}_0 \pm 3 \text{ nm}$. (b) Evolution de l'accord de phase parfait pour chacune de ces configurations.

de gain dépendent complètement de la position de la longueur d'onde de pompe rapport à la ZDW moyenne de la fibre. Si elle est inférieure à λ_0 moyenne ($\lambda_P = \bar{\lambda}_0 - 1 \text{ nm}$ et $\lambda_P = \bar{\lambda}_0 - 0,5 \text{ nm}$), la pompe "voit" une majorité de λ_0 plus grands que sa longueur d'onde et le régime d'amplification tend plutôt à être celui en dispersion normale. On retrouve la région spectrale de gain quadratique ($< 2 \text{ THz}$) du cas parfait (fig. 4.3-(b)), par contre la zone de gain exponentielle du cas parfait qui fait apparaître un lobe très éloigné de la fréquence centrale est complètement différente. En raison des fluctuations longitudinales de λ_0 , l'accord de phase parfait varie tout au long de la fibre, se traduisant sur la bande de gain par une zone d'amplification très étendue mais peu efficace. Lorsque la longueur d'onde de pompe est supérieure à λ_0 moyenne de la fibre ($\lambda_P = \bar{\lambda}_0 + 1 \text{ nm}$ et $\lambda_P = \bar{\lambda}_0 + 0,5 \text{ nm}$), la pompe "voit" une majorité de λ_0 plus petits que sa propre longueur d'onde et les courbes de gain obtenues avec fluctuations présentent une allure plus classique, typique du régime d'amplification en dispersion anormale. Cependant, comme dans le cas où $\lambda_P < \lambda_0$, les fluctuations de λ_0 modifient l'accord de phase longitudinalement expliquant, d'une part leur plus vaste étendue spectrale, et d'autre part leur plus faible valeur de gain par rapport au cas où λ_0 est constante. Le cas particulier où $\lambda_P = \bar{\lambda}_0$ est la configuration la plus sensible aux fluctuations de λ_0 . L'allure de la courbe de gain correspondant l'illustre parfaitement car son profil est le plus différent par rapport au cas parfait. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, c'est au voisinage proche de λ_0 que l'impact conjoint de β_2 et β_4 est le plus marqué, car l'allure de la courbe de gain est complètement modifiée suivant la position de la pompe par rapport à la ZDW de la fibre. Dans notre exemple, la pompe se propage en zone de dispersion anormale dans les 250 premiers mètres de fibre, donnant lieu à une courbe de gain ayant l'allure des courbes α à δ sur la figure 4.1, puis se propage dans une zone de dispersion normale conduisant à la génération de courbes de gain ayant l'allure des courbes ϵ à φ . Ces alternances de régime de fonctionnement se traduisent par la génération de la courbe de gain présentant les plus fortes ondulations. Par ailleurs, on remarque que plus la longueur d'onde de pompe est différente de λ_0 moyenne, plus les courbes de gain résultantes sont similaires à celles obtenues dans le cas parfait (fig. 4.3-(a) et (b)). Pour

l'illustrer, la figure 4.4-(a) représente les courbes de gain obtenues à $\lambda_P = \pm 3$ nm de λ_0 moyenne (trait pointillés). En comparaison, les courbes obtenues avec une ZDW constante et égale à λ_0 moyenne sont également représentées en traits pleins sur cette figure. Lorsque $\lambda_P = \bar{\lambda}_0 + 3$ nm, les courbes de gain obtenues avec ou sans fluctuation sont quasiment identiques, par contre, bien que les courbes de gain à proximité de la pompe soient identiques pour $\lambda_P = \bar{\lambda}_0 - 3$ nm, le lobe correspondant à l'accord de phase parfait est énormément atténué et élargi. Cette différence de comportement s'explique en se rapportant à la figure 4.4-(b), où nous avons représenté l'évolution de la fréquence d'accord de phase parfait (Equ. 4.1) pour ces deux cas de figure. Lorsque $\lambda_P = \bar{\lambda}_0 + 3$ nm, la relation d'accord de phase évolue peu avec (traits en pointillés) ou sans fluctuations (trait plein) de λ_0 . L'amplification avec les fluctuations de λ_0 est alors quasiment similaire au cas où λ_0 est constante (Fig. 4.4-(a)). Par contre, lorsque $\lambda_P = \bar{\lambda}_0 - 3$ nm, la fréquence d'accord de phase parfait évolue sur plus de 6 THz autour de la valeur donnée dans le cas où λ_0 est constante. L'amplification ne peut être maintenue à une fréquence précise, et bien qu'elle soit exponentielle, le gain final est très faible. On retrouve le fort étalement spectral correspondant aux variations de l'accord de phase parfait sur la figure 4.4-(a).

Plus généralement, sur la figure 1 dans le cas où $\beta_4 < 0$ (trait plein) on constate que la pente de la courbe varie énormément en fonction de la valeur de β_2 . Elle est bien plus faible lorsque $\beta_2 \rightarrow -1 \times 10^{-28} \text{s}^2/\text{m}$ que lorsque $\beta_2 \rightarrow +1 \times 10^{-28} \text{s}^2/\text{m}$. On comprend alors que le cas où $\lambda_P \ll \bar{\lambda}_0$ ($\beta_2 > 0$ sur toute la fibre) soit plus sensible aux fluctuations de λ_0 .

Avant de clôturer ce paragraphe, il est important de souligner que les variations du profil des courbes de gain sont effectivement liées à la modification longitudinale de l'accord de phase, mais également au fonctionnement en amplificateur sensible à la phase en raison des fluctuations de λ_0 . En effet, si λ_0 est constante tout au long de la fibre, la relation d'accord de phase (Equ. 2.3.1 page 29) est maintenue et les signaux situés dans la bande de gain subissent une amplification avec un gain par unité de longueur constant au cours de leur propagation. Par contre, en cas de fluctuations de λ_0 , la longueur d'onde des signaux vérifiant l'accord de phase varie longitudinalement et, d'autre part, la relation de phase entre les ondes est également modifiée. Par conséquent, elles sont susceptibles de traverser des zones alternées d'amplification et de désamplification qui reflètent la sensibilité à la phase de l'amplificateur. La figure 4.5-(a) représente l'évolution du gain en fonction de la longueur de fibre pour $\lambda_P = \bar{\lambda}_0$ avec les fluctuations de λ_0 de la figure 4.2. Des zones d'amplification et de désamplification se succèdent au cours de la propagation alors que l'amplificateur fonctionne très en deçà de son régime de saturation. Les figures 4.5-(b) et (c) qui représentent des coupes transverses (traits pointillés) de la figure 4.5-(a) pour $\Delta\omega = -5,2$ THz et $\Delta\omega = -3,8$ THz, respectivement, le mettent clairement en évidence. Pour faciliter les comparaisons avec le cas où λ_0 est constante, l'évolution du gain en fonction de la longueur de fibre pour ce cas idéal est également représentée sur les figures 4.5-(b) et (c) en traits pleins pour ces deux écarts spectraux particuliers. La désamplification des signaux à partir d'environ 500 m (400 m) pour $\Delta\omega = -5,2$ THz ($\Delta\omega = -3,8$ THz) alors que la pente de gain est constante lorsque λ_0 ne varie pas, démontre le fonctionnement en amplificateur sensible à la phase d'un FOPA lorsque λ_0 varie.

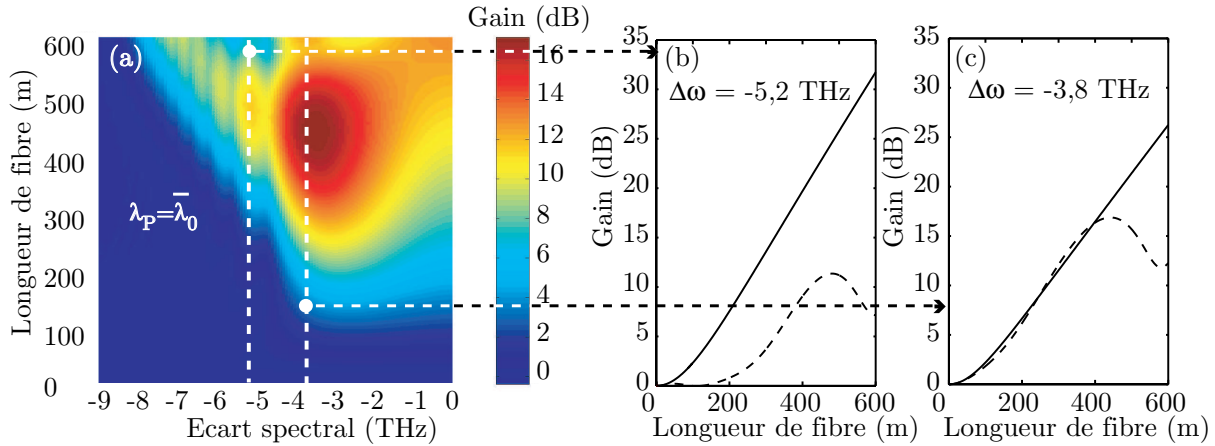


Fig. 4.5 – (a) Evolution du gain en fonction de la longueur de fibre avec les fluctuations de λ_0 de la figure 4.2 pour $\lambda_P = \bar{\lambda}_0$. (b) et (c) coupes transversales de la figure (a) pour $\Delta\omega = -5,2$ THz et $\Delta\omega = -3,8$ THz respectivement (traits pointillés). Les traits plein correspondent aux cas où λ_0 est constante pour ces deux écart spectraux.

Grâce à un exemple réaliste, nous avons étudié l'impact des fluctuations longitudinales de λ_0 sur le profil des courbes de gain d'un FOPA. Le rôle majeur joué par β_4 a également été mis en évidence, avec ou sans fluctuations. L'allure particulière des courbes de gain est d'autant plus modifiée par rapport aux profils sans fluctuation, que la longueur d'onde de pompe est proche de la longueur d'onde de dispersion nulle moyenne. Cette allure dépend des variations de λ_0 qui modifient longitudinalement la relation d'accord de phase entre les ondes et rendent l'amplificateur sensible à la phase². Enfin, lorsque la longueur d'onde de pompe est très différente de $\bar{\lambda}_0$, l'amplificateur est beaucoup moins sensible aux fluctuations de λ_0 , contrairement au cas où $\lambda_P \rightarrow \bar{\lambda}_0$. Dans le paragraphe suivant où nous proposons de cartographier les fluctuations de λ_0 , il sera donc nécessaire d'utiliser des courbes de gain proches de λ_0 moyenne en raison de leur sensibilité extrême dans cette zone spectrale.

4.4 Cartographie de la longueur d'onde de dispersion nulle d'une fibre optique à partir des courbes de gain d'un FOPA

4.4.1 Autres méthodes de cartographie

Plusieurs publications rapportent des méthodes non-destructives permettant de cartographier les variations longitudinales de la longueur d'onde de dispersion nulle d'une fibre optique [2–5]. L'accès à cette information est nécessaire pour, par exemple, réaliser des transmissions solitoniques efficaces dans les fibres optiques [17] ou pour améliorer les dispositifs de compensation de dispersion. Ces méthodes mettent à profit la sensibilité aux variations longitudinales de la dispersion nulle de l'efficacité du processus de mélange à quatre ondes. Ensuite, via une analyse optique dans le domaine temporel [2, 4, 5] où en résolvant un problème inverse [3], la distribution longitudinale de la dispersion nulle est caractérisée. Ces

2. L'amplificateur à gain plat proposé dans la Ref. [9] en concaténant plusieurs tronçons de fibre de dispersion différente est d'ailleurs basé sur ces propriétés de modifications de profils et de sensibilité à la phase.

techniques nécessitent de travailler avec de grandes longueurs de fibre (quelques kilomètres à quelques dizaines de kilomètres) et semblent a priori inadaptées pour des tronçons courts, tels que ceux utilisés dans les FOPAs (quelques centaines de mètres). Nous proposons une nouvelle méthode capable de cartographier la longueur d'onde de dispersion nulle dans des fibres de quelques centaines de mètres seulement, en exploitant les profils des spectres de gain d'un amplificateur paramétrique [12, 13].

4.4.2 Introduction à la notion de problème inverse

Remonter à la distribution longitudinale de la longueur d'onde de dispersion nulle à partir de courbes expérimentales de gain d'amplification paramétrique fait intervenir de nombreuses imprécisions ou approximations qui ne permettent pas d'aboutir à une solution unique et exacte. En effet, le modèle qui décrit le processus d'amplification paramétrique n'est pas parfait, les données expérimentales sont bruitées, entachées d'incertitudes et le choix du modèle mathématique pour définir les variations de λ_0 n'est pas forcément adapté. C'est pourquoi nous cherchons à obtenir une cartographie de λ_0 permettant d'obtenir des courbes de gain les plus proches possibles de celles relevées expérimentalement, mais il est impossible de les reproduire parfaitement. Se pose alors le problème de l'unicité de la solution qui ne peut être strictement garantie au sens mathématique du terme. Cependant, si deux optimisations successives, à partir de conditions initiales différentes, donnent la même cartographie, alors cette solution a une probabilité élevée d'être la solution optimale de ce problème inverse.

4.4.3 Méthode de Gauss-Newton

La méthode de Gauss-Newton résulte de la combinaison de la méthode de Newton et de la méthode des moindres carrés (appelée méthode de Gauss).

4.4.3.1 La méthode de Newton.

Soit un modèle avec un paramètre inconnu (p) et donné en une abscisse x . Le but est de déterminer la valeur de p pour que le modèle $M(p,x)$ soit parfaitement égal à une mesure expérimentale $y(x)$. Mathématiquement, on recherche pour quelle valeur de p la fonction $f(p)$ s'annule, $f(p)$ étant définie par : $f(p) = M(p,x) - y(x)$. Numériquement ou graphiquement, on itère la relation 4.2 jusqu'à convergence vers la solution exacte, comme l'illustre la figure 4.6.

$$f(p) = M(p,x) - y = \frac{\partial M(p,x)}{\partial p} \times (p_l - p_{l+1}) \quad (4.2)$$

La figure 4.6 (a) illustre le cas idéal où le modèle mathématique est parfait, les données expérimentales ne sont pas bruitées et, par conséquent, on peut aboutir à la valeur exacte du paramètre p qui permette d'annuler la relation 4.2. Par contre, dans un cas pratique, le modèle mathématique ($M(p,x)$) n'est pas parfait et les données expérimentales $y(x)$ sont obligatoirement bruitées. La méthode de Newton va permettre d'obtenir une valeur de p qui va fournir une solution approchée ($M(p,x)$) des relevés expérimentaux. D'autre part, on constate que dans un cas pratique (Fig. 4.6 (b)), bien qu'étant parti d'une valeur éloignée (p_0) de la valeur optimale, la convergence est rapide mais, lorsque l'on s'approche de la solution optimale, cette méthode a du mal à se stabiliser (Fig. 4.6 (b)).

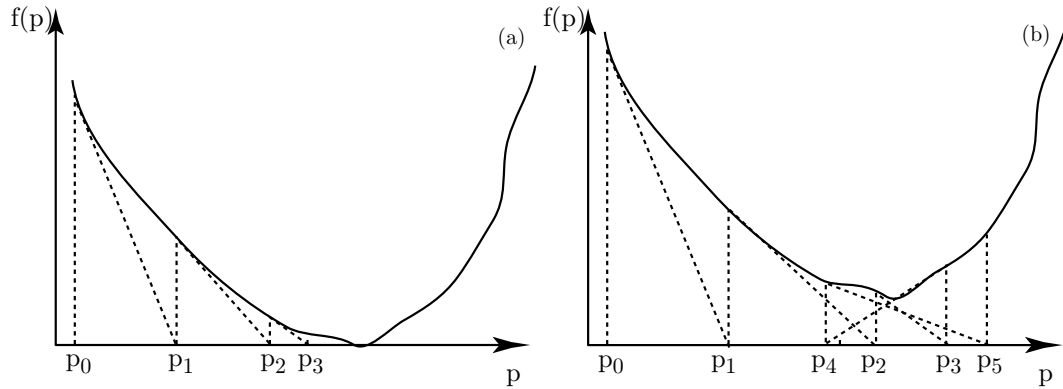


Fig. 4.6 – Illustration du fonctionnement de la méthode de Newton pour un système avec un paramètre inconnu, dans le cas idéal (a) et dans un cas pratique (b).

4.4.3.2 La méthode de Gauss-Newton.

La méthode de Gauss-Newton est une généralisation à n paramètres de la méthode de Newton. On utilise la méthode des moindres carrés, appelée méthode de Gauss, pour résoudre le système complexe d'équations qui dérive de ces n paramètres. Le détail du formalisme mathématique mis en oeuvre pour traiter ce problème à n dimensions est détaillé dans la Ref. [18].

4.4.4 Application à la cartographie de la dispersion nulle dans une fibre

Nous avons intégré numériquement l'équation de Schrodinger non-linéaire par la méthode de Fourier itérative en tenant compte de la diffusion Raman stimulée et en y ajoutant les variations longitudinales de la longueur d'onde de dispersion nulle [9]. Ainsi, nous calculons le gain d'amplification paramétrique en fonction de ces variations et c'est cette courbe théorique que nous cherchons à superposer au mieux à la courbe expérimentale. Des polynômes orthogonaux [19] (Fig. 4.7) sont choisis pour modéliser les variations longitudinales de λ_0 . Le polynôme d'ordre 0 permet d'ajuster la valeur moyenne de la courbe de variation de λ_0 , et les polynômes d'ordres supérieurs les fluctuations longitudinales de fréquences de plus en plus élevées. Les coefficients des polynômes, positifs ou négatifs, sont déterminés par l'algorithme de Gauss-Newton de la même façon que dans un problème à une dimension (paragraphe 4.4.3.1). Une fonction coût (ou résidu) est ensuite calculée, elle reflète la différence entre la courbe de gain expérimentale et la courbe de gain simulée. Elle est définie au sens des moindres carrés, et normalisée par rapport au nombre d'échantillons numériques (N) :

$$\bar{R} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N [G^{\text{Theo}}(\nu_n) - G^{\text{Exp}}(\nu_n)]^2 \quad (4.3)$$

avec ν_N la demi-bande d'amplification, G^{Theo} et G^{Exp} les gains spectraux théoriques et expérimentaux, respectivement. En d'autres termes, on évalue la convergence de l'algorithme en effectuant la somme des différences au carré de tous les points qui définissent les courbes de gain expérimentales et théoriques. Le résidu moyen \bar{R} , servira de critère d'arrêt de l'algorithme. Pour deux itérations successives k et $k+1$, si le résidu de la $(k+1)^{\text{ième}}$ est supérieur

à celui de la $k^{\text{ième}}$, ou s'il est légèrement inférieur, typiquement de 1 pour mille, alors nous estimons être parvenus à la valeur optimale des paramètres à identifier.

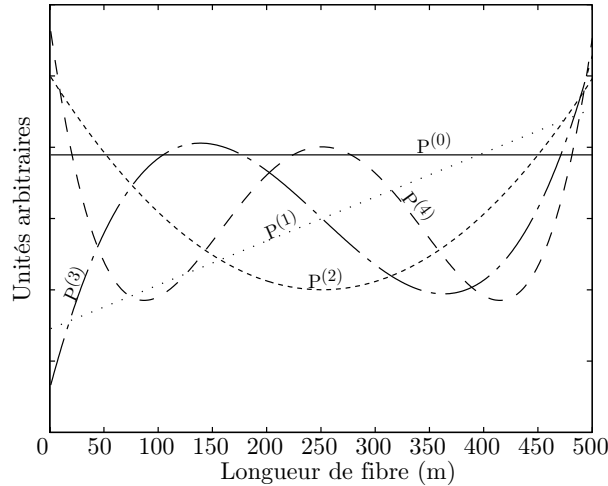


Fig. 4.7 – Représentation de polynômes orthogonaux d'ordre (i) pour une fibre de 500 m

Ensuite, afin d'éviter le risque de convergence sur des minimums locaux de la courbe $f(p)$, situation envisageable pour une seule courbe de gain, nous avons ajouté des contraintes supplémentaires à l'algorithme de Gauss-Newton, en utilisant plusieurs courbes de gain réalisées à différents λ_P comme objectif. L'augmentation des contraintes présente l'avantage d'assurer la convergence vers un minimum absolu, mais l'inconvénient d'accumuler les erreurs de mesures expérimentales et les imprécisions du modèle.

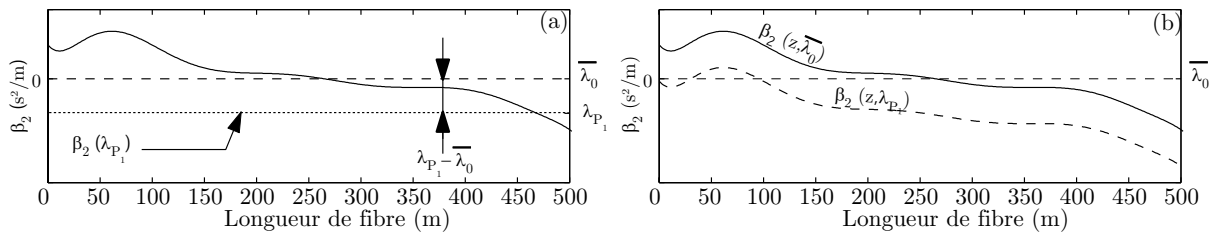


Fig. 4.8 – Procédure utilisée pour simuler un FOPA dont la longueur d'onde de pompe est différente de $\bar{\lambda}_0$. (a) Illustration du calcul de la valeur de la translation de la courbe de dispersion, (b) courbes de dispersions correspondantes.

C'est pourquoi, avec cette procédure, on augmente la probabilité pour que la cartographie de λ_0 obtenue soit effectivement la plus exacte, mais l'accord global entre les résultats numériques et expérimentaux en est affecté.

Dans nos simulations numériques, une courbe de gain obtenue avec une longueur d'onde de pompe (λ_{P_1}) différente de la longueur d'onde moyenne de dispersion nulle ($\bar{\lambda}_0$) est générée en translatant la courbe de dispersion d'une valeur proportionnelle à $\lambda_{P_1} - \bar{\lambda}_0$. Cette procédure est illustrée sur la figure 4.8. Le décalage de $\beta_2(z)$ est déterminé avec la relation suivante :

$$\beta_2 = \frac{(\bar{\lambda}_0 - \lambda_{P_1})\lambda_{P_1}^2 D_S}{2\pi c} \quad (4.4)$$

La relation 4.4 dépend de la pente de la dispersion D_S de la fibre, c'est pourquoi dans les simulations réalisées avec plusieurs courbes objectifs, nous optimiserons également la pente de la dispersion de la fibre pour chiffrer correctement la translation effectuée sur la courbe de dispersion. L'estimation de β_4 sera également ajoutée à nos simulations car ce paramètre joue un rôle important sur l'allure des courbes de gain lorsque la longueur d'onde de pompe est au voisinage de la dispersion nulle de la fibre. Notons que cette valeur n'est généralement pas communiquée, voire pas connue, par le constructeur.

4.4.5 Validation numérique de la méthode

Afin de valider notre méthode dans un cas parfait, c'est à dire sans bruit sur les mesures expérimentales, des fluctuations de λ_0 ont été générées numériquement avec une somme aléatoire de fonction sinusoïdales [9] et les courbes de gain objectives associées ont été obtenues par une intégration numérique de l'ESNL. Les fluctuations de λ_0 générées sont représentées sur la figure 4.9-(a) en trait plein, les courbes de gain objectives le sont sur la figure 4.9-(b) et les paramètres de la simulation sont listés dans la légende de cette figure. Ce sont ces courbes en traits pleins que l'on doit approcher au mieux avec la méthode de Gauss-Newton, en démarrant sur une distribution de λ_0 arbitraire (Courbes pointillés de la figure 4.9-(a)). Nous avons volontairement choisi de fortes fluctuations de λ_0 ($\Delta\lambda \simeq 6\text{nm}$) sur une courte distance de fibre pour mettre en évidence la résolution spatiale élevée qu'offre cette nouvelle méthode. Les fluctuations de λ_0 , comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, modifient l'allure des courbes de gain d'un FOPA et, plus la longueur d'onde de pompe est différente de λ_0 moyenne, plus leur allure ressemble aux courbes de gain idéales d'un FOPA (Fig.4.9-(b), carrés). Notre algorithme ajuste les fluctuations de λ_0 , la valeur de la pente de la dispersion et la valeur du quatrième ordre de dispersion. Les courbes de gain objectives doivent être très sensibles à tous ces paramètres pour que l'algorithme converge efficacement.

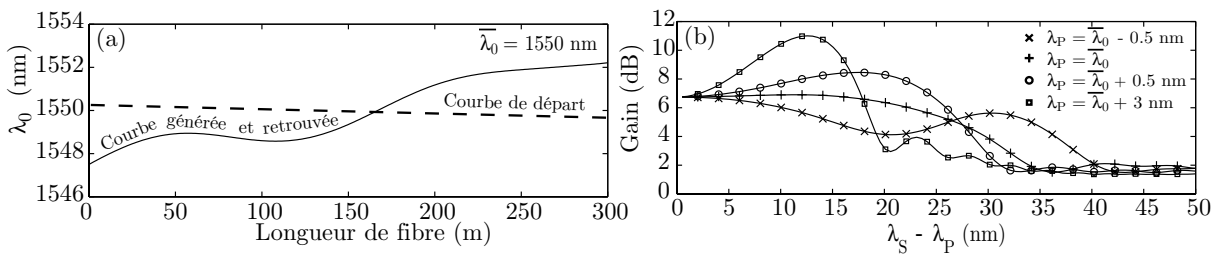


Fig. 4.9 – (a) Cartographie de λ_0 (trait plein) et fluctuations de λ_0 initiales (trait en pointillés), (b) courbes de gain du FOPA associées aux fluctuations de λ_0 de la figure-(a) pour différentes longueurs d'onde de pompe. Les paramètres de la simulation sont les suivants: $L=300$ m, $\gamma=11,2$ $W^{-1} \cdot km^{-1}$, $P_P=0,6$ W, $\beta_3=0,52 \times 10^{-40} s^3/m$ ($D_S = 0,032$ ps/nm²/km) et $\beta_4=-2 \times 10^{-55} s^4/m$

C'est pourquoi nous avons choisi d'une part des courbes de gain associées à des longueurs d'onde de pompe proches de λ_0 moyenne en raison de leur sensibilité aux fluctuations de λ_0 et de β_4 ($\lambda_P = \bar{\lambda}_0$, $\lambda_P = \bar{\lambda}_0 + 0,5$ nm et $\lambda_P = \bar{\lambda}_0 - 0,5$ nm). D'autre part, une courbe de gain associée à une longueur d'onde de pompe bien supérieure à λ_0 moyenne permet d'améliorer la précision sur la valeur de $\bar{\lambda}_0$ et de la pente de la dispersion ($\lambda_P = \bar{\lambda}_0 + 3$ nm). Nous avons ensuite utilisé l'algorithme de Gauss-Newton pour ajuster les coefficients de 14 polynômes

orthogonaux pour modéliser les fluctuations de λ_0 qui permettent le meilleur ajustement des courbes de gain objectifs. Les fluctuations initiales de λ_0 injectées dans l'algorithme de Gauss-Newton sont représentées en trait pointillés sur la figure 4.9-(a), et les valeurs de D_S et de β_4 de départ valent respectivement $0,035 \text{ ps/nm}^2/\text{km}$ et $-4 \times 10^{-55} \text{ s}^4/\text{m}$. Les paramètres initiaux sont relativement différents des valeurs à retrouver (listées en légende de la figure 4.9-(a)), mais ils en sont suffisamment proches pour assurer la convergence de l'algorithme. Ils correspondent à des valeurs typiques de ce type de fibre HNLF. A l'issue de cette vérification numérique, la valeur de \bar{R} vaut environ $1,5 \times 10^{-8} \text{ dB}^2$ (Equ. 4.3). Ce très faible écart ne permet pas de distinguer les courbes de gain objectifs des courbes de gain résultant de l'ajustement de λ_0 (symboles) sur la figure 4.9-(b). Par ailleurs, les fluctuations de λ_0 reconstruites par notre algorithme sont également extrêmement proches des fluctuations générées et l'échelle de la figure 4.9-(a) ne permet toujours pas de les distinguer. En calculant la différence entre les fluctuations à retrouver et celles obtenues grâce à notre algorithme (Fig. 4.10), on relève une erreur d'au maximum 8 pm entre les deux courbes, soit environ 0,1%.

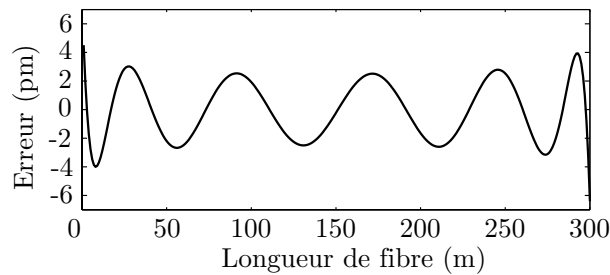


Fig. 4.10 – Différence entre λ_0 de départ et λ_0 obtenue avec notre algorithme.

Par ailleurs, on obtient $D_S = 0,032000034 \text{ ps/nm}^2/\text{km}$ et $\beta_4 = -2,00019 \times 10^{-55} \text{ s}^4/\text{m}$, en excellent accord avec les valeurs de départ listées dans la légende de la figure 4.9. Par conséquent, ce cas idéal nous permet de démontrer l'extrême précision de notre méthode ainsi que sa résolution spatiale élevée.

4.4.6 Résultats expérimentaux

La méthode de cartographie de λ_0 est appliquée à deux fibres HNLF différentes, la première présentant de faibles fluctuations de λ_0 et la seconde des fluctuations plus importantes. Les travaux expérimentaux ont été effectués par Alcatel, et les configurations expérimentales mises en œuvre pour mesurer les courbes de gain sont identiques à celle de la Ref [11].

4.4.6.1 Fibre à faibles fluctuations

Les paramètres de la fibre HNLF amplificatrice donnés par le constructeur (Sumitomo) sont les suivants: $\bar{\lambda}_0 = 1553 \text{ nm}$, $D_S = 0,032 \text{ ps/nm}^2/\text{km}$, $L=490 \text{ m}$, $\alpha = 0,56 \text{ dB/km}$ et $\gamma = 11,2 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$.

4.4. Cartographie de la longueur d'onde de dispersion nulle d'une fibre optique à partir des courbes de gain d'un FOPA

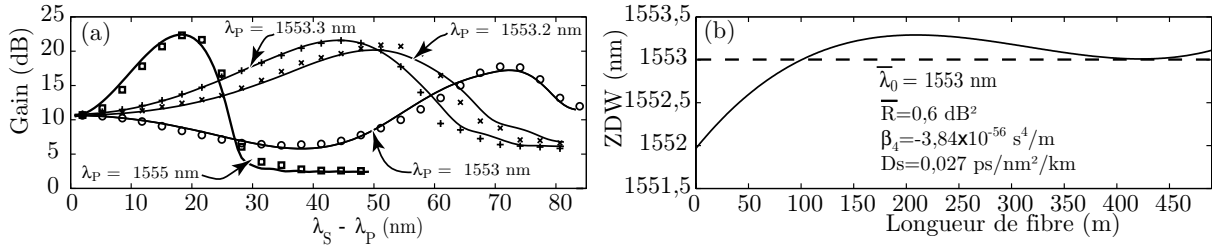


Fig. 4.11 – (a) Courbes de gain expérimentales (symboles) et courbes de gain théoriques (traits continus) correspondant aux fluctuations de λ_0 (b) obtenues avec notre algorithme. Les traits en pointillés de (b) représentent la valeur moyenne de la cartographie. Les puissances de pompes injectées dans la fibre valent 635 mW (cercles et croix), 645 mW (signe plus) et 620 mW (carrés).

La valeur de β_4 est inconnue. La figure 4.11-(a) représente les courbes de gain expérimentales (symboles) en faisant varier la longueur d'onde de pompe sur 2 nm. D'emblée on constate que leurs allures sont très similaires à celles obtenues dans le cas où λ_0 serait constant, avec en particulier une bande de gain extrêmement large de plus de 70 nm lorsque $\lambda_P \simeq \bar{\lambda}_0$. Les fluctuations de λ_0 de cette fibre doivent donc être de faible amplitude. De plus, on remarque que de très faibles modifications de la valeur de la longueur d'onde de pompe, de 1/10 de nanomètre, modifient fortement l'allure des courbes de gain, ce qui renforce l'idée que les fluctuations de λ_0 sont de faible amplitude. Grâce à notre méthode nous avons cartographié les variations longitudinales de λ_0 qui permettent de générer les courbes de gain les plus proches possibles des relevés expérimentaux. La cartographie obtenue est représentée sur la figure 4.11-(b) en ajustant les coefficients de 4 polynômes. C'est le meilleur résultat que nous avons obtenu, un nombre plus important de polynômes n'améliore pas la cartographie. Les courbes de gain associées sont représentées en traits pleins sur la figure 4.11-(a) et ils sont en excellent accord avec les résultats expérimentaux (symboles).

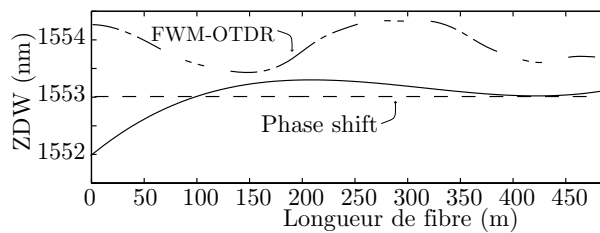


Fig. 4.12 – Comparaison entre les mesures effectuées par le constructeur au moyen de deux méthodes différentes (traits en pointillés et traits mixtes) et celles issues de notre simulation (trait continu).

La valeur de la pente de la dispersion ajustée par notre algorithme vaut $0,027$ ps/nm²/km, celle de λ_0 moyenne vaut 1553 nm et β_4 vaut $-3,6 \times 10^{-56}$ s⁴/m. Les valeurs de D_s et de $\bar{\lambda}_0$ sont donc en très bon accord avec les valeurs données par le constructeur et la valeur de β_4 correspond à une valeur typique d'une fibre HNLF [20]. Nous disposons de deux cartographies de λ_0 réalisées par le constructeur à partir de deux méthodes différentes FWM-OTDR [2] et phase-shift. Le résultat donné par notre méthode est comparable à ceux des deux autres moyen de mesure (fig. 4.12). Cette comparaison nous permet donc d'affirmer que notre résultat semble correct et, pour vérifier l'exactitude des mesures du constructeur

nous avons représenté sur la figure 4.13 les courbes de gain associées à ses deux résultats de cartographie (traits pleins). La valeur de β_4 étant inconnue, nous l'avons ajustée à l'aide de notre algorithme pour effectuer une comparaison dans les mêmes conditions que celles de notre méthode.

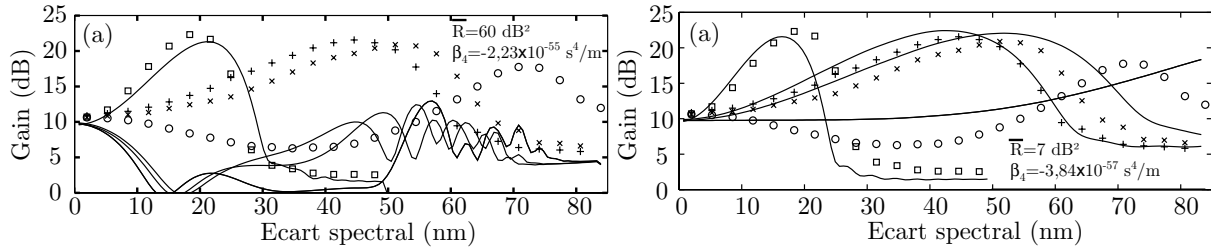


Fig. 4.13 – Courbes de gain expérimentales (symboles) et courbes de gain théoriques (traits continus) correspondant aux fluctuations de la figure 4.12 (a) en traits pointillés et (b) en traits discontinus.

La valeur de la pente de la dispersion utilisée est celle du constructeur. La figure 4.13-(a) correspond à la cartographie représentée en traits mixtes sur la figure 4.12 et la figure 4.13-(b) à celle en pointillés. Les valeurs de β_4 obtenues à l'issue de l'ajustement sont indiquées sur chaque figure. Les courbes de gain calculées à partir des deux cartographies du constructeur (traits pleins) sont très différentes des courbes de gain expérimentales (symboles) par rapport aux résultats donnés par notre méthode. Nous ne connaissons pas la précision des méthodes utilisées par le constructeur, mais il semble que la notre soit beaucoup plus performante pour cartographier de faibles fluctuations de λ_0 dans une fibre relativement courte.

4.4.6.2 Fibre à grandes fluctuations

Les paramètres de cette autre fibre HNLF donnés par le constructeur (Sumitomo) sont les suivants: $\bar{\lambda}_0 = 1554,3$ nm, $D_S = 0,03$ ps/nm²/km, $L=500$ m, $\alpha = 0,56$ dB/km et $\gamma = 13,5$ W⁻¹.km⁻¹. La valeur de β_4 est toujours inconnue. La figure 4.14-(a) représente les courbes de gain expérimentales (symboles) en faisant varier la longueur d'onde de pompe sur 3,6 nm. L'influence de la longueur d'onde de pompe sur l'allure des courbes de gain est moins importante que dans le cas précédent. Les courbes de gain obtenues pour des longueurs d'onde de pompe comprises entre 1554,3 nm et 1554,8 nm par exemple, sont très ressemblantes. Les fluctuations de λ_0 doivent donc être plus importantes que celles de la fibre précédente.

Les résultats, obtenus à partir de notre méthode, qui permettent d'approximer au mieux les courbes de gain expérimentales sont représentés sur la figure 4.14-(b) et on été obtenus en ajustant les coefficients de seulement 2 polynômes. C'est le meilleur résultat que nous ayons obtenu, l'ajout de polynômes supplémentaires ne permettant pas de réduire la valeur du résidu moyen. La valeur de la pente de la dispersion ajustée par notre algorithme vaut 0,032 ps/nm²/km et λ_0 moyenne vaut 1554,3 nm, en excellent accord avec les données constructeur. Par contre, les courbes de gain associées, représentées en traits pleins sur la figure 4.14-(a), ne sont plus en aussi bon accord avec les résultats expérimentaux (symboles) qu'avec la fibre précédente. Cet exemple montre que notre méthode de cartographie n'est pas encore complètement au point et peut être est-ce dû à une incertitude sur les mesures expérimentales, par exemple sur la détermination de λ_P ?. En particulier, la courbe réelle de

variations de la λ_0 n'est certainement pas aussi linéaire que celle retrouvée (Fig. 4.14-(b)). Néanmoins, ces résultats ne sont pas invraisemblables et semblent proches de la cartographie réelle de cette fibre. D'une part, la courbe de gain correspondant au cas où $\lambda_P = 1557$ nm est très similaire à une courbe de gain obtenue dans un FOPA parfait. Au vu des résultats présentés sur la figure 4.3, on en conclut que les fluctuations maximales de λ_0 se situent aux alentours de cette valeur.

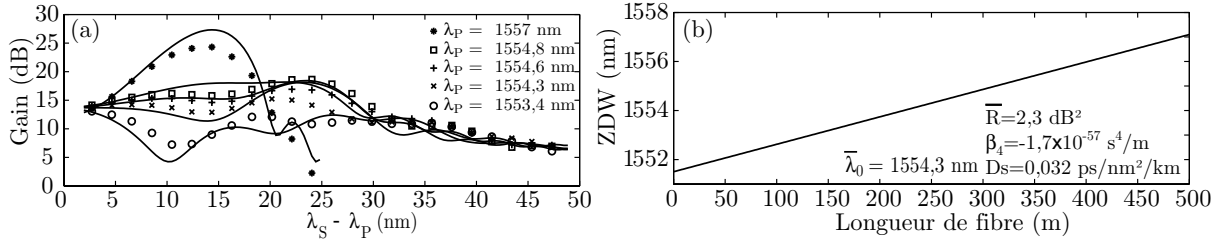


Fig. 4.14 – (a) Courbes de gain expérimentales (symboles) and courbes de gain théoriques (traits continus) correspondant aux fluctuations de (b) obtenues avec notre algorithme. Les puissances de pompes injectées dans la fibre valent 750 mW pour toutes les longueurs d'onde de pompe, sauf pour $\lambda_P = 1557$ nm ou elle vaut 640 mW.

D'autre part, la courbe correspondant à $\lambda_P = 1553,4$ nm nous indique que cette pompe se propage à la fois en zone normale et anormale de dispersion. La courbe de la figure 4.14-(b) vérifie cette interprétation.

4.4.7 Conclusion

Nous proposons une nouvelle méthode de cartographie de λ_0 a priori capable de cartographier les fluctuations de λ_0 d'une fibre optique relativement courte, cas de figure où les méthodes existantes semblent mal adaptées. De plus nous déterminons également les valeurs de β_3 et β_4 . Notre méthode permet d'obtenir une résolution inférieure au nanomètre et une précision spatiale bien inférieure à la centaine de mètres et des études complémentaires seraient nécessaires pour évaluer précisément ces limites. Des tests comparatifs avec plusieurs types de fibre et d'autres méthodes de mesures sont nécessaires pour valider complètement notre méthode et en déterminer ses limites. Cependant, il apparaît déjà qu'il soit primordial de mesurer avec précision tous les paramètres expérimentaux, en particulier les longueurs d'onde de pompe pour obtenir de bon résultats. D'autre part, l'utilisation de plusieurs courbes de gain aux alentours de λ_0 moyenne ainsi que d'au moins une courbe de gain située loin de cette valeur en zone de dispersion anormale est nécessaire pour assurer la convergence de notre algorithme. Nous ne pouvons pas définir clairement un nombre de courbes de gain optimum. Un nombre élevé de courbe de gain assurera la convergence de l'algorithme, mais il nécessitera un temps de calcul important, tandis qu'un nombre de courbes de gain insuffisant risque de faire converger l'algorithme dans un minimum local. A ce sujet, d'autres méthodes d'optimisation pourraient être envisagées, en particulier la méthode de Levenberg-Marquardt [21] qui est moins sensible aux minimum locaux.

Notre méthode, bien que toujours en phase de tests et développements semble particulièrement bien adaptée pour cartographier des fibres utilisées dans les FOPAs, où pour les fibres photoniques dont la longueur excède rarement le kilomètre. Si ces amplificateurs sont

inclus dans de futurs systèmes de télécommunication, il est important de les produire avec des caractéristiques relativement proches. Par conséquent, la mesure précise des fluctuations de λ_0 dans les fibres utilisées dans les FOPAs est nécessaire pour définir des tolérances aux fabricants de fibres optiques. On pourrait au contraire imaginer des fibres HNLFs dont les fluctuations longitudinales sont importantes mais contrôlées, à la manière des fibres à dispersion décroissante [22], pour obtenir une courbe de gain à la fois étendue et plate. Par exemple, les courbes de gain associées à $\lambda_P = 1554,6$ nm ou $\lambda_P = 1554,8$ nm sur la figure 4.14-(a) sont relativement plates et les variations de λ_0 associées (Fig. 4.14-(b)) linéaires et présentant une extension de 5 nm pourraient convenir.

Bibliographie

- [1] **N. Kuwaki et M. Ohashi**, “Evolution of longitudinal chromatic dispersion”, *J. Lightwave Technol.*, **8**, pp. 1476–1480 (1990).
- [2] **M. Eiselt, R. Jopson et R. Stolen**, “Nondestructive position-resolved measurement of the zero-dispersion wavelength in an optical fiber”, *J. Lightwave Technol.*, **15**, n° 1, pp. 135–143 (1997).
- [3] **I. Brener, P. Mitra, D. Lee et D. Thomson**, “High-resolution zero-dispersion wavelength mapping in single-mode fiber”, *Opt. Lett.*, **23**, n° 19, pp. 1520–1522 (1998).
- [4] **M. González, L. Thevenaz et P. Robert**, “Distributed measurement of chromatic dispersion by four-wave mixing and Brillouin optical-time-domain analysis”, *Opt. Lett.*, **28**, n° 22, pp. 2210–2212 (2003).
- [5] **L. Mollenauer, P. Mamyshev et M. Neubelt**, “Method for facile and accurate measurement of optical fiber dispersion map”, *Opt. Lett.*, **21**, n° 21, pp. 1724–1726 (1996).
- [6] **M. Karlson**, “Four-wave mixing in fibers with randomly varying zero-dispersion wavelength”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **15**, pp. 2269–2274 (1998).
- [7] **M. Farahmand et M. de Sterke**, “Parametric amplification in presence of dispersion fluctuations”, *Opt. Express.*, **12**, pp. 136–142 (2004).
- [8] **J.M. Chavez-Boggio, P. Dainese et H.L. Fragnito**, “Performance of a two-pump fiber optical parametric amplifier in a 10 Gb/s×64 channel dense wavelength division multiplexing system”, *Opt. Commun.*, **8**, n° 3, pp. 527–537 (2003).
- [9] **L. Provino, A. Mussot, T. Sylvestre, E. Lantz et H. Maillotte**, “Broadband and flat parametric amplifiers using a multi-section dispersion-tailored nonlinear fiber arrangement”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**, n° 7, pp. 1532–1537 (2003).
- [10] **L. Provino, A. Mussot, E. Lantz, T. Sylvestre et H. Maillotte**, “Broadband and flat parametric gain with a single low-power pump in a multi-section fiber arrangement”, dans *Optical Fiber Communication / OFC'2002, paper TuS2*, pp. 125–126 (17-22 mars 2002, Anaheim, Californie).
- [11] **A. Legrand, C. Simonneau, D. Bayart, A. Mussot, E. Lantz, T. Sylvestre et H. Maillotte**, “Impact of the longitudinal variations of the chromatic dispersion on the gain of fiber parametric amplifiers”, dans *Optical Amplifiers and their Applications / OAA'2003, papier WD2*, (6-9 Juillet 2003, Otaru, Japon).
- [12] **A. Mussot, E. Lantz, T. Sylvestre, H. Maillotte A. Durécu-Legrand, C. Simonneau et D. Bayart**, “Zero-dispersion wavelength mapping of a highly nonlinear optical fiber-based parametric amplifier”, dans *European Conference on Optical Communications / ECOC'2003, papier We1.6.5*, (5-9 septembre 2004, Stockholm, Suède).
- [13] **A. Mussot, E. Lantz, T. Sylvestre, H. Maillotte A. Durécu-Legrand, C. Simonneau et D. Bayart**, “Zero-dispersion wavelength mapping of a highly nonlinear fiber”, *Opt. Lett.* (soumis).
- [14] **S. Pitois et G. Millot**, “Experimental observation of a new modulational instability spectral window induced by fourth-order dispersion in a normally single-mode optical fiber”, *Opt. Commun.*, **226**, pp. 415–422 (2003).

- [15] **S. B. Cavalcanti, J. C. Cressoni, H. R. da Cruz et A. S. Gouveia-Neto**, “Modulation instability in the region of minimum group-velocity dispersion of single mode optical fibers via an extended nonlinear Schrödinger equation”, *Phys. Rev. A*, **43**, pp. 6162–6165 (1991).
- [16] **D. Gindre, H. Maillotte, J. Monneret, E. Lantz et C. Froehly**, “Coherent picosecond parametric amplification through a Kerr-induced index grating in a single-mode fiber”, *Opt. Commun.*, **112**, pp. 75–79 (1994).
- [17] **L. Mollenauer, P. Mamyshev, J. Gripp, M. Neubelt, N. Mamysheva, L. Grüner-Nielsen et T. Veng**, “Demonstration of massive wavelength-division multiplexing over transoceanic distances by use of dispersion-managed solitons”, *Opt. Lett.*, **25**, n° 10, pp. 704–705 (2000).
- [18] **A. Tarantola**, *Inverse problem theory*, Elsevier, 1^{re} édition (1987).
- [19] **G. E. Forsythe**, “Generation and use of orthogonal polynomials for data fitting with a digital computer”, *J. Soc. Indust. Appl. Math.*, **5**, pp. 74–88 (1957).
- [20] **J. Hansryd, P. A. Andrekson, M. Westlund, J. Li et P. Hedekvist**, “Fiber-based optical parametric amplifiers and their applications”, *IEEE. J. of Select. Topics. in Quantum Electron.*, **8**, n° 3, pp. 506–520 (2001).
- [21] **Jean-Pascal Kleiner**, *Identification paramétrique et optimisation des procédés de mise à forme par problèmes inverses*, Thèse, Université de Liège, Belgique (2000).
- [22] **K. Mori, H. Takara et S. Kawanishi**, “Analysis and design of supercontinuum pulse generation in a single-mode optical fiber”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, pp. 1780–1792 (2001).

Impact de la cohérence de la pompe

5.1 Motivations

Le but de cette partie est principalement de déterminer si des lasers à fibres pourraient être utilisés directement en tant que pompes dans un FOPA afin de remplacer les configurations classiques de pompage (modulation de phase+amplification+filtrage) qui sont relativement complexes et coûteuses. En effet, ces lasers continus à fibre, de type laser Raman ou laser erbium, sont intrinsèquement capables de délivrer de fortes puissances continues tout en possédant une largeur spectrale suffisamment importante pour que l'on puisse s'affranchir de la SBS dans des configurations de FOPA typiques. Cette étude, qui au départ a été motivée par des considérations techniques et économiques, nous a amené à nous poser une question fondamentale concernant l'impact de la cohérence d'une pompe sur le processus d'amplification paramétrique. Dans un premier temps, nous avons modélisé ces sources partiellement cohérentes grâce au modèle à diffusion de phase, reconnu pour être bien adapté pour modéliser des lasers continus à spectres larges [1, 2]. Avant d'étudier l'impact de la durée de cohérence de la pompe sur le gain paramétrique, nous avons étudié la propagation d'une onde partiellement cohérente en zone de dispersion anormale d'une fibre optique [3] pour expliquer les processus d'élargissement spectral atypiques observés avec ces lasers à fibres [4-8].

Les configurations typiques des FOPAs [9] et celles qui permettent un élargissement des lasers à fibre sont relativement différentes. Dans un FOPA, la puissance de pompe est d'environ 1 W maximum, la longueur d'onde de pompe est égale ou très légèrement supérieure à la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre optique et la longueur de fibre est de quelques centaines de mètres. Par contre, les configurations expérimentales dans lesquelles on observe un élargissement spectral mettent en œuvre des lasers continus puissants (supérieurs à 1 W), leur longueur d'onde est supérieure à la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre et la longueur de fibre mesure plusieurs kilomètres. Néanmoins, l'étude de l'élargissement spectral d'une onde lumineuse continue et partiellement cohérente va nous permettre de clairement identifier les mécanismes physiques responsables de cette dégradation de cohérence [3]. Cette étude fondamentale permettra ensuite de mieux comprendre les mécanismes qui opèrent lorsqu'une pompe partiellement cohérente interagit avec un signal dans un FOPA.

5.2 Modèle à diffusion de phase

Le modèle à "diffusion de phase" a été entre autre utilisé pour modéliser des lasers à semi-conducteurs [1], mais s'applique à tout type de cavité résonnante [2]. On définit l'amplitude complexe du champ électrique de la pompe de la façon suivante :

$$A_P(t) = \sqrt{P_0} \times \exp[i\Phi(t)] \quad (5.1)$$

avec P_0 la puissance moyenne et on suppose un phase $\Phi(t)$ qui varie temporellement de façon Brownienne. La largeur à $1/e$ de la fonction d'autocorrélation [1] temporelle¹, donne le temps de cohérence du champ (τ_L). On montre aussi que son spectre a l'allure d'une Lorentzienne dont la largeur à mi-hauteur vaut :

$$\Delta f = (\pi\tau_L)^{-1} \quad (5.2)$$

1. $\Gamma(t,z) = \langle A_P(t,z)A^*(t,z) \rangle$

Ce modèle implique que le laser continu est uniquement sujet au bruit de phase. Les figures 5.1-(a) à (c) représentent les caractéristiques spectro-temporelles d'une pompe de 40 GHz de largeur spectrale à mi-hauteur, soit $\tau_L \simeq 8$ ps. Les fluctuations aléatoires d'amplitude sont ici négligées. Ainsi avec ce type de pompe, on combine stabilité temporelle en puissance et étalement spectral.

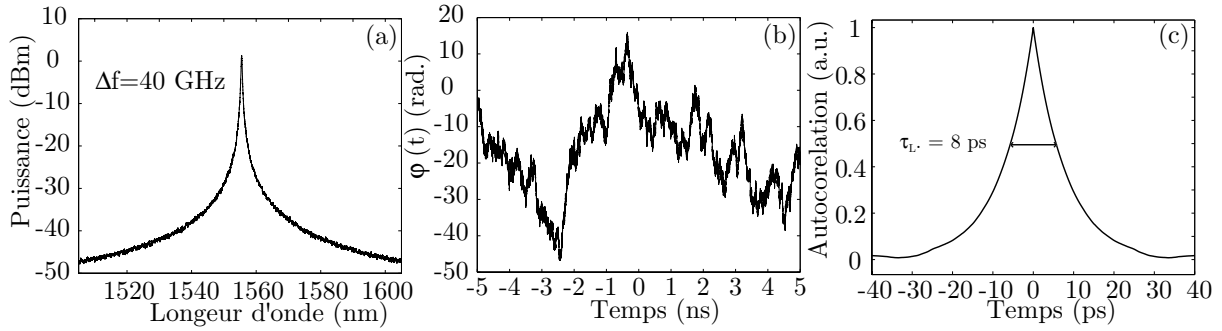


Fig. 5.1 – (a) Spectre d'une pompe continue partiellement cohérente de 40 GHz de large, (b) phase et (c) fonction d'autocorrélation en amplitude.

5.3 Propagation d'une onde partiellement cohérente en zone de dispersion anormale d'une fibre optique

5.3.1 Introduction

La propagation non linéaire d'impulsions lasers ultra-courtes dans une fibre optique monomode a été abondamment étudiée ces vingt dernières années [10]. Par contre, des études concernant des ondes continues et partiellement cohérentes (PC) semblent faire défaut. Récemment, plusieurs équipes de recherche ont pourtant démontré que des lasers continus puissants se propageant en zone de dispersion anormale d'une fibre optique subissent un élargissement spectral important en sortie [4–8]. Comme l'a initialement démontré théoriquement Cavalcanti *et al.* [11], l'élargissement d'une onde PC en zone de dispersion anormale d'une fibre optique est dû au processus de MI. C'est à dire par amplification paramétrique des composantes spectrales de l'onde elle-même et c'est pourquoi aucun élargissement n'est constaté en zone de dispersion normale. En fait, la MI exalte les faibles fluctuations de phase et d'amplitude du laser et induit en conséquence un élargissement spectral dans la bande de MI. Ce processus non linéaire est évidemment pénalisant pour les systèmes de télécommunication [12], mais des chercheurs ont récemment su en tirer profit pour réaliser des sources supercontinuum [6, 8] et aussi pour aplanir et élargir la bande spectrale d'amplification Raman [4, 7]. En dépit de tous ces avantages, il est important de souligner que le processus responsable de l'élargissement spectral d'une onde PC n'a jamais été étudié en détail et les phénomènes mis en jeu sont encore mal élucidés. Le but de cette partie est de mieux caractériser les mécanismes physiques en jeu dans une configuration typique susceptible d'induire un élargissement spectral [4–8]. Dans un premier temps, nous présentons une étude théorique à partir du modèle à diffusion de phase (Equ. 5.2) et d'une intégration numérique de l'ESNL (Equ. 1.16 page 17). Nous montrerons que l'élargissement spectral

engendré n'est pas uniquement causé par le processus de MI. Ensuite, nous présentons des résultats expérimentaux qui confirment nos résultats théoriques.

5.3.2 Résultats théoriques

Nous avons simulé la propagation d'un champ PC en zone de dispersion légèrement anormale d'une fibre optique.

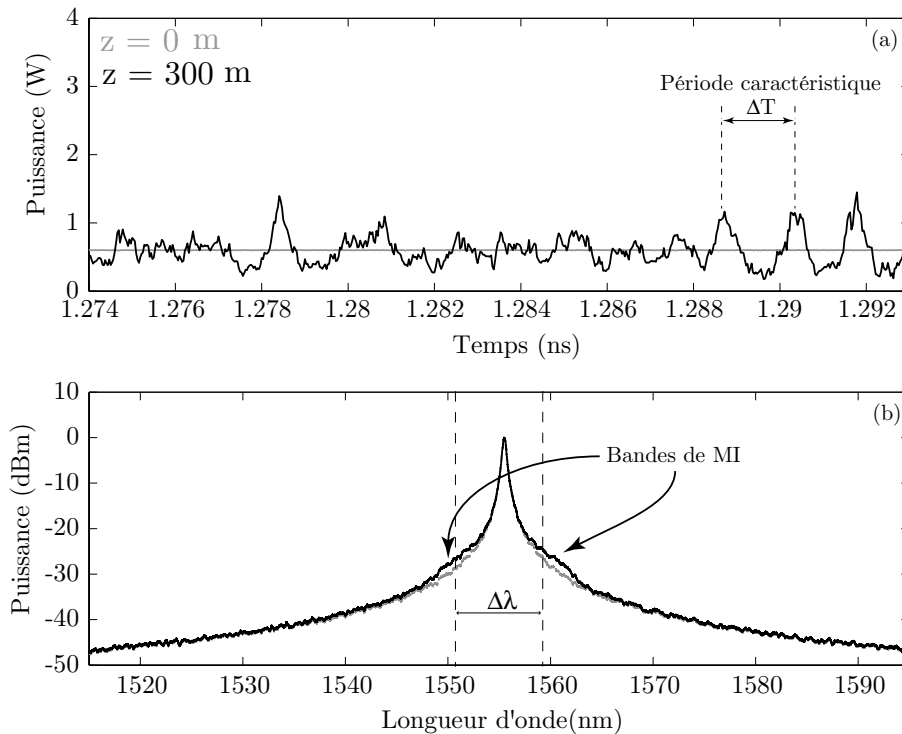


Fig. 5.2 – (a) Profils d'intensité et (b) spectres . En entrée de fibre (gris) et en sortie pour $z=300$ m (noir).

Les paramètres de ce champ PC correspondent à ceux d'un laser Raman à fibre très puissant, à savoir, une puissance de 0,6 W, une largeur spectrale à mi-hauteur de 50 GHz ($\tau_L=6$ ps) centrée autour de 1555,4 nm. La fibre optique de 3100 m de long est une fibre DSF dont la longueur d'onde de dispersion nulle est située à 1549,3 nm, la pente de la dispersion est de 0,07 ps/nm²/km, les pertes linéaires valent 0,2 dB/km et le coefficient non linéaire vaut 2 W⁻¹km⁻¹. Les résultats de nos simulations, présentés sur les figures 5.2, 5.3 et 5.4, illustrent le profil d'intensité et le spectre de cette onde pour différentes distances de propagation ($z=300$ m, $z=1000$ m et $z=3100$ m respectivement). Les profils d'intensités et les spectres d'entrée sont superposés en gris sur ces figures pour faciliter les comparaisons. À partir d'une distance de propagation de 300 m, l'intensité de l'onde PC devient instable (fig. 5.2-(a)) et présente des modulations hautes fréquences dont la période caractéristique est inversement proportionnelle à la bande d'instabilité de modulation. On remarque sur la figure 5.2-(b) qu'un piedestal apparaît de part et d'autre de la fréquence centrale. Ces bandes de fréquence sont la signature du processus de MI, mais elles ne présentent pas l'allure caractéristique des lobes latéraux lorsque la MI est induite par une onde cohérente monochromatique, et leur croissance est beaucoup plus rapide [10]. L'exaltation de la MI

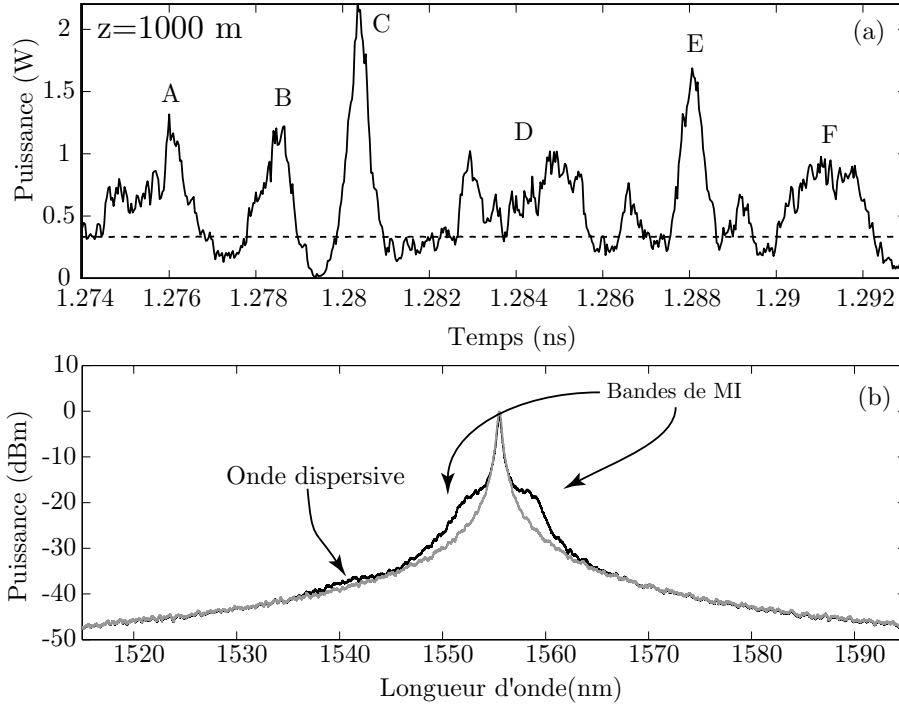


Fig. 5.3 – (a) Profils d'intensité et (b) spectres. En entrée de fibre (gris) et en sortie pour $z=1000$ m (noir).

avec une onde PC à spectre large est due aux fluctuations aléatoires initiales de la phase de l'onde PC qui jouent le rôle de faibles perturbations pour initier le processus de MI [11, 13]. Ce phénomène est encore plus marqué au bout de 1000 m de propagation, comme le montre la figure 5.3-(b). Ce spectre de MI particulier est dû à la durée de cohérence limitée de l'onde PC [13]. Par ailleurs, l'intensité de l'onde PC évolue vers un train d'impulsions ultra-courtes pseudo-périodiques et dont la puissance maximale est jusqu'à 4 fois supérieure à celle de l'onde de départ (Fig. 5.3-(a)). La période moyenne de ce train d'impulsions est inversement proportionnelle à la largeur spectrale de la bande de MI. A $z=3100$ m, on observe un fort élargissement asymétrique de l'onde PC (Fig. 5.4-(b)) avec en plus l'apparition d'un pic anti-Stokes. L'évolution temporelle (Fig. 5.4-(a)) présente toujours une série d'impulsions ultra-courtes de plus en plus intenses. L'asymétrie du spectre n'est en aucun cas liée à la SRS puisque nous ne l'avons pas incluse dans nos simulations. De plus, comme les quantités d'énergie de part et d'autre de la fréquence centrale sont parfaitement identiques, l'asymétrie est uniquement liée à une combinaison d'effets dispersifs en milieu de Kerr pur.

Afin de mieux comprendre les processus entrant en jeu dans cet élargissement spectral, nous avons représenté sur la figure 5.5 l'évolution du rapport de la largeur spectrale de sortie sur celle d'entrée ($\Delta\lambda_{\text{out}}/\Delta\lambda_{\text{in}}$) en fonction de la puissance de l'onde PC dans la fibre DSF de 3100 m de long. Les résultats numériques (cercles, largeur mesurée à -10 dB du maximum et croix largeur mesurée à -20 dB) sont comparés à la relation analytique usuelle de la bande de MI totale (trait continu), calculée à partir de l'expression du gain paramétrique (Equ. 2.3.1 page 29) pour un processus scalaire [14]:

$$\Delta\lambda = \frac{2\lambda^2}{\pi c} \left(\frac{\gamma P}{|\beta_2|} \right)^{1/2} \quad (5.3)$$

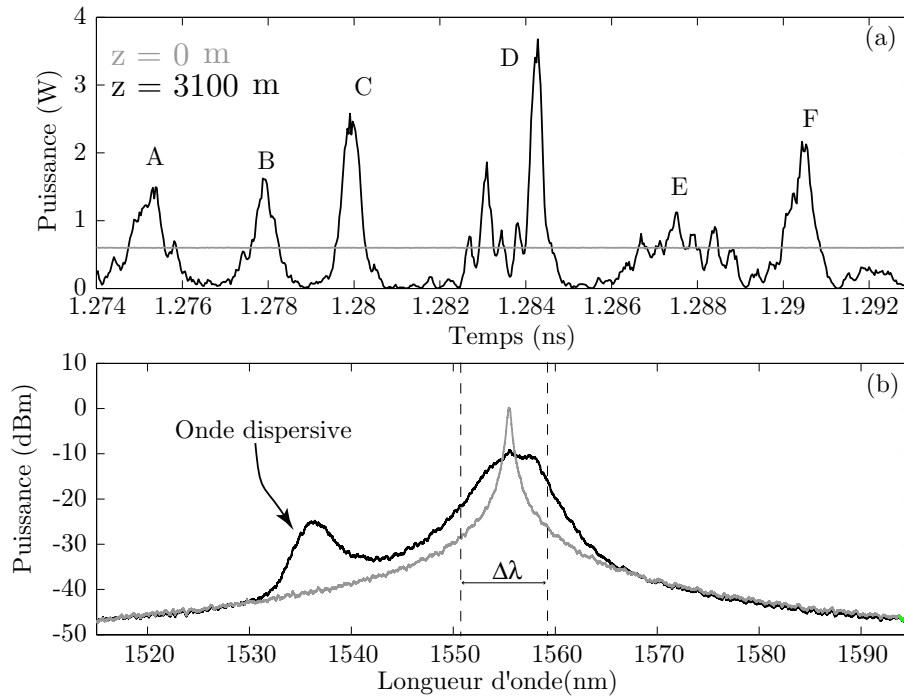


Fig. 5.4 – (a) Profils d'intensité et (b) spectres pour $z=3100$ m. En entrée (gris) et en sortie (noir).

Sur la figure 5.5, on constate que la relation 5.3 ne permet pas de bien expliquer l'élargissement spectral de l'onde PC notamment pour les fortes puissances pour lesquelles l'élargissement est supérieur à celui donné par la relation 5.3. Cette comparaison entre les résultats de simulations numériques et une simple relation analytique démontre que l'élargissement spectral ne peut être uniquement imputé au processus de MI, mais qu'il faut considérer des effets non linéaires additionnels prolongeant la dynamique usuelle de la MI ainsi que les effets dispersifs importants qui se produisent pour de longues distances de propagation lorsque l'onde optique est puissante et spectralement large [10]. La présence d'une onde anti-Stokes (Figs. 5.3-(b) et 5.4-(b)) dans le spectre de puissance est la signature de la génération d'ondes dispersives [15, 16]. Ces ondes résultent de la fission des impulsions optiques ultra-courtes formées à partir d'une distance de propagation d'environ 1000 m, pour cet exemple (Figs. 5.3-(a)). Nous avons établi que certaines de ces impulsions ont des couples de valeurs durée-puissance qui correspondent à des solitons d'ordre² 2 à 3 (impulsions A, D et F sur la figure 5.3-(a)). D'après les travaux réalisés sur la propagation de solitons dans des zones de faible dispersion [15, 17] et sur la génération de supercontinuum [16], ces impulsions ne sont pas stables en raison des ordres supérieurs de dispersion. En particulier, lorsque le troisième ordre de dispersion n'est plus négligeable, ils se fissionnent en solitons fondamentaux décalés vers les hautes longueurs d'ondes et en ondes dispersives décalées vers les basses longueurs d'ondes. Ces radiations, généralement appelées ondes non-solitoniques, sont émises à une fréquence particulière qui vérifie une condition d'accord de phase avec les solitons fondamentaux. Ce décalage fréquentiel dépend à la fois de la dispersion et de la puissance de pompe et s'exprime

2. L'ordre N des solitons étant donné par la relation $N = \sqrt{\frac{\gamma P_{\text{PT}}^2}{3,11\beta_2 T_{\text{FWHM}}}}$, avec P la puissance crête et T_{FWHM} la largeur à mi-hauteur du soliton.

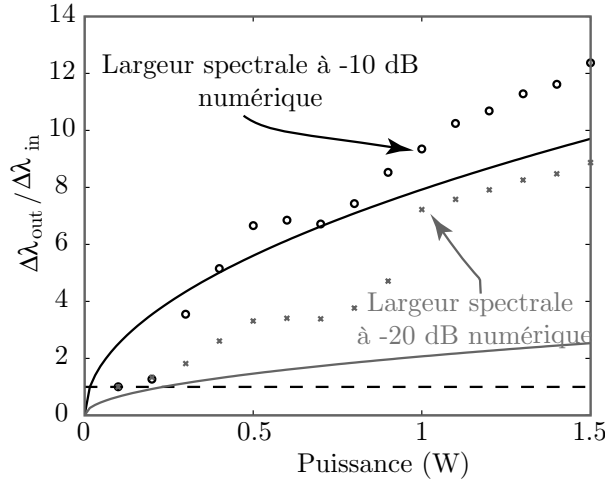


Fig. 5.5 – Rapports entre la largeur spectrale de sortie sur celle d’entrée d’une onde PC en fonction de la puissance après 3100 m de propagation dans une DSF. Traits pleins : résultat analytique (Equ. 5.3), cercles et croix résultats numériques (mesurés à -10 dB et -20 dB respectivement).

de la façon suivante [15, 18] :

$$\delta\omega = -3\frac{\beta_2}{\beta_3} + \frac{4\beta_3\gamma P}{3\beta_2^2} \quad (5.4)$$

Avec les paramètres de nos simulations numériques, ce décalage vaut +2,28 THz, soit une onde dispersive localisée à 1536 nm, en excellent accord avec les simulations numériques de la figure 5.4-(b). Nous avons calculé l’ordre des solitons pour la distance $z=3100$ m et on a constaté que la majorité sont d’ordre 1 (excepté l’impulsion E sur la figure 5.3-(a)). Bien que les profils d’intensité des figures 5.3-(a) et 5.4-(a) ne représentent qu’une faible partie de la fenêtre temporelle totale (environ 11 ns), les calculs d’ordre des solitons effectués dans cet intervalle temporel limité sont représentatifs du comportement de l’ensemble des impulsions. Par ailleurs, les solitons d’ordres supérieurs coexistent de façon récurrente avec les solitons d’ordres fondamentaux durant la propagation. Par exemple, l’impulsion "E" à $z=1000$ m (Fig. 5.3-(a)) évolue de l’ordre 1 vers l’ordre 3 à $z=3100$ m (Fig. 5.4-(a)). On observe donc bien un processus de fission de solitons d’ordre supérieur en solitons fondamentaux dans l’espace direct, qui se traduit dans l’espace réciproque par la génération d’une onde anti-Stokes (Fig. 5.4-(b), onde dispersive).

5.3.3 Résultats expérimentaux

En collaboration avec S. Pitois et C. Finot du laboratoire de physique de l’Université de Bourgogne, nous avons relevé à la fois les spectres et les traces d’autocorrélation en intensité à la sortie de deux fibres optiques monomodes de grande longueur qui possèdent une longueur d’onde de dispersion nulle différente. Nous avons utilisé un laser à fibre Raman dont la longueur d’onde centrale est de 1555,4 nm et dont la puissance de sortie varie de 600 mW à 2,5 W. Ces lasers sont bien connus pour leur faibles valeur de bruit d’intensité (RIN) et le modèle à diffusion de phase décrit dans le paragraphe 3.1 semble donc bien adapté pour les modéliser. La largeur spectrale du laser augmente avec la puissance de pompe de 40 GHz à 70 GHz en raison des interactions non linéaires entre les modes longitudinaux du

laser [19]. Nous avons vérifié que ni la SRS ni la SBS n'étaient excitées dans cette configuration expérimentale. Les spectres de sortie ont été enregistrés avec un analyseur de spectre optique pour différentes valeurs de puissance et les traces d'autocorrélation en intensité correspondantes ont été mesurées à l'aide d'un autocorrélateur. Le laser a été injecté dans une fibre DSF de 3100 m de long dont les paramètres correspondent à ceux de la fibre utilisée lors de l'étude théorique du paragraphe 5.3.2. Par conséquent, le laser se propage en zone de dispersion anormale avec $\beta_2 = -5,5 \times 10^{-28} \text{s}^2/\text{m}$ à 1555,4 nm et la largeur de la bande de MI associée vaut environ 7,5 nm (Equ. 5.3) lorsque la puissance de pompe est de 0,6 W. Pour comparer au cas où la dispersion est positive et très élevée et où la largeur spectrale de la bande de MI est négligeable, nous avons utilisé une fibre monomode standard (SMF) de 5 km avec une longueur d'onde de dispersion nulle située à 1300 nm (en gris sur la figure 5.6-(a)), soit $\beta_2 \simeq -2,2 \times 10^{-26} \text{s}^2/\text{m}$ à 1555,4 nm. Aucun élargissement spectral n'est observé dans ce cas.

Les spectres de sortie (noir) expérimentaux et théoriques sont représentés sur les figures 5.6-(a) et (b) respectivement pour différentes puissances de l'onde PC. En comparaison, les spectres d'entrée sont représentés en traits pointillés sur ces figures. Les puissances de l'onde PC des simulations valent la moitié des puissances expérimentales car le laser Raman n'est pas polarisé. Un modèle plus complet devrait être élaboré pour modéliser parfaitement ce laser mais, compte tenu de l'excellent accord entre les résultats théoriques et expérimentaux (Figs. 5.6-(a) et (b)), nous en concluons que la polarisation ne joue pas un rôle primordial sur ce processus d'élargissement spectral.

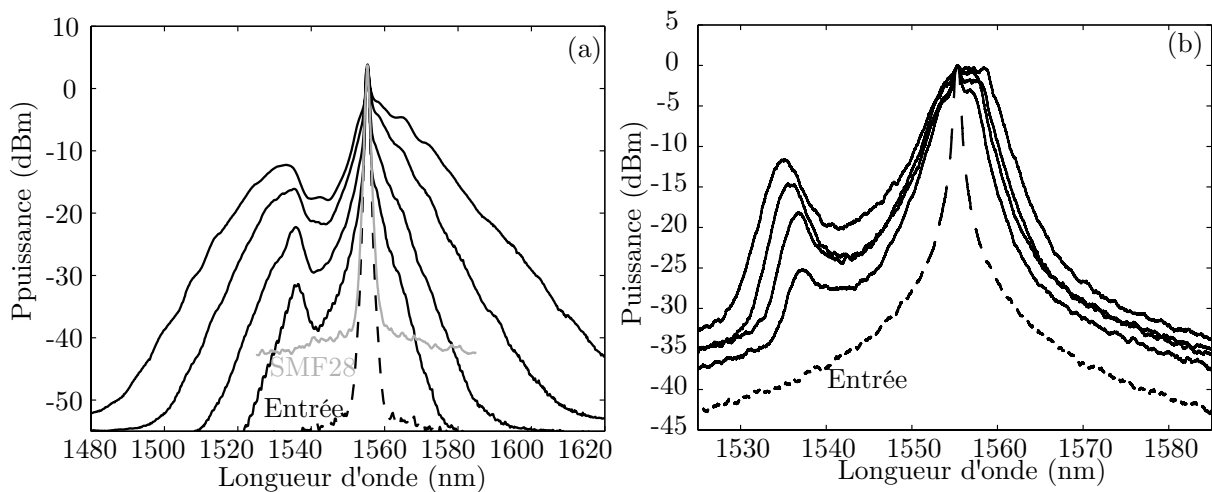


Fig. 5.6 – Spectres de sortie de la fibre DSF (noir) pour différentes puissances de pompe et spectres d'entrée (traits pointillés). (a) Expériences et (b) simulations. En gris, spectre de sortie pour la fibre SMF.

Sur la figure 5.6-(a), on retrouve bien l'élargissement asymétrique ainsi que l'onde dispersive comme le prédisent nos simulations. Pour une puissance de 1,2 W du laser, l'onde anti-Stokes est située à 1536 nm, soit exactement la position donnée par notre calcul théorique (Equ.5.4). Comme le prédit cette relation, le décalage fréquentiel $\delta\omega$ augmente bien avec la puissance de pompe [15], expérimentalement et théoriquement (Figs. 5.6-(a) et (b)). Il est techniquement impossible de relever les profils d'intensité temporels de sortie en raison de leur

fréquence élevée et de leur pseudo-périodicité. Pour obtenir néanmoins une caractérisation expérimentale des variations d'intensité observées dans nos simulations, nous avons mesuré l'autocorrélation du champ PC en sortie de fibre. Les figures 5.7-(a) et (b) représentent les traces d'autocorrélation expérimentales et théoriques pour différentes puissances de pompe. La trace d'autocorrélation d'entrée (traits en pointillés) est plate tandis que celles de sortie (traits pleins) sont caractérisées par un fond continu surmonté d'un pic qui indique qu'on observe une dégradation de la cohérence du laser au cours de la propagation. La largeur du pic d'autocorrélation expérimental est d'environ 1,5 ps et le bruit de fond diminue avec la puissance (Fig. 5.7-(a)), et ce, en bon accord avec les résultats théoriques (Fig. 5.7-(b)) où la largeur du pic est d'environ 1 ps.

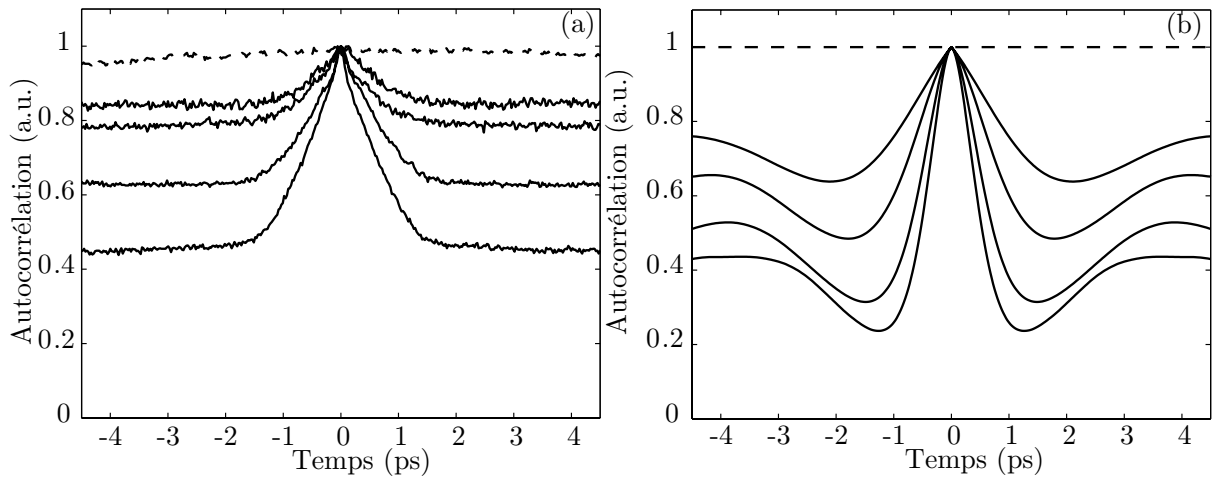


Fig. 5.7 – Traces d'autocorrélation d'entrée (traits en pointillés) et de sortie (traits pleins) pour différentes puissances de pompe. (a) Expériences et (b) simulations.

On remarque sur la figure 5.7-(b) qu'une faible modulation apparaît à la base du pic d'autocorrélation. C'est la signature d'un train d'impulsions pseudo-périodiques dont le taux de répétition est de l'ordre de 1 THz. Cette modulation n'est pas présente sur les traces expérimentales car nous pensons que la polarisation aléatoire du laser Raman la bruite énormément.

5.3.4 Conclusion

La propagation non linéaire d'une onde continue partiellement cohérente en zone de dispersion anormale d'une fibre optique monomode a été étudiée théoriquement et expérimentalement [3]. L'élargissement spectral asymétrique observé est imputable à la fois au processus de MI et à la fission de solitons d'ordres supérieurs en solitons d'ordre fondamental. Nos résultats expérimentaux obtenus avec un laser Raman à fibre sont en excellent accord avec nos prévisions théoriques ce qui valide le modèle à diffusion de phase adopté pour décrire une onde continue partiellement cohérente. Enfin, les résultats de cette étude préliminaire pourraient être mis à profit pour réaliser des amplificateurs Raman large bande et dans la génération de supercontinuum spectraux à partir de sources continues.

5.4 Pompes partiellement cohérentes et amplification paramétrique

Dans ce paragraphe nous proposons d'étudier l'impact de la cohérence de la pompe sur l'efficacité d'amplification d'un FOPA. Les configurations de FOPA étudiées sont relativement différentes de celles du paragraphe précédent où nous cherchions à mettre en évidence la dégradation de la cohérence d'une onde PC se propageant en zone de dispersion anormale d'une fibre optique. En effet, la largeur spectrale de la bande de gain d'un FOPA (Equ. 5.3) est quelques dizaines de fois plus étendue que celles étudiées dans le paragraphe précédent. La décohérence de la pompe est donc moins probable compte tenu des longueurs de fibres utilisées dans les FOPAs [11]. Elle doit être évitée pour amplifier efficacement un signal monochromatique. Dans un premier temps, la cohérence partielle de la pompe sera décrite à l'aide du modèle à diffusion de phase, dont nous avons montré dans la partie précédente qu'il est bien adapté pour modéliser des lasers à fibre [1] à faible RIN. Ensuite, les performances obtenues avec une pompe modulée en phase par une séquence PRBS, de cohérence également limitée, seront comparées avec celles de la pompe PC. Une configuration expérimentale réaliste qui permettrait de mettre en évidence l'impact de la durée de cohérence de la pompe sur l'amplification paramétrique sera alors proposée et des premières tentatives expérimentales avec un laser à fibre seront brièvement mentionnées.

5.4.1 Impact du temps de cohérence sur la courbe de gain d'un FOPA

La configuration d'amplificateur utilisée est la configuration typique du chapitre 3. La pompe partiellement cohérente a une puissance de 500 mW. A partir de l'intégration numérique de l'ESNL et en négligeant les pertes (Equ. 1.16 page 17), nous avons représenté sur la figure 5.8-(a) les courbes de gain correspondant à plusieurs durées de cohérence de la pompe. Les signaux d'entrée, monochromatiques, sont suffisamment faibles ($5 \mu\text{W}$) pour que le régime de fonctionnement de l'amplificateur soit linéaire. La courbe en trait plein correspond au cas d'une pompe parfaitement cohérente (monochromatique), les cercles à une pompe de 6 GHz ($\tau_L=50$ ps), les croix à une pompe de 12 GHz ($\tau_L=25$ ps) et les carrés à une pompe de 30 GHz ($\tau_L=10$ ps). Pour les pompes PCs, on observe une réduction du gain d'amplification³ dans la zone de gain exponentielle alors que dans la zone de gain parabolique le gain est quasiment identique à celui du cas parfait (pompe monochromatique). Les signaux de sortie conservent leur monochromaticité (Fig. 5.8(b)) et les idlers s'élargissent en raison des valeurs de la phase de la pompe qui prennent toutes les valeurs comprises entre 0 et π (Voir paragraphe 3.1.2.3 page 52). Ces premières simulations montrent que la durée de cohérence limitée de ces pompes induit une réduction de l'efficacité d'amplification surtout pour les signaux situés loin de la pompe. Par exemple, le gain obtenu à l'accord de phase parfait (4,7 THz) avec la pompe de 6 GHz de large (cercles) est inférieur de 3 dB par rapport au cas parfaitement cohérent, alors qu'il y est identique pour les signaux situés à proximité de la pompe. Afin d'expliquer la réduction de l'efficacité d'amplification des pompes PCs, il faut revenir sur la relation de phase (Equ. 3.3 page 52) qui régit le

3. On rappelle que le gain est mesuré dans l'espace réciproque en effectuant le rapport des puissances moyennes (maximum du Dirac) de sortie et d'entrée des signaux monochromatiques

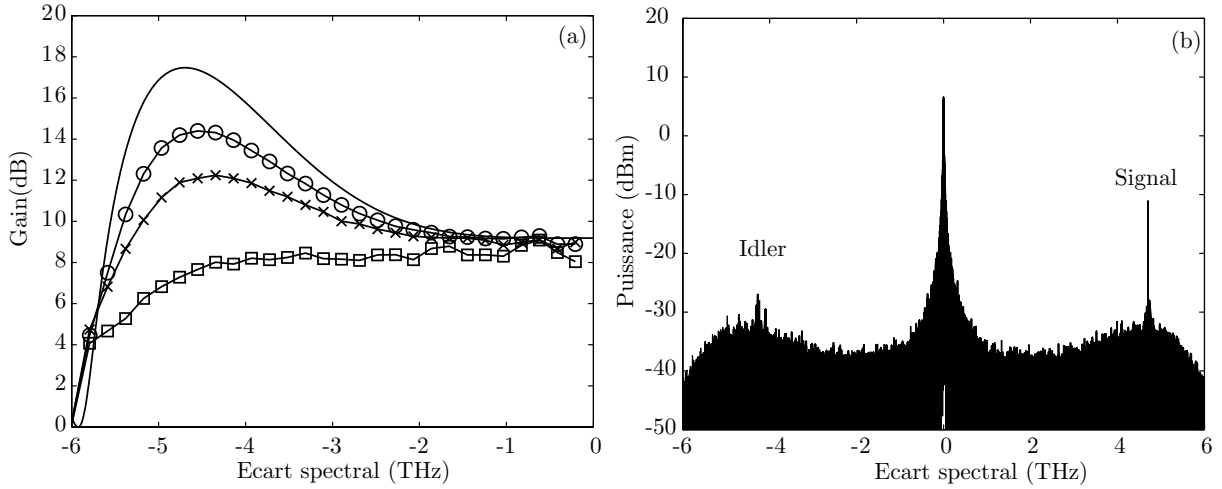


Fig. 5.8 – (a) Courbes de gain pour des pompes de 0,5 W de puissance et une fibre dont les paramètres sont les suivants : $\beta_2 = 0$, $\beta_3 = 1.2 \times 10^{-40}$ s³/m, $\beta_4 = -2.85 \times 10^{-55}$ s⁴/m, $L=300$ m et $\gamma = 18$ W⁻¹.km⁻¹, pour une pompe monochromatique (trait plein), pour une pompe PC $\tau_L = 50$ ps ($\Delta f \simeq 6$ GHz, cercles), $\tau_L = 25$ ps ($\Delta f \simeq 12$ GHz, croix) et $\tau_L = 10$ ps ($\Delta f \simeq 30$ GHz, carrés). (b) Spectre de sortie pour une pompe de 6 GHz de large.

principe de fonctionnement d'un FOFA. Dans une configuration insensible à la phase (pompe et signal en entrée d'amplificateur), l'idler est généré quasiment instantanément [20] et sa phase instantanée vérifie la relation d'accord de phase pour que le gain d'amplification soit optimal [9]. Lorsque sa puissance devient comparable à celle du signal, le fonctionnement du FOFA peut être assimilé à une configuration sensible à la phase et l'efficacité d'amplification dépend alors de la phase relative entre ces trois ondes. Par conséquent, si l'une des ces trois ondes subit des variations de phase au cours de la propagation, la relation d'accord de phase est modifiée et par conséquent le gain d'amplification diminue. Dans le cas d'une pompe monochromatique, les photons (ou les trains d'ondes) de la pompe sont tous en phase, et bien que le signal et l'idler ne se propagent pas à la même vitesse que la pompe, ils interagissent toujours avec des photons pompe de même phase. La relation de phase entre les ondes est conservée tout au long de la propagation et le gain d'amplification est maximal. Par contre pour une pompe PC, les photons pompes ne sont en phase que sur une durée caractéristique définie par le temps de cohérence du champ. Au cours de la propagation, le signal et l'idler interagissent avec plusieurs trains d'ondes de pompe de phase différente et la relation de phase entre les ondes est modifiée, par conséquent la valeur du gain d'amplification n'est plus maximale. Ainsi, un signal spectralement éloigné de la pompe se propage avec une vitesse très différente et voit par conséquent beaucoup plus de trains d'ondes se succéder au cours de la propagation. C'est pourquoi la réduction de gain est plus importante pour des signaux situés loin de la pompe. Afin d'expliquer ce phénomène, lié à la différence de vitesse de groupe des ondes et à la durée de cohérence de la pompe, nous introduisons le retard temporel entre la pompe et un signal ($\Delta\tau$) en sortie d'amplificateur :

$$\Delta\tau = L \left(\beta_2 \Delta\omega + \frac{\beta_3}{2} \Delta\omega^2 \right) \quad (5.5)$$

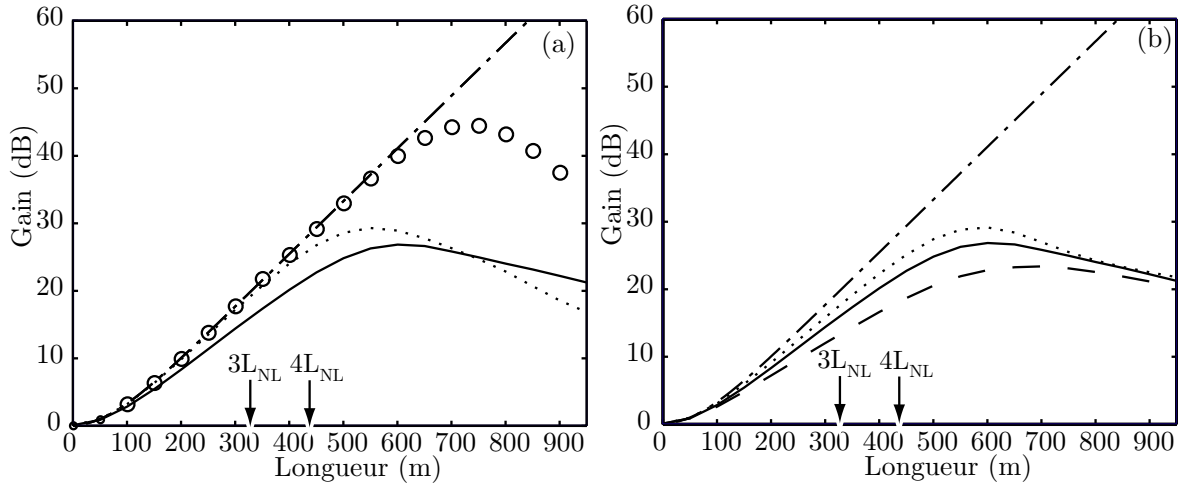


Fig. 5.9 – Evolution du gain en fonction de la longueur de fibre pour un signal de $5 \mu\text{W}$ situé à $4,7 \text{ THz}$ de la pompe. (a) A partir de l'expression analytique usuelle (traits mixtes), pour une pompe monochromatique (cercles), et pour une pompe PC de 6 GHz de largeur spectrale avec $\beta_3 = 1,2 \times 10^{-40} \text{ s}^3/\text{m}$ (trait continu) et avec $\beta_3 = 0 \text{ s}^3/\text{m}$ (traits en pointillés). (b) Expression analytique usuelle (traits mixtes) et pompe PC de 6 GHz pour différentes valeurs de β_3 : $0,6 \times 10^{-40} \text{ s}^3/\text{m}$ (pointillés), $1,2 \times 10^{-40} \text{ s}^3/\text{m}$ (trait continu) et $2,4 \times 10^{-40} \text{ s}^3/\text{m}$ (tirets).

avec $\Delta\omega$ l'écart spectral pompe signal. Sur la figure 5.8, on remarque également que la réduction du gain la plus importante est générée par la pompe dont la durée de cohérence est la plus faible (carrés) car le signal interagit avec un plus grand nombre de trains d'ondes différents par rapport à une pompe moins incohérente (cercles).

5.4.2 Évolution du gain en fonction du retard temporel $\Delta\tau$

Ces exemples montrent que l'efficacité d'amplification dépend de la durée de cohérence de la pompe et du retard temporel entre la pompe et le signal en sortie d'amplificateur. Nous proposons alors d'étudier l'évolution du gain d'un faible signal de $5 \mu\text{W}$ situé à l'accord de phase parfait ($4,7 \text{ THz}$) d'une pompe PC de 6 GHz ($\tau_L=50 \text{ ps}$) en fonction du retard temporel en sortie d'amplificateur $\Delta\tau$. Pour faire varier $\Delta\tau$ (Equ. 5.5) pour un écart spectral pompe-signal fixé, on peut modifier soit la valeur des coefficients de dispersion (β_2 et β_3), soit la longueur de la fibre. Le gain d'amplification d'un FOPA dépend de β_2 ; c'est pourquoi, afin d'établir une comparaison avec une courbe de gain de référence fixe (qui ne dépend pas de $\Delta\tau$), nous avons choisi de fixer β_2 à 0 et de faire varier la longueur de fibre pour faire varier $\Delta\tau$. Nous avons représenté sur la figure 5.9 en traits mixtes l'évolution du gain obtenue avec la relation analytique issue du processus de mélange à quatre ondes (Equ. 2.3.1 page 30) qui ne prend pas en compte l'atténuation de la pompe. Toutes les autres courbes représentées sur cette figure sont issues de l'intégration numérique de l'ESNL (Equ. 1.16 page 17) dont nous avons négligé les pertes linéaires ($\alpha = 0$). Les cercles représentent l'évolution du gain obtenue avec une pompe monochromatique avec $\beta_3 = 1,2 \times 10^{-40} \text{ s}^3/\text{m}$. On constate que ces deux courbes (cercles et trait continu) se superposent parfaitement jusqu'à environ 600 m de propagation, puis le gain issu de la pompe monochromatique diminue. Cette réduction est

caractéristique de la saturation du FOPA et le sens des transferts d'énergie est ainsi inversé. A présent, comparons l'évolution du gain issue de cette pompe monochromatique (cercles) avec celle obtenue avec une pompe PC de 6 GHz de largeur spectrale (trait continu) dans la même fibre ($\beta_3 = 1.2 \times 10^{-40} \text{s}^3/\text{m}$). La pompe PC engendre un gain linéique⁴ constant jusqu'à environ 400 m soit environ 3-4 longueurs non linéaires⁵. Dans cette représentation en échelle logarithmique, la constance du gain linéique reflète l'amplification exponentielle du signal situé à l'accord de phase parfait [9]. Jusqu'à cette limite, la pente de la courbe de gain obtenue avec la pompe monochromatique est supérieure à celle obtenue avec la pompe PC. La courbe en pointillés (Fig. 5.9-(a)) correspond au cas d'une pompe PC de 6 GHz dans une fibre dont la valeur de la pente de la dispersion est nulle. Bien que nous utilisions une pompe PC, la valeur du gain linéique est identique à celle de la pompe monochromatique. Par conséquent, β_3 joue également un rôle important dans la détermination de la valeur du gain linéique dans notre configuration où $\beta_2 = 0$. On le vérifie sur la figure 5.9-(b), où nous avons représenté les courbes de gain d'une pompe PC de 6 GHz pour différentes valeurs de β_3 : $0,6 \times 10^{-40} \text{s}^3/\text{m}$ (pointillés), $1,2 \times 10^{-40} \text{s}^3/\text{m}$ (trait continu) et $2,4 \times 10^{-40} \text{s}^3/\text{m}$ (tirets). On constate que plus β_3 est faible, plus la valeur du gain linéique approche celle du cas monochromatique (cercles). Dans le cas extrême où $\beta_3=0$, le retard temporel entre la pompe et le signal est quasiment nul, le signal interagit donc toujours avec le même train d'onde de pompe, et c'est pourquoi le gain d'amplification est maximum. Pour des valeurs de β_3 supérieures, le retard entre le signal et la pompe augmente, le signal interagit donc cette fois avec de plus en plus de trains d'ondes de pompe différents. Le gain d'amplification est alors plus faible que dans les cas parfaits (pompe monochromatique ou fibre faiblement-dispersive).

5.4.3 Régime de saturation

Dans cette partie, nous étudions plus précisément la zone des figures 5.9-(a) et (b), de 400 m à 600 m, pour laquelle le gain linéique induit par une pompe PC n'est plus constant mais demeure positif. Les échanges d'énergie se font donc toujours de la pompe vers le signal, et le régime de saturation ne semble pas encore atteint. Cette diminution de l'efficacité d'amplification est similaire au cas d'une pompe présentant une durée de cohérence plus courte (Fig. 5.8). Afin de mieux identifier les processus qui se déroulent dans cette zone, nous avons représenté sur la figure 5.10 l'évolution de la durée de cohérence en fonction de la longueur de fibre pour la pompe PC de 6 GHz se propageant seule dans une fibre dont β_3 vaut $1,2 \times 10^{-40} \text{s}^3/\text{m}$ et β_2 est toujours nul. La durée de cohérence demeure quasiment inchangée jusqu'à 400 m de propagation (réduction d'environ 10%) alors qu'elle diminue fortement par la suite. Dans cet intervalle (400 m-600 m), le signal interagit avec une pompe dont la durée de cohérence est en train de chuter, et c'est bien la décohérence de la pompe qui limite l'efficacité d'amplification. Sur la figure 5.9-(a) (trait plein), on constate que la valeur du gain linéaire diminue à partir de 400 m car les variations de phase de la pompe s'accroissent dramatiquement.

4. Il s'agit bien de gain paramétrique par unité de longueur (Equ. 2.3.1 page 2.3.1).

5. On définit la longueur non linéaire par la relation suivante: $L_{NL} = \frac{1}{\gamma P}$. Il vaut 111 m pour cette configuration de FOPA ($\gamma = 18 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ et $P=500 \text{ mW}$)

Ensuite, à partir de 600 m la pente de la courbe devient négative signifiant que le signal cède de l'énergie à la pompe (Fig. 5.9-(a), trait plein).

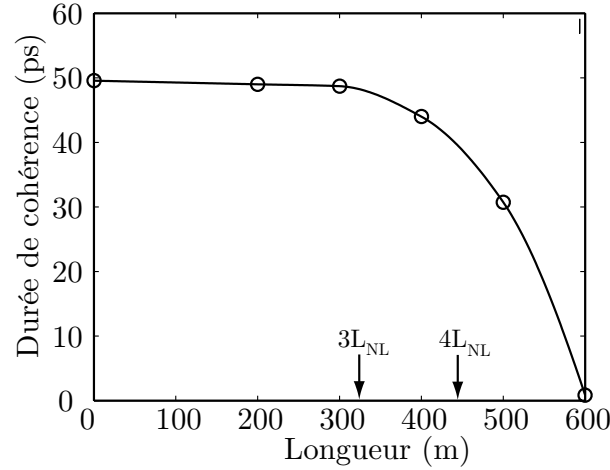


Fig. 5.10 – Evolution de la durée de cohérence d'une pompe PC de 6 GHz ($\tau_L = 50$ ps at $L=0$ m) de 0.5 W se propageant seule dans la fibre dont $\beta_3 = 1,2 \times 10^{-40} \text{s}^3/\text{m}$.

Ce régime de saturation avec une pompe PC est atteint bien avant celui d'une pompe monochromatique (Fig. 5.9-(a), cercles) qui lui débute à environ 750 m.

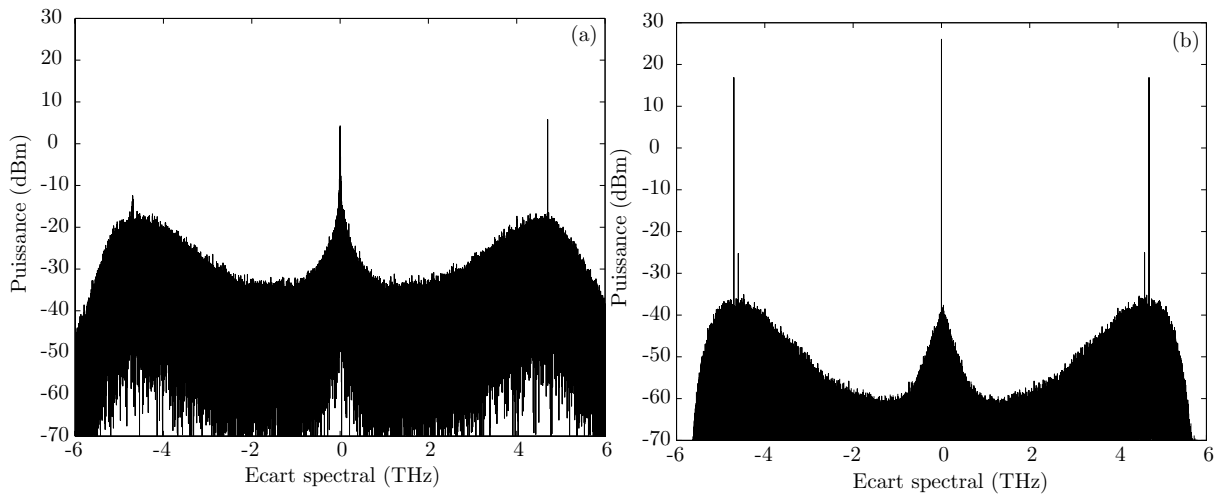


Fig. 5.11 – Spectres de puissance à partir de 600 m de propagation dans une fibre dont $\beta_3 = 1,2 \times 10^{-40} \text{s}^3/\text{m}$ et $\beta_2=0$. (a) Pour une pompe PC de 6 GHz et (b) pour une pompe monochromatique.

La transition de régime de fonctionnement, linéaire à saturé du FOPA, est plus rapide pour une pompe PC, car la dégradation de sa cohérence se traduit par l'amplification, via le processus de MI des propres composantes spectrales de la pompe (voir paragraphe 5.3.2). Les spectres de sortie d'une pompe PC et d'une pompe monochromatique au bout de 600 m de propagation sont représentés sur les figures 5.11-(a) et (b). Le niveau de fluorescence paramétrique de la pompe monochromatique se trouve à 20 dB en dessous du niveau de bruit situé dans la bande de gain de la pompe PC. Par conséquent, la pompe PC doit céder beaucoup plus d'énergie à l'ensemble des composantes spectrales situées dans sa bande

de gain par rapport à la pompe monochromatique, et sature donc plus rapidement. Cette interprétation est qualitative mais elle nous semble suffisante pour expliquer la cause de la saturation prématurée de l'amplificateur.

5.4.4 Valeur du gain linéique

Tout au long de cette étude nous avons vu que tant que le temps de cohérence partiel de la pompe est conservée, le gain linéique dépend de β_3 (Fig. 5.9-(b)) et de la durée de cohérence τ_L de la pompe (Fig. 5.8).

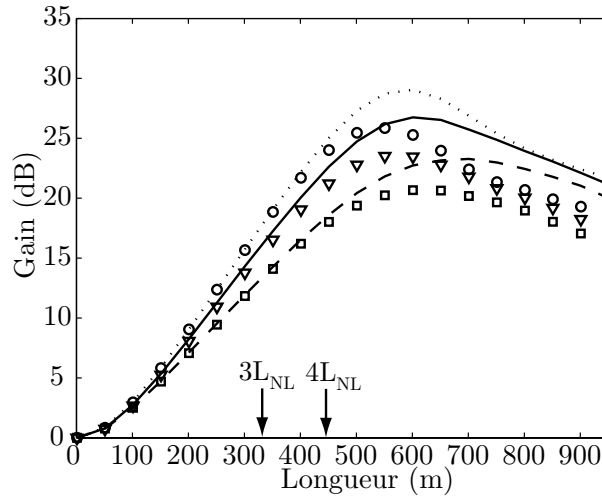


Fig. 5.12 – Evolution du gain d'un signal situé à 4,7 THz d'une pompe PC de 6 GHz de large avec une fibre dont $\beta_3 = 0.6 \times 10^{-40} \text{ s}^3/\text{m}$ (trait pointillés), pour $\beta_3 = 1.2 \times 10^{-40} \text{ s}^3/\text{m}$ (trait plein) et pour $\beta_3 = 2.4 \times 10^{-40} \text{ s}^3/\text{m}$ (tirets). Pour une pompe PC de 12 GHz de large avec une fibre dont $\beta_3 = 0.3 \times 10^{-40} \text{ s}^3/\text{m}$ (cercles), pour $\beta_3 = 0.6 \times 10^{-40} \text{ s}^3/\text{m}$ (triangles) et pour $\beta_3 = 1.2 \times 10^{-40} \text{ s}^3/\text{m}$ (carrés).

Pour vérifier le rôle conjoint que jouent ces deux paramètres sur l'efficacité d'amplification, nous avons représenté sur la figure 5.12 l'évolution du gain d'un signal situé à 4,7 THz de la pompe, pour différents rapports β_3/τ_L . Les symboles représentent les courbes de gain issues d'une pompe PC de 12 GHz de large et les traits celles d'une pompe PC de 6 GHz de large. Les paramètres respectifs de ces simulations sont listés dans la légende de la figure 5.12. Dans chaque cas, tant que les pompes conservent leur cohérence de départ, jusqu'à environ 400 m, le gain linéique est constant. De plus, les courbes dont les rapports β_3/τ_L sont identiques se superposent parfaitement (pointillés et cercles, trait continu et triangles, tirets et carrés). Dans cette configuration de FOPA ($\beta_2 = 0$), la valeur de la différence de vitesse de groupe entre un signal et la pompe dépend de la valeur de β_3 (Equ. 5.5). En somme, la cohérence limitée de la pompe peut être compensée dans une fibre à dispersion plate. Ainsi, pour des rapports β_3/τ_L constants, le signal voit dans chaque cas le même nombre de trains d'ondes, et c'est pourquoi les valeurs des gains linéaires sont identiques. Au delà, de 400 m, les courbes en traits pleins et en symboles se séparent car les symboles représentent l'évolution du gain induit par des pompes 2 fois plus incohérentes (12 GHz au lieu de 6). La distance à partir de laquelle leur cohérence se dégrade et l'amplificateur sature donc plus rapidement.

5.4.5 Zone de gain linéique constant

Nous avons démontré que la valeur du gain linéique, qui dépend du produit γP dans le cas cohérent, dépend également du rapport β_3/τ_L tant que la pompe PC conserve son degré de cohérence de départ (jusqu'à 400 m dans notre cas). Afin de généraliser notre étude, nous proposons de vérifier que le gain linéique est constant jusqu'à environ $3-4L_{NL}$. La figure 5.13 représente l'évolution du gain d'un signal situé à 4,7 THz de la pompe pour un rapport β_3/τ_L constant, et pour différentes valeurs de produits γP .

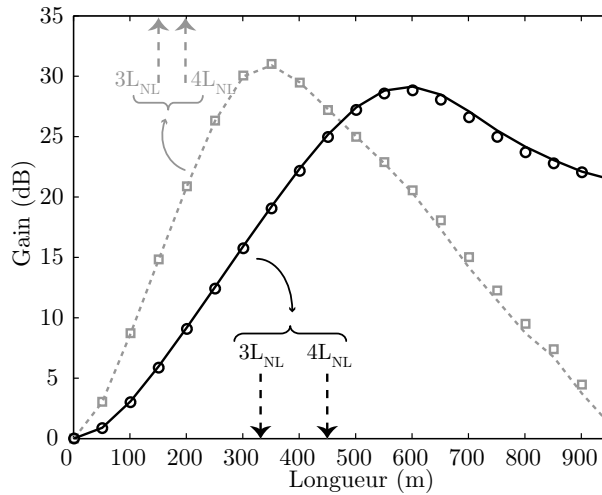


Fig. 5.13 – Evolution du gain en fonction de la longueur de fibre d'une pompe PC de 6 GHz de large, avec $\beta_2 = 0$, $\beta_3 = 0.6 \times 10^{-40} \text{ s}^3/\text{m}$, $\beta_4 = -2.85 \times 10^{-55} \text{ s}^4/\text{m}$. Avec deux configurations pour lesquelles $L_{NL}=111 \text{ m}$ ($\gamma = 18 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$ et $P=0.5 \text{ W}$ en trait plein et $\gamma = 9 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$ et $P=1 \text{ W}$ cercles), et pour $L_{NL}=55 \text{ m}$ ($\gamma = 18 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$ et $P=1 \text{ W}$ en traits pointillés et $\gamma = 36 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$ et $P=0.5 \text{ W}$ en carrés).

Les valeurs des paramètres sont listées dans la légende de la figure 5.13 et permettent de comparer les performances de quatre amplificateurs auxquels sont associées 2 longueurs non linéaires différentes (55 m et 111 m). Les courbes qui possèdent le même produit γP se superposent parfaitement (traits en pointillés-carrés et trait continu-cercles) confirmant bien que γ , P et le rapport β_3/τ_L fixent la valeur du gain linéique dans le cas d'une pompe PC. Par ailleurs, les limites $3-4L_{NL}$ pour chaque configuration de FOPA sont représentées sur les axes de la figure 5.13. On constate que le gain linéique est effectivement constant jusqu'à cette limite pour ces 4 configurations de FOPA différentes. Cette loi empirique montre que l'utilisation dans un FOPA de pompes PCs de type lasers à fibre est envisageable à condition que la longueur de la fibre amplificatrice soit inférieure à $4L_{NL}$. Cette limite est fortement corrélée avec le processus de MI qui, comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, est responsable de la décohérence d'une onde partiellement cohérente se propageant dans la zone anormale de dispersion d'une fibre optique. Il serait notamment très intéressant de s'intéresser à l'évolution de la durée de cohérence d'une onde PC se propageant seule dans une fibre de longueur fixée, en fonction de β_2 (i.e. la largeur de la bande de MI) pour différentes valeurs de L_{NL} . On pourrait alors donner une loi générale sur la décohérence d'une onde PC se propageant en zone de dispersion anormale et ainsi identifier les zones pour lesquelles la

cohérence est conservée et donc où les pompes PC pourraient être utilisées pour pomper un FOFA.

5.4.6 Comparaison avec une pompe PRBS

La durée de cohérence d'une onde PC donnée par le modèle à diffusion de phase est inversement proportionnelle à sa largeur spectrale à mi-hauteur (Equ. 5.2 page 128).

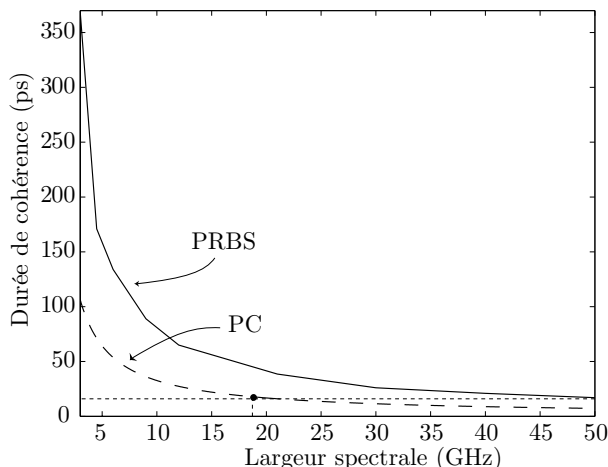


Fig. 5.14 – Evolution de la durée de cohérence pour une pompe partiellement cohérente (modèle à diffusion de phase), et pour une pompe PRBS dont les temps de montée valent 11,4 ps, en fonction de la largeur spectrale.

Dans le cas d'une pompe modulée par une séquence PRBS, cette relation ne s'applique pas car le spectre d'une pompe PRBS et d'une pompe PC sont différents.

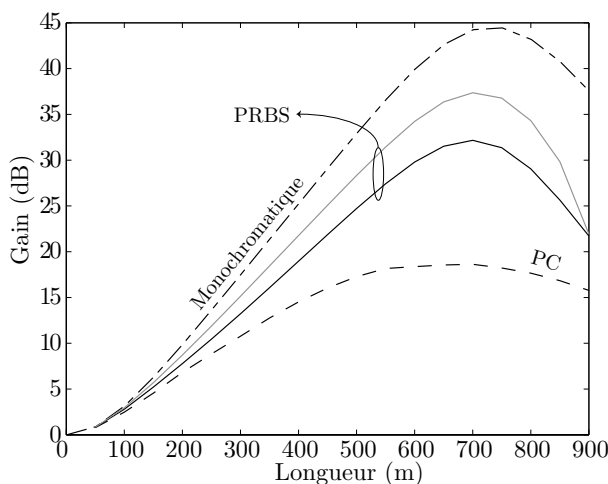


Fig. 5.15 – Evolution du gain en fonction de la longueur de fibre (avec $\beta_3 = 1.2 \times 10^{-40} \text{ s}^3/\text{m}$) pour des pompes PRBS dont les temps de montée valent 11,4 ps et dont la durée de cohérence vaut 26 ps ($\Delta\nu = 30 \text{ GHz}$ en trait plein gris) et 17 ps ($\Delta\nu = 50 \text{ GHz}$ en trait plein noir). La courbe en tirets représente le cas d'une pompe PC (modèle à diffusion de phase) dont la durée de cohérence vaut 17 ps ($\Delta\nu = 18,7 \text{ GHz}$) et celle en trait mixtes a été obtenue à partir d'une pompe monochromatique.

En effet, en vertu du théorème de Wiener-Kinchine⁶ on comprend que l'allure des fonctions d'autocorrélations de ces deux pompes soient différentes. La figure 5.14 représente l'évolution de la durée de cohérence d'une pompe PRBS (trait plein) et d'une pompe PC définie grâce au modèle à diffusion de phase (traits en pointillés) en fonction de leur largeur spectrale à mi-hauteur. La durée de cohérence de la pompe PC a été calculée à partir de la relation 5.2 (page 128) et celle de la pompe PRBS a été calculée numériquement. Les temps de montée et descente de la pompe PRBS valent 11,4 ps pour chaque fréquence de modulation⁷. Pour une durée de cohérence identique, la largeur spectrale de la pompe PRBS est bien supérieure à celle de la pompe PC. Par exemple, une pompe PRBS avec une durée de cohérence d'environ 17 ps possède une largeur spectrale à mi-hauteur de 50 GHz, tandis que pour la même durée de cohérence la largeur spectrale de la pompe PC vaut 18,7 GHz (Fig. 5.14).

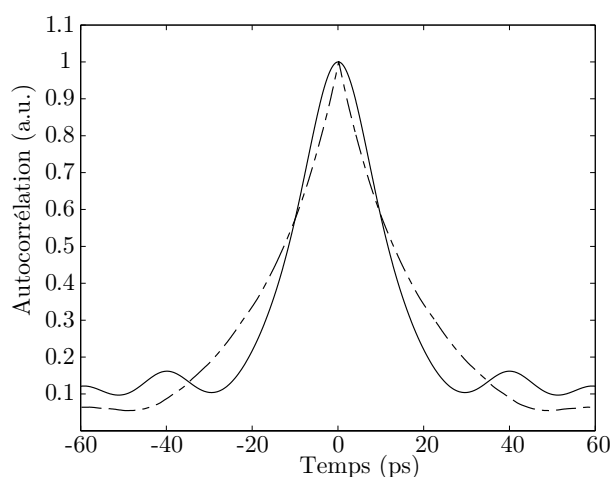


Fig. 5.16 – Fonctions d'autocorrélation de la pompe PC de 18 GHz de large (pointillés) et de la pompe PRBS de 50 GHz de large (trait plein).

Afin de comparer les performances respectives de ces pompes possédant des durées de cohérence identiques, nous avons représenté sur la figure 5.15 l'évolution de leur gain associé en fonction de la longueur de la fibre et comparé avec celui d'une pompe monochromatique (traits mixtes). Les caractéristiques de la fibre sont identiques à celles de la figure 5.8 (page 136), les puissances de pompe valent toutes deux 500 mW et celles des signaux 5 μ W. Comme nous l'avons vu précédemment, la pompe PC (tirets) induit un gain linéique constant jusqu'à environ $3-4L_{NL}$ qui diminue lorsque sa cohérence chute pour de plus grandes longueurs de fibre. En comparaison le gain linéaire de la pompe PRBS (trait continu en noir) est plus élevé mais il demeure inférieur à celui d'une pompe monochromatique (traits mixtes)⁸. La longueur à partir de laquelle la pompe PRBS atteint le régime de saturation est

6. La transformée de Fourier de la densité spectrale de puissance d'une onde correspond à sa fonction d'autocorrélation dans l'espace direct.

7. Nous avons choisi cette valeur car elle constitue la valeur limite des temps de montée d'une séquence PRBS à 40 GHz pour que les bits demeurent carrés.

8. Nous n'avons jusqu'à présent jamais observé de différence entre la bande de gain obtenue grâce à la théorie FWM et celle issue de l'intégration numérique de la ESNL car les fréquences de modulations de phase des pompes étaient relativement faibles, de l'ordre de quelques GHz. Leur durée de cohérence était alors suffisamment importante par rapport au retard temporel pompe-signal en sortie de fibre, pour que les sauts de phase de la pompe aient un impact négligeable sur la valeur du gain d'amplification.

identique à celle de la pompe monochromatique. Cela implique que la pompe PRBS conserve sa cohérence et que la diminution de la valeur du gain linéique associé est uniquement due à la saturation de l'amplificateur. Nous avons vérifié qu'après 600 m de propagation sa durée de cohérence n'est quasiment pas modifiée, contrairement au cas PC (Fig 5.10). Par ailleurs, la figure 5.15 représente l'évolution du gain pour une pompe PRBS dont la durée de cohérence est de 26 ps (largeur spectrale 30 GHz, trait continu gris). La valeur du gain linéique associée se situe entre celle de la pompe monochromatique et celle de la pompe PRBS plus faiblement cohérente et le début du régime de saturation est identique à celui de l'autre pompe PRBS. Comme dans le cas d'une pompe PC, la valeur du gain linéique dépend, entre autre, de la durée de cohérence de la pompe et sa diminution est due à l'interaction du signal avec différents trains d'ondes de pompe au cours de la propagation.

La durée de cohérence donnée par la fonction d'autocorrélation n'est donc pas un critère suffisant pour déterminer de façon générale l'impact de la durée de cohérence d'une pompe sur le processus d'amplification paramétrique. En effet, bien que les durées de cohérence à 1/e soient identiques pour la pompe PRBS de 50 GHz et pour la pompe PC de 18 GHz, leurs fonctions d'autocorrélation associées sont différentes (Figs. 5.16). L'allure de la fonction d'autocorrélation (i.e. du spectre) de la pompe d'un FOPA joue un rôle important sur l'efficacité d'amplification comme l'ont d'ailleurs récemment démontré Anderson *et al.* [13] dans une étude concernant l'impact du spectre d'incohérence d'une onde optique sur le processus de MI.

5.4.7 Proposition d'une configuration expérimentale

L'étude numérique préliminaire réalisée dans ce paragraphe, qui simule une configuration expérimentale réaliste permettrait de mettre en évidence l'impact de la durée de cohérence de la pompe sur le processus d'amplification paramétrique.

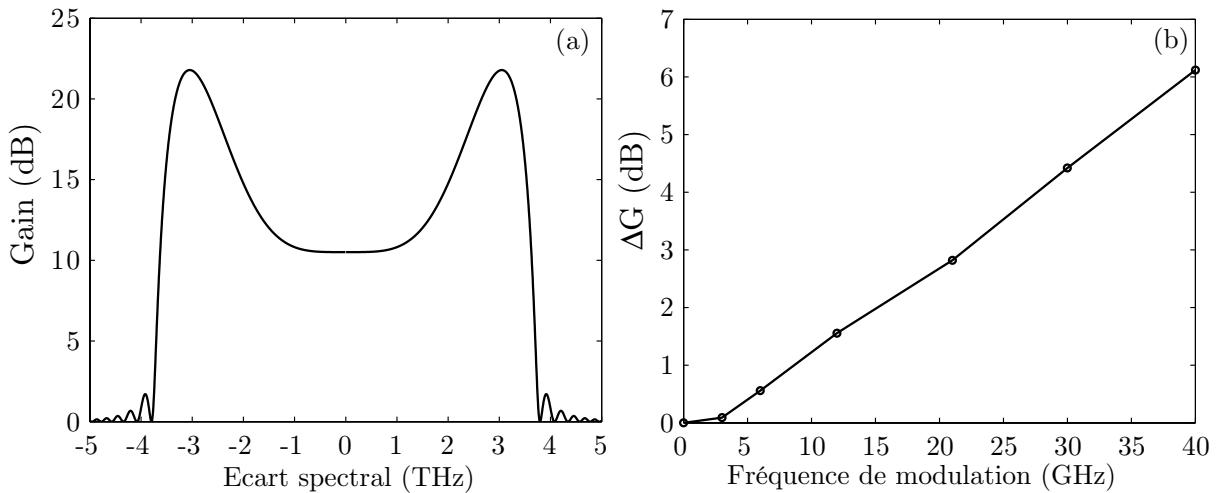


Fig. 5.17 – (a) Courbe de gain obtenue avec une pompe monochromatique dans la configuration de FOPA suivante $L=2000$ m, $\beta_2 = 0$, $\beta_3 = 1.2 \times 10^{-40}$ s³/m, $\beta_4 = -2,85 \times 10^{-55}$ s⁴/m, $\gamma = 2$ W⁻¹km⁻¹, $\alpha = 0,2$ dB/km et $P_P=0,8$ W. (b) Evolution de ΔG pour un signal de 5 μ W situé à 3 THz de la pompe en fonction de la fréquence de modulation de la pompe PRBS.

Les paramètres de FOPA suivants permettraient de clairement mettre en évidence ce phénomène : $L=2000$ m, $D_S = 0,07$ ps/nm²/km, $\beta_4 = -2,85 \times 10^{-55}$ s⁴/m, $\gamma = 2$ W⁻¹km⁻¹, $\alpha = 0,2$ dB/km et $P_P=0,8$ W. Le choix d'une fibre DSF plutôt qu'une fibre HNLF est motivé par les grandes longueurs d'interactions qu'elle autorise et qui, lors d'un pompage à la longueur de dispersion nulle de la fibre permettent d'obtenir un très grand retard temporel entre le signal et la pompe en sortie de fibre. La courbe de gain obtenue avec ces paramètres et une pompe monochromatique est représentée sur la figure 5.17-(a). Nous avons choisi un signal monochromatique situé à l'accord de phase parfait (environ 3 THz) de faible puissance (5 μ W) et nous avons représenté sur la figure 5.17-(b) la différence de gain (ΔG) entre le gain de la courbe parfaite (Fig. 5.17-(a)) et celui obtenu avec la pompe PRBS pour différentes fréquences de modulation. Les temps de montée de la modulation de phase valent 11,4 ps pour chaque fréquence de modulation et nous avons modulé la pompe jusqu'à 40 GHz, une valeur techniquement réaliste. Le gain d'amplification diminue au fur et à mesure que la fréquence de modulation de la séquence PRBS augmente. Le retard temporel ($\Delta\tau$, Equ. 5.5 page 136) entre le signal et la pompe en sortie de fibre vaut environ 42 ps. Lorsque la durée de cohérence de la pompe est largement supérieure à $\Delta\tau$, par exemple pour une fréquence de modulation de 3 GHz, $\tau_L=368$ ps, le gain d'amplification n'est quasiment pas affecté par la cohérence limitée de la pompe. Par contre, lorsque $\Delta\tau$ et τ_L ont des valeurs comparables le gain d'amplification diminue. Nous avons vérifié que la durée de cohérence en sortie de fibre de cette pompe PRBS modulée à 40 GHz se propageant seule n'est quasiment pas modifiée. La dégradation de l'efficacité d'amplification peut donc être complètement reliée à la durée de cohérence limitée de cette pompe et cette expérience constituerait une preuve indéniable.

5.4.8 Lasers à fibre et FOPAs : étude expérimentale préliminaire

Le pompage d'un FOPA à l'aide de lasers à fibre a fait l'objet de deux campagnes d'essais expérimentaux qui ne se sont pas révélées fructueuses. Dans le premier cas, nous avons testé un laser Erbium polarisé linéairement et de 6 GHz de largeur spectrale et dans le second cas, nous avons effectué la même expérience avec le laser Raman (dépolarisé) utilisé dans le paragraphe 5.3.3. Nous avons observé un processus de mélange à quatre ondes dans les deux cas sans pouvoir mesurer de gain d'amplification :

- Avec le laser Erbium, nous avons observé un transfert d'énergie de la pompe sur le signal et l'idler, mais la cohérence du signal (et de l'idler) semblait complètement dégradée. En effet, nous observions un élargissement spectral du signal dont la valeur correspond à la largeur spectrale du laser de pompe en sortie. Nous avons tenté de modéliser la configuration expérimentale, en ajoutant notamment du bruit d'intensité car ses lasers sont connus pour posséder de grandes valeurs de RIN, typiquement -90 dB/Hz. Nous avons effectivement observé un transfert de RIN sur le signal, mais également de l'amplification sur le signal monochromatique d'entrée, en désaccord avec les essais expérimentaux.
- D'autre part, avec le laser Raman, à priori de RIN plus faible mais beaucoup plus large spectralement, nous avons observé la génération d'un signal idler, donc la présence d'un processus paramétrique, mais pas d'amplification, ni d'élargissement spectral du signal en sortie d'amplificateur. Le désaccord entre les résultats numériques et ces

essais expérimentaux semble être imputé à la polarisation aléatoire du laser qui rend le processus d'amplification paramétrique inefficace [21].

Ces essais expérimentaux préliminaires n'ont donc pas permis de déterminer clairement si des lasers à fibre sont capable d'engendrer du gain paramétrique tout en conservant la qualité du signal. Cependant, les conditions expérimentales étant relativement différentes et défavorables par rapport au modèle théorique utilisé, nous pensons qu'il reste encore du travail à effectuer dans cette voie pour mieux comprendre les processus qui s'y déroulent et donner une réponse précise à ce problème. De plus, une équipe brésilienne a récemment utilisé un laser Erbium à fibre dans une configuration de FOPA [22] qui, au vu de leurs résultats, semble ne pas poser de problèmes.

5.4.9 Conclusion

Nous avons mis en évidence l'impact de la durée de cohérence de la pompe sur le gain et la saturation d'amplificateur paramétrique à fibre. Les performances d'une pompe partiellement cohérente décrite par le modèle à diffusion de phase et celles d'une pompe modulée en phase par une séquence PRBS ont été comparées. Nous avons ainsi montré que l'efficacité d'amplification dépend de l'allure du spectre de la pompe et de la dispersion de la fibre. D'une façon générale, elle est liée au nombre de train d'ondes de pompe avec lequel le signal interagit au cours de la propagation. Ainsi, une fibre faiblement dispersive ou une pompe dont la durée de cohérence est très grande permettront d'obtenir une efficacité d'amplification optimale. Dans le cas spécifique d'une configuration de FOPA où $\beta_2 = 0$ et de cohérence limitée, nous avons montré que la valeur du gain d'amplification dépend de la valeur de la pente de la dispersion, contrairement au cas d'une pompe monochromatique où uniquement les termes de dispersion pairs interviennent [10].

Par ailleurs, avec une pompe PC de type laser à fibre, nous avons vu dans une configuration de FOPA dont la longueur de fibre est inférieure à $4L_{NL}$ que la valeur du gain linéaire est constante mais inférieure à celle engendrée par une pompe monochromatique. Au delà de cette limite, la cohérence de la pompe est dégradée comme nous l'avons vu dans le paragraphe 5.3.2, induisant ainsi une baisse de l'efficacité d'amplification. A notre connaissance, ce phénomène n'a pas été observé dans le cas d'une pompe modulée en phase par une séquence PRBS car dans la plupart des travaux expérimentaux publiés, la durée de cohérence des pompes modulées en phase est supérieure au retard temporel pompe-signal en sortie de fibre.

5.5 Perspectives

Dans ce chapitre, nous avons tout d'abord identifié les processus physiques responsables de la décohérence d'un champ optique dans une fibre optique. A partir de ce travail, on pourrait, en optimisant les paramètres du laser et de la fibre, améliorer les performances des supercontinuum en régime de pompage continu [6, 8] ou des amplificateurs Raman [4] qui ont tiré profit de ce phénomène d'IM en régime partiellement continu.

Une démonstration expérimentale de l'impact de la durée de cohérence d'une pompe sur le processus d'amplification paramétrique permettrait de confirmer les résultats de nos

travaux théoriques. Nous avons proposé une configuration expérimentale qui permettrait d'exagérer ce phénomène pour le mettre clairement en évidence. Par ailleurs, il serait utile de généraliser nos résultats numériques grâce à une étude analytique du phénomène afin de comparer facilement l'impact de chacun des paramètres du système.

Enfin, au vu de ces résultats théoriques et des résultats expérimentaux préliminaires, il serait intéressant de pouvoir déterminer clairement si des pompes de type lasers à fibres pourraient être utilisées dans un FOPA. De nouvelles expériences avec des lasers dont les caractéristiques seraient plus proches de celles utilisées dans nos simulations permettraient de démontrer l'efficacité de ces configurations de pompage. A l'inverse, un modèle théorique mieux adapté à ces lasers nous permettrait de comprendre pour quelles raisons nos essais expérimentaux se sont révélés infructueux.

Bibliographie

- [1] **C. H. Henry**, “Theory of the linewidth of SC Lasers”, *IEEE J. Quantum Electron.*, **18**, pp. 259–264 (1982).
- [2] **M. Lax**, “Classical noise. V. Noise in self-sustained oscillators”, *Phys. Rev.*, **160**, pp. 290–307 (1967).
- [3] **A. Mussot, E. Lantz, H. Maillotte, C. Finot, S. Pitois et T. Sylvestre**, “Spectral broadening of a partially Coherent Laser beam in single-mode optical fiber”, *Opt. Express*, **12**, pp. 2838–2843 (2004).
- [4] **D. A. Chesnut et J. R. Taylor**, “Gain-flattened fiber Raman amplifiers with nonlinearity-broadened pumps”, *Opt. Lett.*, **28**, pp. 2294–2296 (2003).
- [5] **F. Vanholsbeeck, S. Coen, Ph. Emplit, C. Martinelli et T. Sylvestre**, “Cascaded Raman generation in optical fibers: influence of chromatic dispersion and Rayleigh back scattering”, *Opt. Lett.*, **29**, pp. 998–1000 (2004).
- [6] **A. K. Abeeluck, C. Headley et C. G. Jorgensen**, “A fiber-based, high-power supercontinuum light source”, dans *Optical Fiber Communications conference / OFC’2004, papier TuK5* (22-27 Février, 2004, Los Angeles, California).
- [7] **T. J. Ellingham, J. D. Castañón, O. Shtyrina, M. P. Fedoruk et S. K. Turitsyn**, “CW Raman pump broadening using modulational instability”, dans *Nonlinear Guided Wave / NLGW’2004, papier MC42*, (28-31 mars 2004, Toronto, Canada).
- [8] **J. W. Nicholson, A. K. Abeeluck, C. Headley, M. F. Yan et C. G. Jørgensen**, “Pulsed and continuous-wave supercontinuum generation in highly non-linear dispersion-shifted fibers”, *Phys. Rev. B*, **77**, pp. 211–218 (2003).
- [9] **J. Hansryd, P. A. Andrekson, M. Westlund, J. Li and P. Hedekvist**, “Fiber-based optical parametric amplifiers and their applications”, *IEEE. J. of Select. Topics. in Quantum Electron.*, **8**, pp. 506–520 (2001).
- [10] **Govind P. Agrawal**, *Nonlinear fiber optics*, Academic Press, Optics and Photonics, 3^e édition (2001).
- [11] **S. B. Cavalcanti, M. Yu et G. P. Agrawal**, “Noise amplification in dispersive nonlinear media”, *Phys. Rev. A*, **51**, pp. 4086–4092 (1995).
- [12] **S. Ryu**, “Change of field spectrum of signal light due to fiber nonlinearities and chromatic dispersion in long-haul coherent systems using in-line optical amplifiers”, *Electron. Lett.*, **28**, pp. 2212 (1992).
- [13] **D. Anderson, L. Helczynski-Wolf, M. Lisak et V. Semenov**, “Features of modulational instability of partially coherent light: importance of the incoherence spectrum”, *Phys. Rev. E*, **69**, pp. 025601 (2004).
- [14] **M. E. Marhic, N. Kagi, T. K. Chiang et L. G. Kazovsky**, “Broadband fiber optical parametric amplifiers”, *Opt. Lett.*, **21**, pp. 573–575 (1996).
- [15] **N. Akhmediev et M. Karlsson**, “Cherenkov radiations emitted by solitons in optical fibers”, *Phys. Rev. A*, **51**, pp. 2602–2607 (1995).
- [16] **A. V. Husakou et J. Herman**, “Supercontinuum generation, four-wave mixing and fission of higher order solitons in photonic crystal fiber”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**, pp. 2171–2182 (2002).

- [17] **P. K. Wai, C. R. Menyuk, H. H. Chen et Y. C. Lee**, “Soliton at the zero dispersion wavelength of a single mode fiber”, *Opt. Lett.*, **12**, pp. 628–630 (1987).
- [18] **G. R. Boyer et X. F. Carlotti**, “Pulse-spreading minimization in single-mode optical fiber”, *Phys. Rev. A*, **38**, pp. 5140–5148 (1988).
- [19] **J. C. Bouteiller**, “Linewidth predictions for Raman fiber lasers”, *Electron. Lett.*, **39**, pp. 1511–1512 (2003).
- [20] **K. Inoue et T. Mukai**, “Signal wavelength dependence of gain saturation in fiber optical parametric amplifier”, *Opt. Lett.*, **26**, pp. 10–12 (2001).
- [21] **Q. Lin et G. Agrawal**, “Vector theory of four wave mixing: polarization effects in fiber-optic parametric amplifiers”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **21**, pp. 1216–1224 (2004).
- [22] **C. Floridia, L. Gomes, M. L. Sundheimer, J. B. Rosolem et M. R. X. de Barros**, “CW pumped parallel fiber optical parametric amplifier”, dans *European Conference on Optical Communications / ECOC'2003, papier We4p9*, (9-14 septembre 2003, Rimini, Italie).

Conclusion générale

Les travaux de recherche menés au cours de cette thèse ont majoritairement porté sur une étude théorique et numérique aussi réaliste que possible de la compatibilité des amplificateurs paramétriques optiques à fibre dans le cadre d'applications en télécommunications à haut débit. Ils ont été menés en collaboration avec Alcatel où, en parallèle, des études expérimentales étaient effectuées dans le cadre de la thèse d'Anne Durécu-Legrand.

Après un bref rappel des processus physiques et une présentation des outils numériques utilisés, un état de l'art sur cette famille d'amplificateurs optiques, nouvelle dans le cadre des télécommunications sur fibres, nous a permis de clairement situer le contexte de nos travaux. Afin de faciliter les comparaisons, nous avons adopté une configuration type de FOPA servant de base à l'évaluation des performances et des pénalités de l'amplification paramétrique dans un environnement système. Tout d'abord, la modulation de phase de la pompe est un aspect important, nécessaire pour s'affranchir du phénomène parasite de rétrodiffusion Brillouin stimulée et jusqu'à présent considérée comme transparent pour le processus d'amplification proprement dit. Nous démontrons analytiquement et numériquement, pour la première fois à notre connaissance, que cette modulation de phase de pompe dégrade la qualité d'amplification des signaux. Les variations temporelles de phase de la pompe modifient en effet la relation d'accord de phase entre les ondes qui se traduit par des variations quasi-instantanées du gain d'amplification. Les temps de montée/descente de la modulation de phase ainsi que la valeur de la pente de la dispersion de la fibre sont les paramètres qui régissent ce processus. Ce phénomène de modulation de gain a fait l'objet d'une confirmation expérimentale par Alcatel, en bon accord qualitatif avec nos résultats théoriques. Nous avons proposé plusieurs solutions pour s'affranchir de ce problème ou tout du moins pour en réduire l'impact. Les plus simples consistent à utiliser un format de modulation de phase de la pompe avec de longs temps de montée, tout en restant insensible à la SBS, ou à utiliser une fibre avec une faible pente de dispersion ou encore à travailler en zone de dispersion légèrement anormale. Cette dernière solution présente l'inconvénient de réduire l'étendue spectrale de la bande de gain. Un compromis doit donc être établi entre largeur spectrale de la bande de gain et performances d'amplification. D'autre part, nous démontrons qu'une configuration à deux pompes en opposition de phase ou, plus prospectivement, des architectures où des fibres de pentes de dispersion opposées sont concaténées, permettent d'annuler complètement ce

phénomène. Ces deux dernières propositions auraient en outre l'avantage de pouvoir procurer en même temps une bande de gain large et plate.

A travers les distorsions induites sur le signal amplifié, nous montrons ensuite que la modulation de gain s'ajoute aux autres sources de bruit dans un FOPA, à savoir, la fluorescence paramétrique et les transferts sur le signal du RIN de la pompe et de l'ASE résiduelle au pied de celle-ci. Dans les configurations types étudiées, et bien avant le régime de saturation de l'amplificateur (régime de fonctionnement dans lequel il est connu que la figure de bruit est fortement dégradée), nos simulations numériques montrent que la modulation de gain est véritablement la source de bruit dominante. Étant donné que le transfert d'ASE sur le signal et la modulation de gain sont deux sources de bruit dans le domaine des radio-fréquences, notre étude numérique ainsi que les résultats expérimentaux obtenus par Alcatel montrent qu'une mesure électrique est nécessaire pour quantifier correctement la figure de bruit d'un FOPA. Une mesure optique classique (avec un OSA) peut en revanche donner une valeur trompeuse, aux alentours de la limite quantique, valeur qui serait néanmoins accessible en pratique si l'on était capable de s'affranchir de l'usage d'un EDFA et de la modulation de phase de la pompe (ou d'annuler cette dernière).

Nos études numériques suivantes concernant l'amplification de signaux multiplexés en longueur d'onde ont mis en évidence la diaphonie relativement élevée qui existe entre les canaux en raison de la faible dispersion et de la forte non linéarité de la fibre amplificatrice. L'amplification de signaux puissants, favorisant ces interactions non linéaires entre canaux est à proscrire avec ce type d'amplificateurs. De plus, nous démontrons l'existence d'interactions paramétriques supplémentaires, entre les canaux WDM et la pompe, donnant naissance à de nouvelles ondes susceptibles de bruyé les signaux à amplifier. Nous démontrons qu'en positionnant la pompe à un multiple demi-entier de l'écart spectral signal-signal, les ondes parasites sont générées entre les canaux et dégradent donc moins la qualité d'amplification. De plus, l'amplification d'un ensemble de canaux WDM situé côté Stokes de la pompe réduit encore l'efficacité des processus de mélanges à quatre ondes parasites entre la pompe et les signaux. Enfin, si l'utilisation d'une fibre avec une faible valeur de pente de dispersion réduit l'impact de la modulation temporelle de phase sur l'amplification des signaux, elle favorise par contre la diaphonie entre canaux et avec la pompe. Une nouvelle fois, un compromis doit être établi et, pour une configuration de FOPA donnée, une valeur optimale de ce paramètre peut être déterminée. Les récents progrès des fabricants de fibres HNLFs et PCFs autorisent un contrôle précis de ce paramètre.

Le processus de fabrication des fibres optiques induit des modifications transverses de leurs propriétés opto-géométriques, induisant en particulier des fluctuations longitudinales de leur longueur d'onde de dispersion nulle. Nous avons illustré l'impact de ces imperfections sur l'allure des courbes de gain d'un FOPA. Il en résulte que les courbes de gain associées à des longueurs d'ondes de pompes proches de la longueur d'onde moyenne de dispersion nulle de la fibre sont les plus sensibles à ces imperfections. Par contre, en s'éloignant de cette valeur moyenne, ces fluctuations sont quasiment transparentes pour le processus d'amplification paramétrique. La sensibilité de ce processus par rapport à ces imperfections a alors été ex-

plôtée pour définir une méthode originale de cartographie des fluctuations de la longueur d'onde de dispersion nulle d'une fibre optique. Notre méthode a été tout d'abord validée par un essai numérique/numérique puis ensuite expérimentalement, en confrontant nos résultats à deux autres méthodes de mesure. Elle semble plus performante sur l'exemple de fibre testée, mais la méthodologie doit encore être améliorée pour fiabiliser et généraliser notre algorithme de cartographie et une comparaison avec plusieurs autres cas de figure est de toutes façons nécessaire pour évaluer sa précision. Les limites actuelles semblent être dues aux imprécisions de mesures sur les paramètres expérimentaux d'une part, et d'autre part à la validité du modèle mathématique utilisé pour simuler le processus physique.

Enfin, nous avons mené une étude beaucoup plus fondamentale sur l'impact de la cohérence d'une pompe continue sur le processus d'amplification paramétrique dans les fibres. Le but premier était de déterminer si des lasers à fibre, continus et intrinsèquement larges spectralement pouvaient être utilisés pour pomper un FOPA. Ce type de laser nous a semblé de fait pouvoir être décrit comme une source partiellement cohérente que nous avons simulée au moyen d'un modèle à diffusion de phase. Dans un premier temps, la propagation seule d'une onde partiellement cohérente en régime de dispersion anormale a été étudiée, afin de mieux comprendre les processus de décohérence par instabilité de modulation qui se produisent uniquement sur la pompe. De plus, comme de nombreux résultats expérimentaux récents, rapportant un élargissement spectral asymétrique lors de la propagation d'ondes continues puissantes issues de lasers à fibre sont insuffisamment expliqués, nos travaux s'inscrivent également dans une autre thématique de recherche d'actualité. Nous avons démontré, grâce à une étude théorique et expérimentale que cet élargissement fait non seulement intervenir le processus d'instabilité de modulation, dont la dynamique est modifiée par la cohérence partielle de l'onde, mais également la fission de solitons induits d'ordres supérieurs en solitons fondamentaux avec génération d'ondes dispersives. Par ailleurs, l'excellent accord théorie-expérience valide le modèle à diffusion de phase utilisé.

Par la suite, dans une configuration de FOPA typique, nous montrons que la cohérence partielle des pompes continues réduit de manière générale l'efficacité d'amplification mais qui demeure acceptable pour des lasers suffisamment étroits spectralement. Les discontinuités de phase temporelle de la pompe au cours de la propagation modifient la relation d'accord de phase et, par conséquent, le gain d'amplification en sortie de fibre n'est plus optimum. Il ressort de cette étude que le paramètre déterminant est la différence de temps de groupe entre signal et pompe, laquelle pouvant être ajustée en fonction de la pente de la dispersion de la fibre et du temps de cohérence initial de la pompe. De plus, pour des longueurs d'amplificateur trop grandes, la pompe subit une décohérence importante, complètement inadaptée pour l'amplification paramétrique dans les fibres. Ce phénomène n'est pas restreint aux seuls lasers à fibre, mais pourrait également être observé avec des pompes classiques mais modulées en phase à des fréquences bien supérieures que celles utilisées pour s'affranchir de la SBS dans les configurations de FOPA usuelles.

En conclusion, ce travail nous a conduit à identifier plusieurs verrous scientifiques ou technologiques faisant obstacle au plein développement de l'amplification paramétrique dans les systèmes télécoms. Plusieurs perspectives sont envisageables à la suite de cette thèse pour

lever ces verrous :

La première étape consistera à mettre en place au Laboratoire un système expérimental d'amplification paramétrique et de caractérisation de sa qualité d'amplification et de ses propriétés de bruit. A partir de ce système, il faudrait tout d'abord explorer les voies évoquées théoriquement et permettant de supprimer la pénalité liée à la modulation de gain : mise en place de deux pompes modulées en opposition de phase l'une par rapport à l'autre. Nous réfléchissons actuellement à un dispositif de modulation électro-optique mono-bloc adapté, destiné à être implanté dans un dispositif de pompage PRBS, en escomptant une amélioration notable des performances de l'amplificateur. Ensuite, l'expérience qui consiste à concaténer deux tronçons de fibres, aussi similaires que possible mais de pentes de dispersion de vitesse de groupe opposées, semble réalisable avec les nouvelles fibres photoniques récemment développées par Crystal Fiber, pourvu que l'on connaisse avec suffisamment de précision leurs paramètres de dispersion.

A ce titre, notre méthode de cartographie de la longueur d'onde de dispersion nulle doit être testée dans plusieurs types de fibres optiques, de longueurs variées et dont l'amplitude maximum des variations de λ_0 serait différente. Dans chaque cas, une comparaison avec une autre méthode de cartographie servirait de base de comparaison. Enfin, une analyse statistique linéaire des résultats obtenus permettrait de définir une tolérance sur la valeur des paramètres optimisés. De manière très générale pour le développement futur des processus de traitement paramétrique, il apparaît nécessaire de mieux caractériser la dispersion des fibres et d'améliorer la fiabilité et la reproductibilité des procédés de fabrication. En effet, il y a besoin de fibres particulières (classiques ou photoniques), par exemple fortement non linéaires à dispersion plate sur un large intervalle de longueur d'onde et le développement de ce type de fibre fait actuellement l'objet de recherches intenses. Dans ce cadre, le contrôle de la dispersion chromatique est un enjeu technologique important, tant au niveau de la fabrication des fibres que de leur caractérisation. En effet, cela permettrait de définir des tolérances aux fabricants de fibres optiques pour produire des amplificateurs ayant des caractéristiques similaires et optimisées. Une fois notre méthode optimisée et validée, cette nouvelle technique, contrairement aux méthodes existantes, devrait permettre de développer une cartographie des variations longitudinales de λ_0 dans des fibres relativement courtes, avec le gros avantage de pouvoir remonter aux paramètres de dispersion d'ordres supérieurs (pente et courbure).

En ce qui concerne les travaux sur la cohérence des pompes en amplification paramétrique sur fibre, des études analytiques concernant l'impact de la durée de cohérence des pompes continues sur ce processus permettrait d'encore mieux comprendre les phénomènes qui s'y déroulent. Des études expérimentales approfondies sont ensuite nécessaires pour d'une part, vérifier que l'augmentation de la fréquence de modulation (i.e. sa durée de cohérence) d'une pompe PRBS, par exemple, peut jouer effectivement un rôle limitant sur l'efficacité d'amplification. D'autre part et à contrario, il faudrait s'assurer que l'utilisation de pompes de type lasers à fibre dans un FOPA est effectivement envisageable sous certaines conditions de finesse spectrale. Si ces essais expérimentaux sont concluants, l'utilisation de lasers à fibre

pourrait remplacer avantageusement les schémas de modulation-amplification-filtrage complexes et coûteux généralement mis en œuvre dans les FOPAs, et générateurs de pénalités, ce qui marquerait une nette évolution technologique pour cette famille d'amplificateurs.

Notons que dans tout ce travail nous avons restreint nos investigations au cas scalaire et majoritairement aux configurations à une pompe. En particulier, nous n'avons pas évalué précisément la sensibilité à la polarisation et l'impact de la dispersion modale de la polarisation sur les performances des amplificateurs paramétriques. Une étude de fond concernant l'influence de la polarisation dans des applications des FOPAs aux systèmes de télécommunication reste à développer.

En conclusion, dans l'état actuel des recherches, si les FOPAs ne présentent pas d'aussi bonnes caractéristiques en terme de qualité d'amplification et de bruit en comparaison aux amplificateurs à fibre dopée erbium ou Raman, il est clair que les propriétés de traitement tout optique de l'information qu'autorise le processus de mélange à quatre ondes joueront un rôle important dans les futurs systèmes de télécommunications à haut débit. Il ressort de cette thèse le constat très important que l'effet Brillouin est très généralement parasite en télécommunications fibrées et que, plus spécifiquement, l'amplification paramétrique ne pourra pas être facilement implantée dans un système, tant que les moyens de lutte contre l'effet Brillouin seront aussi complexes et générateurs de pénalités en transmission. Mis à part le recours à des pompes de type lasers à fibre évoqué précédemment, pouvoir s'affranchir du SBS de manière directe et passive serait une avancée indéniable et permettrait aux FOPAs de recouvrer leurs qualités intrinsèques de largeur de bande de gain, de souplesse spectrale, de facteurs de bruit faibles, et leur aptitude à réaliser des fonctions de traitement tout optique dans les fenêtres de télécommunications optiques actuelles et futures.

Il est important de noter que les longueurs d'onde acoustiques caractéristiques de l'effet Brillouin sont de l'ordre du micron pour des fréquences de quelques gigahertz et sont donc comparables aux longueurs d'onde optiques. Ainsi, une fibre microstructurée pourrait également être un matériau à bandes interdites pour des vecteurs d'ondes acoustiques hypersonores longitudinaux. Partant de cette idée, nous avons développé une nouvelle étude pluridisciplinaire, en collaboration avec des acousticiens de notre nouvel institut FEMTO-ST, dont le but est de réaliser une suppression directe et passive de la diffusion Brillouin stimulée. Il s'agit de concevoir une nano-structuration appropriée du cœur d'une fibre photonique, permettant à la fois de placer la fréquence Brillouin dans une bande interdite hypersonore et de conserver le fort confinement optique, garant d'une grande efficacité non linéaire. Cette nano-structuration semble à l'heure actuelle réalisable en pratique et nos premiers travaux montrent un bon guidage du champ optique dans ce cœur nanostructuré⁹. Ainsi, ce type de fibre photonique anti-Brillouin pourrait avantageusement être utilisé pour réaliser un FOPA qui combine largeur de gain et qualité d'amplification.

9. V. Laude, A. Khelif, S. Benchabane, M. Wilm, T. Sylvestre, B. Kibler, A. Mussot, J. Dudley et H. Maillotte, *Phononic bandgap guidance of acoustic modes in photonic crystal fibers*, accepté pour publication à Phys. Rev. B, (2005)

En marge de ce sujet principal portant sur l'amplification paramétrique est présentée en Annexe A une étude hors contexte télécoms, réalisée avant la collaboration avec Alcatel. Cette étude porte sur la génération de supercontinuum spectral visible-infrarouge dans des fibres télécom standard et à partir d'un micro-laser nanoseconde, en remplacement des configurations actuellement très répandues utilisant des fibres photoniques et des sources femtosecondes. Ces travaux ont déjà été exploités au sein de plusieurs équipes du laboratoire pour effectuer des tests de nanostructures métalliques ou dans des systèmes de mesure optiques (interférométrie, microscopie). Notre savoir-faire en matière de génération de supercontinuum spectraux incite à poursuivre le développement de ce sujet en vue d'une adaptation la plus directe possible, en termes de plages et d'étendue spectrales, à des applications spécifiques (en métrologie, spectroscopie, contrôle industriel, optique biomédicale,...). Nous sommes désormais capables de définir des configurations pour générer des supercontinuum dont les caractéristiques répondent à un cahier des charges particulier. Des industriels du secteur de l'automobile ou spécialisés dans l'instrumentation biomédicale nous ont d'ailleurs fait part de leur intérêt pour ce type de source lumineuse.

Annexe

**Génération de supercontinuum
spectraux par microlasers dans une
fibre de télécommunications classique**

A.1 Introduction et contexte

Les supercontinuum (SC) spectraux, intenses et générés à partir de non linéarités dans les fibres suscitent un vif intérêt en raison de leur grand nombre d'applications potentielles, en métrologie et contrôle industriel, microscopie classique ou en champ proche [1], optique biomédicale [2] notamment la tomographie de cohérence, dans le test de composants optiques [3] ou pour les systèmes de télécommunications multiplexées en longueur d'onde [4]. Si pendant plus de deux décennies les travaux dans des fibres classiques pompées le plus souvent par des sources nanosecondes volumineuses ont donné lieu à des continums dont l'étendue spectrale reste limitée à 400 nm [5–9], ce domaine de recherche a connu une véritable révolution en 2000 avec des résultats spectaculaires obtenus dans des fibres à cristaux photoniques (PCF) [10] ou dans des fibres étirées [11]. Les fortes non linéarités effectives élevées dues au très fort confinement du champ optique, combinées à des profils de dispersion atypiques, en particulier une longueur d'onde de dispersion nulle généralement située vers 800 nm, soit la longueur d'onde d'émission des laser titane:saphir femtosecondes, ont permis de générer des supercontinuum très intenses qui s'étendent sur plus de 2 octaves (1200 nm) [10, 11]. Ce régime temporel est de loin le plus étudié et bon nombre de travaux théoriques et expérimentaux récents ont mis en évidence que la génération de supercontinuum spectraux femtosecondes résulte de la combinaison de plusieurs processus non linéaires, à savoir : SPM et XPM, SRS, FWM, auto-décalage Raman de solitons temporels d'ordre supérieurs induits par MI, puis fission en solitons fondamentaux et génération d'onde dispersives. L'importance relative de ces effets est pondérée par la longueur d'onde, l'énergie, la durée des impulsions lasers d'entrée et par les caractéristiques de dispersion de la fibre [12–14]. Dans tous ces travaux, il est important de noter que le fait d'opérer au voisinage de la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre favorise les processus paramétriques accordés en phase à large bande qui jouent alors un rôle majeur dans l'élargissement spectral et l'aplanissement du SC [15]. Bien que ces travaux montrent d'impressionnants résultats, ils nécessitent des fibres spéciales dont le développement commence seulement à être mature et on éprouve des difficultés à les raccorder sans trop de pertes (soudure ou connectivisation) avec les fibres classiques. De plus, ils nécessitent des sources lasers encombrantes et très coûteuses. Une première étape vers la simplification instrumentale a été obtenue en 2001 lorsque Provino *et al.* [16] avec un micro-laser nanoseconde et Coen *et al.* [17] en régime picoseconde ont montré des SCs de plusieurs centaines de nanomètres avec une dynamique physique différente de celle en fonctionnement femtoseconde, à savoir un transfert de l'énergie de pompe par cascade Raman pour s'approcher du λ_0 de la fibre pour ensuite exalter le processus de FWM sur une très large bande.

Dans ce travail, nous allons plus loin dans la simplification et l'adaptation aux applications potentielles. Nous démontrons qu'il n'est pas nécessaire d'avoir recours à des fibres photoniques ou étirées pour obtenir de telles étendues spectrales. Ainsi, nous présentons des résultats expérimentaux obtenus dans une fibre de télécommunication standard à dispersion décalée à l'aide d'un microlaser, qui démontrent la génération d'un supercontinuum spatialement monomode de plus de 1100 nm avec une densité spectrale de puissance d'environ $5 \mu\text{W}/\text{nm}$ [18]. De plus, nous montrons que le SC résulte d'une combinaison originale de processus paramétriques en accord de phase multimode et d'une double cascade Raman. A

notre connaissance, de telles étendues spectrales sont comparables à celles obtenues dans des PCFs et elles n'ont jamais été observées dans des fibres de télécommunication standards.

A.2 Génération d'un SC de 1100 nm dans une fibre classique

La fibre utilisée, de 650 m de longueur, est une fibre DSF dont la longueur d'onde de dispersion nulle est à 1550 nm, sans maintien de polarisation et avec longueur d'onde de coupure à 1020 nm.

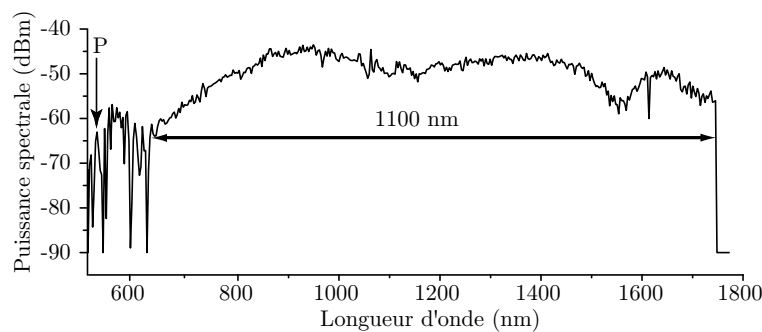


Fig. A.1 – Supercontinuum de plus de 1100 nm d'étendue spectrale pour une puissance moyenne injectée de 10,5 mW.

Nous avons utilisé un microlaser Nd:YAG déclenché et doublé en fréquence (modèle Nanolase Nanogreen) dont la longueur d'onde d'émission est à 532 nm, le taux de répétition à 6,7 kHz et la puissance moyenne à 15 mW.

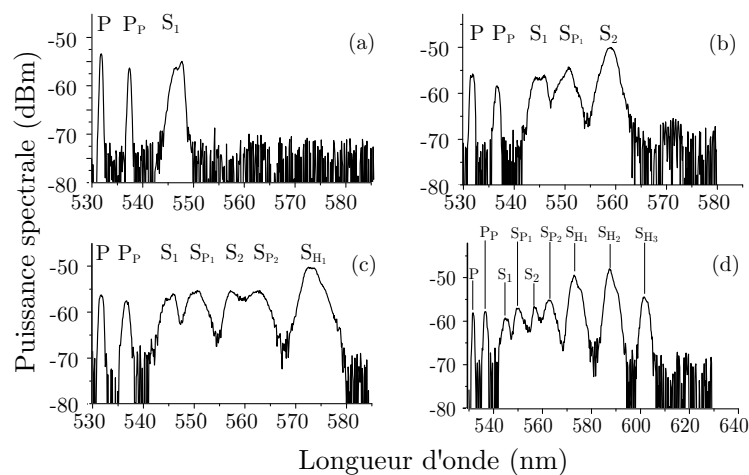


Fig. A.2 – Spectres de sortie en augmentant la puissance de pompe de $P_0=1,72$ mW (a) à $P_0=1,83$ mW (d).

Les impulsions ont une durée de 0,4 ns et une largeur spectrale de 0,1 nm. Le faisceau issu du microlaser, monomode transverse et polarisé linéairement, est injecté dans la DSF au moyen d'un objectif de microscope $\times 10$ avec un taux de couplage mesuré à 70 %. La figure A.1 représente le SC obtenu lorsque l'injection du laser est optimale. Suite à une génération de raies spectrales discrètes de 532 nm à 650 nm, on observe un SC de 650 nm à 1750 nm

(fréquence de coupure de l'analyseur de spectre optique), soit plus de 1100 nm d'étendue spectrale. Afin d'analyser précisément la dynamique de formation du SC, nous avons fait varier la puissance d'entrée en conservant les mêmes conditions d'injection. La figure A.2-(a) montre les premières étapes de la formation du SC à 1,72 mW. La puissance de la pompe P à 532 nm est au voisinage du seuil Raman et, comme le montre la figure A.2-(a), nous observons la formation d'un premier ordre Raman S_1 à 546 nm ($\Delta\Omega=13,2$ THz). A cette puissance, une autre bande Stokes étroite appelée P_P et décalée de 5 nm de la pompe P est générée par un processus de mélange à quatre ondes faisant intervenir P sur la pompe un accord de phase multimode. Le transfert d'énergie de la pompe P_P est suffisamment important pour que l'onde paramétrique P_P joue le rôle d'une seconde pompe et génère son propre premier ordre Raman S_{P1} , comme le montre la figure A.2-(b). En raison de la nature multimode de la fibre DSF dans le visible, la génération de S_{P1} est de plus assistée par le même processus de FWM multimode faisant intervenir S_1 en tant que pompe paramétrique. La pompe initiale P et la pompe paramétrique P_P à 537 nm sont alors à la base de la génération de deux cascades Raman simultanées qui s'entremêlent. Cette interprétation est parfaitement illustrée sur la figure A.2-(c) qui montre la formation d'un nouvel ordre Raman S_{P2} (S_2) spectralement décalé de S_{P1} (S_1) d'une quantité $\Delta\Omega$. Puis la figure A.2-(d) montre que les composantes d'ordres supérieurs à S_2 et S_{P2} s'élargissent et se superposent pour former un ordre hybride S_{H1} qui à son tour génère d'autres ordres supérieurs $S_{H2,3,4,\dots}$ aboutissant à la formation du continuum représenté sur la figure A.1.

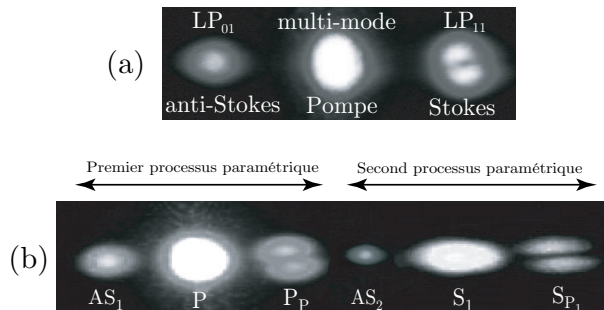


Fig. A.3 – Distribution spectrale et modale des ondes mises en jeu lors du processus FWM avec un accord de phase multimode pour la pompe P (a) et pour le premier ordre Stokes S_1 (b). AS_1 et AS_2 sont les ondes anti-Stokes correspondantes.

Compte tenu des caractéristiques multimodales de la fibre DSF et de la valeur de sa dispersion de vitesse de groupe dans le visible, la génération de la bande paramétrique P_P ne peut se faire que par un accord de phase multimode [19]. Afin d'identifier la composition modale des ondes mises en jeu dans la création du SC de la figure A.1, nous avons coupé 1 m de fibre et observé que les modes LP_{01} et LP_{11} interagissaient dans le processus paramétrique, comme le montre la figure A.3-(a). La pompe à 532 nm également répartie sur les deux premiers modes de la fibre (LP_{01} et LP_{11}), génère un photon anti-Stokes sur LP_{01} et un photon Stokes sur LP_{11} . Ce même processus de FWM se répète après un décalage Raman avec les ondes S_1 et S_{P1} comme composantes paramétriques générées (Fig. A.3-(b)). Notons que dans la fibre de 650 m nous n'observons plus les ondes anti-Stokes AS_1 et AS_2 associées respectivement à P et S_2 car elles sont absorbées par l'effet Raman [19].

Afin de comparer le décalage fréquentiel de l'accord de phase mesuré expérimentalement,

considérons la relation classique d'accord de phase pour un processus paramétrique multi-mode [20]:

$$(\beta_1^{01} - \beta_1^{11}) \times \Omega + \beta_2 \times \frac{\Omega^2}{2} = 0 \quad (5.1)$$

où les premiers et second termes de cette expression représentent respectivement la contribution de la dispersion modale (différence de vitesse de groupe entre LP₀₁ et LP₁₁) et la dispersion matérielle de la vitesse de groupe β_2 . Ω représente le décalage fréquentiel de ce processus paramétrique. Dans l'équation 5.1, β_1^{01} et β_1^{11} représentent respectivement la dérivée première de la vitesse de groupe des modes LP₀₁ et LP₁₁ à la fréquence pompe. Nous n'avons pas pris en compte le désaccord de phase non linéaire dans cette relation car, compte tenu des puissances de pompe et de la non linéarité de la fibre, il est négligeable devant les termes de désaccord de phase linéaire relatifs aux dispersions modales et chromatiques de la fibre. Nous l'avons d'ailleurs vérifié en faisant varier la puissance de pompe dans la fibre de 1 m de long et aucune modification de la valeur du décalage spectral n'a été observée. Pour évaluer les dérivées premières et secondes de la constante de propagation, nous avons modélisé la DSF comme une fibre à saut d'indice. Ce modèle simple mais relativement différent du profil en W de la fibre DSF, nous a donné un décalage fréquentiel pour l'onde Stokes de 5,7 nm, en bon accord avec le décalage mesuré de 5 nm (avec les paramètres suivants: 2,8 μm de rayon de cœur, une différence d'indice cœur-gaine de 0,0054, $\beta_2=6,6 \times 10^{-26} \text{ s}^2\text{m}^{-1}$, $\beta_1^{01}=4,9713 \times 10^{-9} \text{ s.m}^{-1}$ et $\beta_1^{11}=4,9738 \times 10^{-9} \text{ s.m}^{-1}$).

L'évolution d'une cascade Raman discrète en continuum a été mise en évidence précédemment par Ilev *et al.* Dans le cas d'une simple cascade Raman [8]. La largeur spectrale d'un ordre Raman supérieur S_N est typiquement égale au double de celle de l'ordre précédent S_{N-1} . Ce phénomène est accéléré dans notre cas, deux cascades évoluent simultanément pour fusionner en une cascade hybride (S_{Hi}) dont les ordres Raman sont encore plus larges spectralement. Par conséquent, l'évolution vers un continuum est fortement accentuée par la double cascade Raman.

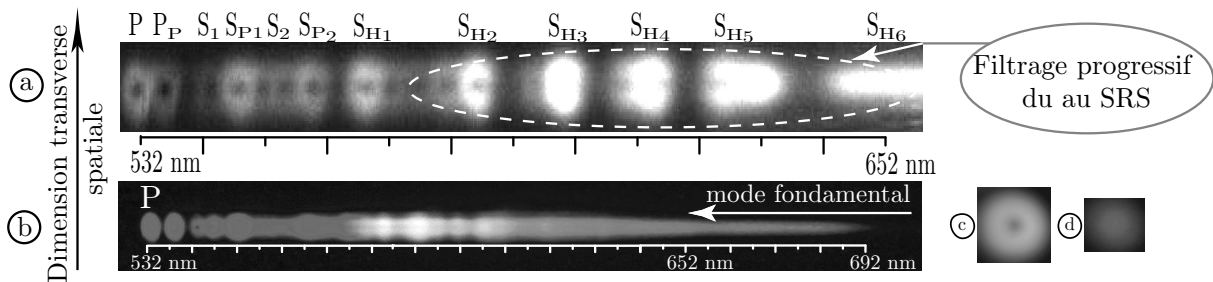


Fig. A.4 – Distribution modale du supercontinuum dans le domaine spectral. (a) Enregistré avec une caméra CCD, (b) enregistré avec un appareil photographique. Distribution d'intensité en champ lointain du spot de sortie avec (d) et sans (c) filtrage chromatique.

Les figures A.4-(a) à (b) illustrent l'évolution de la distribution modale lors de la génération du supercontinuum. On distingue un net rétrécissement de cette distribution modale transverse précisément à partir de 650 nm (S_{H6}). Pour vérifier le caractère monomode du continuum généré à partir de cette longueur d'onde, nous avons procédé à un filtrage chromatique

passer-bas (coupure à 650 nm) du spot de diffraction en sortie de la fibre. La répartition d'intensité homogène du spot filtré (Fig. A.4-(d)) en comparaison au spot non-filtré (Fig. A.4-(c)) confirme qu'à partir de cette longueur d'onde, le continuum occupe effectivement le mode fondamental, bien que la fréquence de coupure de la fibre soit à 1020 nm. Cette évolution est assurée au cours de la cascade par le couplage des modes qui s'opère sur une grande longueur de fibre associée à la sélectivité modale du gain Raman qui favorise l'onde d'intensité la plus forte, c'est à dire le fondamental, induit un filtrage transverse progressif au cours de la propagation [21].

A.3 Conclusion

Nous avons démontré et expliqué la formation d'un supercontinuum monomode visible-infrarouge de plus de 1100 nm d'étendue spectrale dans une fibre de télécommunication standard à l'aide d'un microlaser. Du point de vue physique, nous avons montré que la formation du supercontinuum est basée sur une combinaison d'effets non linéaires variés, différent de ceux invoqués dans les PCF's, ce qui contribue à une meilleure compréhension du mécanisme complexe de génération de continua dans les fibres. Du point de vue instrumentation et application, ce système est à notre connaissance le schéma le plus simple permettant d'obtenir de telles performances, avec en sortie de fibre une source "blanche" spatialement cohérente, temporellement incohérente (2 μm de longueur de cohérence) et procurant une luminance spectrale d'environ 500 fois celle du soleil. Elle présente donc un intérêt direct pour des applications en métrologie optique à large bande, la caractérisation de dispositifs optiques où l'éclairage et le contrôle industriel. La stabilité d'injection ainsi que la connectivisation ou le soudage rapide et quasiment sans perte avec d'autres fibres classiques lui permettent d'être directement et rapidement implantable dans un dispositif de mesure existant. Tous ces avantages en font un concurrent sérieux dans bon nombre de domaines par rapport aux dispositifs utilisant des PCFs, avec en plus un coût de revient typiquement dix fois moins important.

Bibliographie

- [1] **C. Vannier, C. Bainier et D. Courjon**, “Isotropic incoherent scanning tunneling optical microscope (I²STOM)”, *Opt. Commun.*, **175**, pp. 83–88 (2000).
- [2] **C. Courvoisier, A. Mussot, R. Bendoula, T. Sylvestre, J. Garzon Reyes, G. Tribillon, B. Wacogne, T.Gharbi, et H. Maillotte**, “Broadband supercontinuum in a microchip-laser-pumped conventional fiber: toward biomedical applications”, *Laser Physics*, **14**, pp. 507–514 (2004).
- [3] **J. Salvi, M. Roussey, F.I. Baida, M.P. Bernal, A. Mussot, T. Sylvestre, H. Maillotte, D. Van Labeke, A. Perentes, I. Utke, M. Leutenegger, C. Sandu, P. Hoffmann et B. Dwir**, “Spectral analysis of light transmission through sub-wavelength annular apertures arrays in gold films: comparison of theoretical and experimental results”, *Appl. Phys. Lett.*, **soumis** (2004).
- [4] **K. Mori, H. Takara et S. Kawanishi**, “Analysis and design of supercontinuum pulse generation in a single-mode optical fiber”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, pp. 1780–1792 (2001).
- [5] **C. Lin et R. H. Stolen**, “New nanosecond continuum for excited-state spectroscopy”, *Appl. Phys. Lett.*, **28**, pp. 216–218 (1976).
- [6] **V. V. Grigor’yants, V. I. Smirnov, et Y. K. Chamorovskii**, “Generation of wide-band optical continuum in fiber waveguides”, *Sov. J. Quantum Electron.*, **12**, pp. 841–847 (1982).
- [7] **P. Baldeck et R. Alfano**, “Intensity effects on the stimulated four photon spectra generated by picosecond pulses in optical fibers”, *J. Lightwave Technol.*, **5**, pp. 1712 (1987).
- [8] **I. Ilev, H. Kumagau, K. Tyoda, et I. Koprinkov**, “Highly efficient wideband continuum generation in a single mode optical fiber by powerful broadband laser pumping”, *Appl. Opt.*, **35**, pp. 2548–2553 (1996).
- [9] **G. A. Nowak, J. Kim, et M. N. Islam**, “Stable supercontinuum generation in short lengths of conventional dispersion -shifted fiber”, *Appl. Opt.*, **38**, pp. 7364–7369 (1999).
- [10] **J. K. Ranka, S. Windeler, et A. J. Stenz**, “Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm”, *Opt. Lett.*, **25**, pp. 25–27 (2000).
- [11] **T. A. Birks, J. Wadsworth, et P. St. J. Russel**, “Supercontinuum generation in tapered fibers”, *Opt. Lett.*, **25**, pp. 1415–1417 (2000).
- [12] **J. M. Dudley, L. Provino, H. Maillotte, N. Grossard, R. S. Windeler, B. J. Eggleton, et S. Coen**, “Supercontinuum generation by stimulated Raman scattering and parametric four-wave mixing in photonic cristal fibers”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**, pp. 765–770 (2002).
- [13] **A. V. Husakou et J. Herrmann**, “Supercontinuum generation by stimulated Raman scattering and parametric four-wave mixing in photonic cristal fibers”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**, pp. 2171 (2002).

- [14] **G. Genty, M. Lehtonen, H. Ludvigsen, J. Broeng, et M. Kaivola**, “Supercontinuum generation by stimulated Raman scattering and parametric four-wave mixing in photonic cristal fibers”, *Opt. Express*, **10**, pp. 1083 (2002).
- [15] **N. I. Nikolov, T. Srensen, O. Bang et A. Bjarklev** , “Improving efficiency of supercontinuum generation in photonic crystal fibers by direct degenerate four-wave mixing”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**, pp. 2329–2337 (2003).
- [16] **L. Provino, J. M. Dudley, H. Maillotte, N. Grossard, R. S. Windeler et B.J. Eggleton**, “Compact broadband continuum source based on microchip laser pumped microstructured fibre”, *Electron. Lett.*, **37**, pp. 558–560 (2001).
- [17] **S. Coen, A. H. L. Chau, R. Leonhardt, J. D. Harvey, J. C. Knight, W. J. Wadsworth et P. St. J. Russell** , “Supercontinuum generation by stimulated Raman scattering and parametric four-wave mixing in photonic cristal fibers”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**, pp. 753–764 (2002).
- [18] **A. Mussot, T. Sylvestre, L. Provino et H. Maillotte**, “Generation of a broadband single-mode supercontinuum in a conventional dispersion-shifted fiber by use of a subnanosecond microchip laser”, *Opt. Lett.*, **28**, pp. 1820–1822 (2003).
- [19] **G. P. Agrawal**, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press Inc., San Diego, 3^e édition (2001).
- [20] **R. H. Stolen**, “Phase-matched four-photon mixing in silica-fiber waveguides”, *J. Quant. Elect.*, **11**, pp. 100–103 (1975).
- [21] **King S. Chiang**, “Stimulated Raman Scattering in a multimode optical fiber : evolution of modes in Stokes waves”, *Opt. Lett.*, **17**, pp. 352–354 (1992).

Formulaire

Ce formulaire répertorie la majorité des équations de ce manuscrit.

Pertes linéaires, conversion d'unités :

$$\alpha = 4343 \times \Gamma$$

avec α en dB/km et Γ en m^{-1} .

Relation entre la dispersion et β_2 :

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

Relation entre la pente de la dispersion et β_2 et β_3 :

$$D_S(\lambda) = \left(\frac{2\pi c}{\lambda^2}\right)^2 \beta_3 + \frac{4\pi c}{\lambda^3} \beta_2 \quad (\text{ps.nm}^{-2}.\text{km}^{-1}) .$$

Relation entre l'écart spectral $\lambda_P - \lambda_0$ et la valeur de β_2 :

$$\lambda_P - \lambda_0 = -\frac{2\pi c \beta_2}{\lambda_P^2 D_S}$$

Coefficient non linéaire :

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{\text{eff}}}$$

avec n_2 , l'indice de réfraction non linéaire (valeur typique $2,6 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ à $1,55 \mu\text{m}$ pour une fibre en silice dopée GeO_2).

Longueur effective :

$$L_{\text{eff}} = \frac{[1 - \exp(-\Gamma L)]}{\Gamma}$$

Seuil Brillouin :

$$P_{\text{Brillouin}}^{\text{seuil}} = \frac{21 K A_{\text{eff}}}{g_B L_{\text{eff}}} \frac{\Delta\nu_L \otimes \Delta\nu_B}{\Delta\nu_B^{\text{int}}}$$

avec $\Delta\nu_L$ et les largeurs spectrales à demi-hauteur de l'onde optique et du gain Brillouin accumulé au cours de la propagation respectivement, g_B le gain Brillouin qui vaut $5 \times 10^{-11} \text{ m} \cdot \text{W}^{-1}$ dans une fibre en silice. La constante K est égale à $3/2$ pour une fibre standard lorsque la SBS est générée à partir du bruit et l'opérateur \otimes désigne le produit de convolution entre le profil spectral de l'onde excitatrice et celui du gain Brillouin¹.

Seuil Raman :

$$P_{\text{Raman}}^{\text{seuil}} = \frac{16 A_{\text{eff}}}{g_R L_{\text{eff}}}$$

1. $\Delta\nu_L \otimes \Delta\nu_B = (\Delta\nu_L^2 + \Delta\nu_B^2)^{1/2}$ pour des profils Gaussiens et $\Delta\nu_L \otimes \Delta\nu_B = \Delta\nu_L + \Delta\nu_B$ pour des profils Lorentziens.

avec g_R le gain Raman qui vaut environ $1 \times 10^{-13} \text{ m.W}^{-1}$ pour une fibre en silice.

Gain paramétrique :

$$g^2 = (\gamma P_P)^2 - \left(\frac{\kappa}{2}\right)^2$$

Désaccord de phase total :

$$\kappa = \Delta\beta_L + \Delta\beta_{NL} \quad (\text{m}^{-1})$$

Désaccord de phase linéaire :

$$\Delta\beta_L = \beta_2 \times (\Omega_S - \Omega_P)^2 + \frac{\beta_4}{12} \times (\Omega_S - \Omega_P)^4 \quad (\text{m}^{-1})$$

Désaccord de phase non linéaire :

$$\Delta\beta_{NL} = 2\gamma P \quad (\text{m}^{-1})$$

Gain d'amplification :

$$G_S = \frac{P_S(L)}{P_S(0)} = 1 + \left[\frac{\gamma P_P}{g} \sinh(gL) \right]^2$$

Gain au centre ($\Delta\omega \rightarrow 0$) :

$$G_S \simeq 1 + (\gamma P_P L)^2$$

Gain à l'accord de phase parfait ($\kappa = 0$) :

$$G_S \simeq 1 + \frac{1}{4} \exp(2\gamma P_P L)$$

Conversion d'une puissance en Watt en dBm :

$$P_{(\text{dBm})} = 10 \times \log \left[\frac{P_{(\text{W})}}{1 \text{ mW}} \right]$$

Bibliographie de l'auteur

PUBLICATIONS

• PUBLICATIONS DANS DES JOURNAUX SCIENTIFIQUES A COMITÉ DE LECTURE

- P1- V. Laude, A. Khelif, S. Benchadane, M. Wim, T. Sylvestre, B. Kibler, **A. Mussot**, J. Dudley et H. Maillotte, “*Phononic bandgap guidance of acoustic modes in photonic crystal fibers*”, accepté pour publication, Phys. Rev. B, (2005).
- P2- **A. Mussot**, E. Lantz, H. Maillotte, C. Finot, S. Pitois et T. Sylvestre, “*Spectral broadening of a partially Coherent Laser beam in single-mode optical fiber*”, Opt. Express **12**, 2838-2843 (2004). <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=OPEX-12-13-2838>
- P3- **A. Mussot**, A. Durécu-Legrand, E. Lantz, C. Simoneau, D. Bayart, H. Maillotte et T. Sylvestre, “*Impact of pump phase modulation on the gain of fiber parametric amplifiers*”, Photon. Technol. Lett., Vol. 16, N°5, 1289-1291 (2004).
- P4- C. Courvoisier, **A. Mussot**, R. Bendoula, T. Sylvestre, J. Garzon Reyes, G. Tribillon, B. Wacogne, T. Gharbi et H. Maillotte, “*Broadband supercontinuum in a microchip-laser-pumped conventional fiber: toward biomedical applications*”, Laser Physics, Vol. 14, N°4, 507-514 (2004).
- P5- **A. Mussot**, T. Sylvestre, L. Provino et H. Maillotte, “*Generation of a broadband single-mode supercontinuum in a conventional dispersion-shifted fiber by use of a subnanosecond microchip laser*”, Optics Letters, Vol. 28, N°19, 1820-1822 (2003).
- P6- L. Provino, **A. Mussot**, E. Lantz, T. Sylvestre et H. Maillotte, “*Broadband and flat parametric amplifiers with a multi section dispersion-tailored nonlinear fiber arrangement*”, Journal of Optical Society of America B, Vol. 20, N°7, 1532-1537 (2003).

• PUBLICATIONS EN COURS DE RÉDACTION OU DE REVISION

- P7- A. Durécu-Legrand, **A. Mussot**, C. Simoneau, D. Bayart, T. Sylvestre, E. Lantz et H. Maillotte, “*Impact of pump phase modulation on system performance of Fiber Optical Parametric Amplifiers*”, soumis, Electron. Lett., (2004).
- P8- **A. Mussot**, E. Lantz, T. Sylvestre, H. Maillotte, A. Durécu-Legrand, C. Simoneau et D. Bayart, “*Zero dispersion wavelength mapping of a highly nonlinear fiber*”, soumis, Opt. Lett., (2004).
- P9- A. Durécu-Legrand, C. Simoneau, D. Bayart, **A. Mussot**, E. Lantz, T. Sylvestre et H. Maillotte, “*Impact of pump osnr on noise figure for fiber optical parametric amplifiers*”, soumis, Photon. Technol. Lett., (2004).

• COMMUNICATIONS DANS DES CONFÉRENCES INTERNATIONNALES A COMITÉ DE LECTURE

- C11- A. Legrand, S. Lanne, C. Simonneau, D. Bayart, **A. Mussot**, E. Lantz, T. Sylvestre et H. Maillotte, “*Investigation of electrical noise figure for fiber optical parametric amplifiers* », In Optical Fiber Communications/OFC'2005, soumis.
- C12- **A. Mussot**, E. Lantz,, T. Sylvestre, H. Maillotte A. Durécu-Legrand C. Simonneau et, D. Bayart, “*Zero-dispersion wavelength mapping of a highly nonlinear optical fiber-based parametric amplifier*”, ECOC-IOOC '04, technical digest paper Tu.3.3.7. (September 06-09, 2004, Stockholm, Suède).
- C13- **A. Mussot**, A. Durécu-Legrand, E. Lantz, C. Simonneau, D. Bayart, H. Maillotte et T. Sylvestre, “*Impact of pump phase modulation on the gain of fiber optical parametric amplifier*”, In Nonlinear Guided Waves and Their Applications/NLGW'2003, OSA technical digest paper MC20 (March 28-31, 2003, Toronto, Canada).
- C14- A. Legrand, S. Lanne, C. Simonneau, D. Bayart, **A. Mussot**, E. Lantz, T. Sylvestre et H. Maillotte, “*System impact of pump phase modulation for fiber parametric amplifiers* In Optical Fiber Communications/OFC'2004, paper TuK2, OSA technical digest pp.19-21 (February 22-27, 2004, Los Angeles, California).
- C15- A. Legrand C. Simonneau, D. Bayard et **A. Mussot**, “*Noise figure reduction in two-stage parametric amplifier by idler filtering*”, ECOC-IOOC '03, technical digest paper We1.6.5 (Rimini, September 21-25, 2003).
- C16- A. Legrand, C. Simonneau, D. Bayart, **A. Mussot**, E. Lantz, T. Sylvestre et H. Maillotte, “*Impact of the longitudinal variations of the chromatic dispersion on the gain of fiber parametric amplifiers*”, In Optical Amplifiers and their Applications/OAA'2003, OSA technical digest paper WD2 (July 6-9, 2003, Otaru, Japan).

- C17- A. Mussot, L. Provino, T. Sylvestre et H. Maillotte, "Single-mode supercontinuum generation in a standard dispersion-shifted fiber using a nanosecond microchip laser," In Nonlinear Guided Waves and Their Applications/NLGW'2002, OSA technical digest paper NLTuC7 (September 1-4, 2002, Stresa, Italie).
- C18- L. Provino, A. Mussot, E. Lantz, T. Sylvestre et H. Maillotte, "Broadband and flat parametric gain with a single pump in a multi-section nonlinear fiber arrangement," In Conference on Lasers and Electro-Optics/CLEO'2002, paper CThO32, OSA technical digest pp. 525-526 (May 20-24, 2002, Los Angeles, California).
- C19- L. Provino, A. Mussot, E. Lantz, T. Sylvestre et H. Maillotte, "Broadband and flat parametric gain with a single low-power pump in a multi-section fiber arrangement," In Optical Fiber Communications/OFC'2002, paper TuS2, OSA technical digest pp.125-126 (March 17-22, 2002, Anaheim, California).

- **COMMUNICATIONS DANS DES CONFÉRENCES NATIONALES A COMITÉ DE LECTURE**

- CN1- A. Mussot, E. Lantz, H. Maillotte, A. Legrand, D. Bayart et T. Sylvestre, "Elargissement spectral d'un faisceau laser partiellement cohérent et continu dans les fibres optiques" Journées nationales d'Optique Guidée, Paris (2004).
- CN2- A. Mussot, E. Lantz, H. Maillotte, A. Legrand, D. Bayart et T. Sylvestre, "Influence de la modulation de phase dans les amplificateurs optiques paramétriques à fibre" Journées nationales d'Optique Guidée, Valence (2003).
- CN3- A. Mussot, L. Provino T. Sylvestre et H. Maillotte, "Génération d'un supercontinuum spectral monomode dans une fibre telecom standard pompée par un microlaser," 21^{èmes} Journées nationales d'Optique Guidée, Dijon (23-25 septembre 2002).
- CN4- A. Mussot, L. Provino T. Sylvestre et H. Maillotte, "Génération d'un large continuum spectral dans le mode fondamental d'une fibre de telecommunication standard pompée par un microlaser," 5^{èmes} Rencontres du non-linéaire, recueil pp.177-182 (Institut Poincaré, Paris, 14-15 mars 2002).
- CN5- L. Provino, A. Mussot, E. Lantz, T. Sylvestre et H. Maillotte, "Amplification paramétrique à très large bande spectrale et gain plat dans un arrangement multi-tronçons de fibres nonlinéaires," Rencontres du non-linéaire, recueil pp.219-224 (Institut Poincaré, Paris, 14-15 mars 2002).

- **MISCELLANEOUS**

- CA1- "Fibre blanche", Sciences et Avenir, n°685, p 18, Mars 2004.
- CA2- "Un laser arc-en-ciel", Pour la Science, n° 316, p 12, Février 2004.
- CA3- C. Courvoisier, A. Mussot, R. Bendoula, T. Sylvestre, J. Garzon Reyes, G. Tribillon, B. Wacogne, T.Gharbi et H. Maillotte, "Broadband supercontinuum in a microchip-laser-pumped conventional fiber: towards biomedical applications," LPHYS'03, 12th international lasers physics conference, (Hambourg, August 25-29, 2003).
- CA4- A. Mussot, H. Maillotte, T. Sylvestre, J. Gargon et R. Devillers, "Génération d'un supercontinuum spectral dans une fibre télécom standard : application biomédicales," *Innovation et Technologie en Biologie et Médecine-une Revue de Technologie Biomédicale (ITBM-RBM)*, vol. 24, n° 2, pp. 22-26 (2003).
- CA5- A. Mussot, T. Sylvestre, H. Maillotte, R. Devillers, G. Tribillon et J. Gaspon, "Génération d'un supercontinuum spectral dans une fibre telecom standard : Application à la microscopie cutanée," Rencontre chercheurs-entreprises du Salon Micronora, Besançon, 2 Octobre 2002.

- **BREVET**

Brevet N°04292051.2-, "Fiber optical parametric amplifier and method for amplification of optical signals with a fiber optical parametric amplifier".

Elastic waveguide modes of photonic crystal fibers

Vincent Laude,¹ Abdelkrim Khelif,¹ Sarah Benchabane,¹ Mikael Wilm,¹
Bertrand Kibler,² Thibaut Sylvestre,² Arnaud Mussot,² and Hervé Maillotte²

¹*Département LPMO, Institut FEMTO-ST, CNRS UMR 6174,
32 avenue de l'Observatoire, F-25044 Besançon cedex, France*

²*Département LOPMD, Institut FEMTO-ST, CNRS UMR 6174,
UFR Sciences, route de Gray, F-25030 Besançon cedex, France*

The elastic modes propagating along a photonic crystal fiber are obtained for an arbitrary cross-section using waveguide finite element analysis. It is demonstrated that band-gaps exist for elastic waveguide modes and thus that a photonic crystal fiber can be simultaneously a phononic crystal fiber. By introducing a line defect within the two-dimensional crystal, highly localized propagating elastic modes with various dispersions are formed. We predict that these properties can be used for stimulated Brillouin scattering suppression and for enhanced collinear acousto-optical interactions.

PACS numbers: 43.20.+g, 43.40.+s, 46.40.Cd, 63.20.-e

Phononic crystals [1, 2] are receiving an increasing interest that parallels the interest for photonic crystals [3, 4]. Both phononic and photonic crystals are periodically structured materials in which the propagation of waves presents amazing properties such as the existence of absolute band-gaps that forbid the propagation of waves in any direction. In particular, phononic and photonic crystals have been demonstrated to allow for very efficient mirrors, cavities and waveguides. In most previous works, the phononic and photonic properties of periodically structured materials have been considered independently, although the idea emerges that the interaction of photons and phonons within band-gap materials will lead to novel or enhanced effects [5–7], beyond traditional acousto-optical interactions. In this letter, we focus on the photonic crystal fiber (PCF) [8], in the aim of showing it can also be considered a phononic crystal fiber. The PCF is a periodic arrangement of micron-size cylindrical parallel air holes inside a silica matrix, with a central plain or hollow defect acting as a core. Light is guided along the core either by a photonic band gap effect [9] or by total internal reflection as in classical optical fibers [10]. As a solid-air composite crystal, the optical index contrast of a PCF is between the refractive indices of silica and air, typically 1.45. As regards the propagation of elastic waves, the elastic energy vanishes within the hollow cylinders and is thus constrained to remain within the silica. The boundaries of the hollow cylinders can be considered as free from tractions and act as very efficient scatterers for elastic waves of any polarization. In the experiments reported in Ref. [6], radial or in-plane elastic modes of a preform of a double-core PCF were excited by an external acoustic transducer at frequencies within an absolute phononic band-gap for in-plane elastic propagation. Their successful excitation was demonstrated by the observed phase modulation incurred by optical modes of the PCF preform. The independent predictions of the radial elastic modes by a Rayleigh method [6] and a finite-difference time-domain

(FDTD) method [11] were in close agreement. However, both these methods do not consider the elastic waveguide modes of a PCF, of which the elastic radial modes are particular cases with a zero propagation constant or wavevector. The existence of absolute band-gaps for out-of-plane propagation of elastic waves in a two-dimensional solid-solid phononic crystal has been demonstrated [12] using a plane-wave expansion (PWE) approach. However, the case of solid-air phononic crystals is not encompassed in this approach.

In the theory of elastic waveguide modes of cylinders with simple cross-sections, e.g. circular or square, it is known that three families of modes exist, i.e. flexural, torsional and compressional modes [13]. While this classification could still be used, the analytical determination of waveguide modes by an analysis similar to that leading to the Pochhammer-Chree dispersion equation is beyond reach for an arbitrary cross-section. We propose to obtain the elastic waveguide modes of a PCF by a finite element method (FEM) technique known as waveguide FEM [14]. In this approach, the two-dimensional waveguide section in the plane (x, y) is meshed using finite elements and the displacements are represented by piece-wise polynomials within the elements. Along the propagation direction z , which is also the PCF axis, a sinusoidal variation of the displacements is imposed with a given wavevector k . This approach combines the advantages of FEM, that is in particular the possibility of meshing an arbitrary cross-section, and a plane-wave-like description of modes along the supposedly infinite propagation direction.

To account for propagation along the z axis, a harmonic dependence $\exp(j(\omega t - kz))$ is considered. For isotropic materials and a cylindrical geometry, the coupling between the transverse components u_x and u_y and the longitudinal component u_z of the displacements includes a $\pm\pi/2$ dephasing. Consequently, the real part of u_x and u_y is coupled to the imaginary part of u_z , and conversely. In order to guarantee a unique solution to the variational problem, we use the real-

valued formulation within each finite element

$$u_x(x, y, z; t) = \mathbf{p}(x, y)^T \cdot \hat{\mathbf{u}}_x \cos(\omega t - kz), \quad (1)$$

$$u_y(x, y, z; t) = \mathbf{p}(x, y)^T \cdot \hat{\mathbf{u}}_y \cos(\omega t - kz), \quad (2)$$

$$u_z(x, y, z; t) = \mathbf{p}(x, y)^T \cdot \hat{\mathbf{u}}_z \sin(\omega t - kz), \quad (3)$$

where $()^T$ denotes the transposition of a vector or a matrix, $\hat{\mathbf{u}} = (\hat{\mathbf{u}}_x, \hat{\mathbf{u}}_y, \hat{\mathbf{u}}_z)^T$ is the vector of the $3n$ displacements at the n nodes of the finite element and the \mathbf{p} is a vector of n Lagrange interpolation polynomials. The dynamics of elastic waves are obtained as the solution of a variational problem involving the kinetic and strain energies. The kinetic energy in a one-wavelength-long finite element with section \mathcal{S} is

$$\mathcal{K} = \omega^2 \int_0^{2\pi/k} dz \int_{\mathcal{S}} dx dy \mathbf{u}^T \cdot \rho \cdot \mathbf{u}, \quad (4)$$

where ρ is the mass density. Inserting the definitions (1-3) and performing the integration along z yields

$$\mathcal{K} = \frac{\omega^2}{2k} \hat{\mathbf{u}}^T \cdot M_S \cdot \hat{\mathbf{u}}, \quad (5)$$

with the elementary mass matrix M_S and the polynomial matrix P defined by

$$M_S = \int_{\mathcal{S}} dx dy P^t \cdot \rho \cdot P, \quad P = \begin{pmatrix} \mathbf{p}^T & 0 & 0 \\ 0 & \mathbf{p}^T & 0 \\ 0 & 0 & \mathbf{p}^T \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Similarly, the strain energy within the finite element is given by

$$\mathcal{U} = \int_0^{2\pi/k} dz \int_{\mathcal{S}} dx dy S_I C_{IJ} S_J, \quad (7)$$

where the strain tensor S and the strain tensor C are written in contracted notation, i.e. C is a 6×6 matrix and S is a 6-component vector. Performing the integration along z and making use of the orthogonality properties of sine and cosine functions, the potential energy can be expressed as

$$\mathcal{U} = \frac{1}{2k} \hat{\mathbf{u}}^T \cdot K_S \cdot \hat{\mathbf{u}}, \quad (8)$$

with the elementary stiffness matrix defined as

$$K_S = \int_{\mathcal{S}} dx dy (A_r^T \cdot C \cdot A_r + A_i^T \cdot C \cdot A_i), \quad (9)$$

where

$$A_r = \begin{pmatrix} \mathbf{p}_{,x}^T & 0 & 0 \\ 0 & \mathbf{p}_{,y}^T & 0 \\ 0 & 0 & k\mathbf{p}^T \\ \mathbf{p}_{,y}^T & \mathbf{p}_{,x}^T & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad A_i = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & -k\mathbf{p}^T & \mathbf{p}_{,y}^T \\ -k\mathbf{p}^T & 0 & \mathbf{p}_{,x}^T \end{pmatrix}, \quad (10)$$

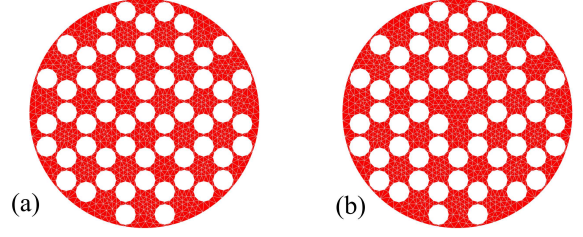


FIG. 1: Two-dimensional meshes of the cross-section of a honeycomb photonic crystal fiber. Mesh (b) is the same as mesh (a) but with an additional central defect.

and the vectors $\mathbf{p}_{,x}^T = (\partial p_1/\partial x, \dots, \partial p_n/\partial x)$ and $\mathbf{p}_{,y}^T = (\partial p_1/\partial y, \dots, \partial p_n/\partial y)$. As is usual with elastic FEM problems, the solution of the variational problem with no external applied forces is given by the linear equation

$$(K(k) - \omega^2 M) \hat{\mathbf{u}} = 0 \quad (11)$$

where the stiffness matrix $K(k)$ and the mass matrix M are obtained by assembling the elementary stiffness and mass matrices respectively by standard procedures [15]. $K(k)$ is actually a matrix polynomial of the second degree in the variable k , while M is independent of k . Eq. (11) is in the form of a generalized eigenvalue problem for ω^2 if k is considered a parameter. Using proper finite elements, both the stiffness and mass matrices are positive definite, which ensures the positivity of the eigenvalues. We use a Cholesky factorization of the stiffness matrix to transform the generalized eigenvalue problem into a standard one, followed by a Lanczos algorithm to obtain the lowest eigenvalues.

Figure 1 shows two examples of meshes of the section of a honeycomb PCF. With a the distance between holes centers, the PCF diameter is approximately $10a$. The meshes incorporate about 1900 finite triangle elements, for a total of about 13500 dofs using order-two Lagrange interpolation. Fig. 2a displays the band structure for the elastic waveguide modes of the PCF which section is displayed in Fig. 1a. The frequency eigenvalues are obtained as a function of the longitudinal wavevector in no particular order, so that the band structure is in fact a scatter plot. It can be seen that the band structure is very dense except in several regions where only isolated branches exist. An examination of the eigenvectors, which are representative of the distribution of displacements within the PCF for a given eigen-frequency, reveals that in the dense regions the modes are similar to those of a plain cylinder. In particular, their energy density is spread in the whole fiber. In contrast, isolated branches correspond to modes that are localized on the external boundary of the PCF. At this point, it is worthwhile noting that the external boundary of the PCF is clamped in the calculation. If the external boundary is considered stress-free instead, it is found that modes in the dense regions are only very slightly affected, but that isolated

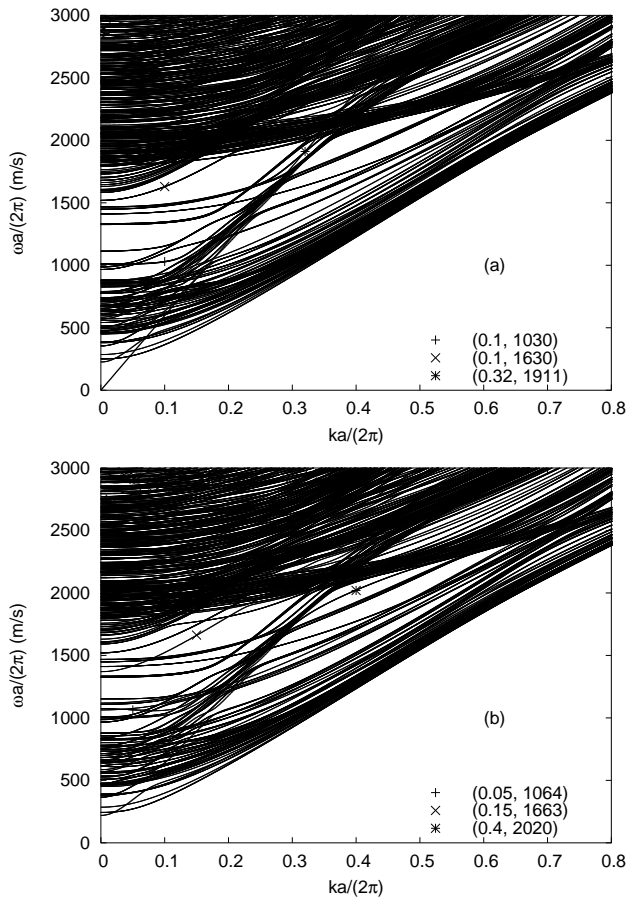


FIG. 2: Band structures for elastic waveguide modes in the silica photonic crystal fibers of (a) Fig. 1a and (b) Fig. 1b. The longitudinal line in silica is shown in (a).

branches are displaced. We interpret the isolated branches as corresponding to modes that are trapped between the external boundary and the band gaps of the honeycomb structure in the interior of the PCF, as illustrated by Fig. 3.

As a possible application of the existence of band-gaps for elastic waveguide modes of a PCF, let us discuss the possibility of destroying stimulated Brillouin scattering (SBS) or more modestly of increasing its threshold. The SBS effect is a severely limiting factor for optical transmissions in fibers since it intrinsically limits the instantaneous power that can be transported [?]. A useful physical picture for SBS is the conversion of an incident photon of frequency ω_o into a backscattered photon of frequency $\omega_o - \omega$ and a forwardly scattered phonon of comparatively very small frequency ω , with the additional condition of phase-matching of the incident optical mode with the scattered optical and acoustic modes. Indeed, the scattered phonons act as a moving Bragg mirror that reflects the incident optical mode into almost ex-

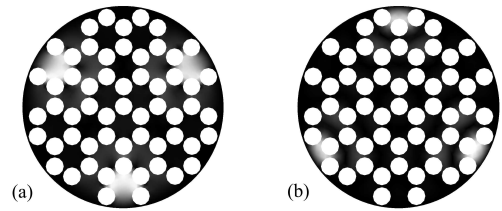


FIG. 3: Elastic waveguide modes guided along the external boundary of the PCF of Fig. 1a by a phononic band-gap effect. (a) In-plane and (b) longitudinal displacements for the points labeled respectively (+) and (x) in Fig. 2a. The normalized modulus of the displacements are represented in gray-scale with white indicating maxima.

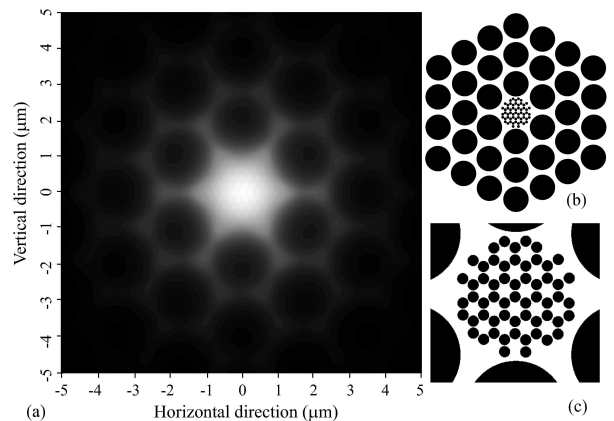


FIG. 4: (a) Simulation of the optical mode at a wavelength of $1.55 \mu\text{m}$ guided by a PCF with a triangular and a honeycomb structuration in the cladding and the core respectively. The holes in the triangular pattern have a diameter of $1.63 \mu\text{m}$ and are separated by $1.86 \mu\text{m}$. The holes in the honeycomb structure have a diameter of 145 nm and a separation of 207 nm . (b) Section of the PCF. (c) Close-up of the core. The core structuration is designed to counter the formation of SBS phonons. The simulation is performed using the beam propagation method [?]. The effective index of the mode is 1.2 and its effective area is $7.6 \mu\text{m}^2$.

actly the same mode propagating backwards. If the propagation constant of the incident optical mode is β , the SBS phonons form a plane wave propagating forward along the fiber, with a purely longitudinal wavevector $k = 2\beta$, irrespectively of the structuration of the fiber. Since the phonons responsible for SBS in optical fibers are known to have a longitudinal polarization, the acoustic frequency is given by the longitudinal velocity for elastic waves in silica, i.e. $c_l = 5970 \text{ m/s}$, according to $\omega = c_l k$ which defines the longitudinal line plotted in Fig. 2a. For an optical wavelength in a vacuum of $1.55 \mu\text{m}$ and an effective refractive index for the optical mode of 1.427 , the acoustic wavelength and frequency are 543 nm and 11 GHz respectively. For such a small wavelength, the section of an optical fiber appears as very large and

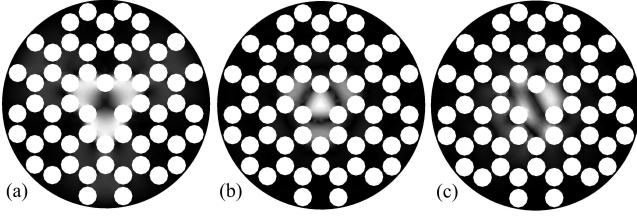


FIG. 5: Elastic waveguide modes localized in the core of the PCF of Fig. 1b by a phononic band-gap effect. (a) In-plane and (b-c) longitudinal displacements for the points labeled respectively (+), (\times), and ($*$) in Fig. 2b. The normalized modulus of the displacements are represented in gray-scale with white indicating maxima.

thus there is a very large number of propagating modes that can be excited to form the SBS elastic plane wave. But if the micro-structuration of a PCF is such that a band-gap is created for the SBS couple (ω, k) , then the SBS plane wave will not be able to form efficiently. As an example, suppose the point labeled ($*$) is chosen in Fig. 2a, i.e. $\omega a/(2\pi) = 1911$ m/s and $ka/(2\pi) = 0.32$. The honeycomb pattern is then used within the core of a PCF having a much larger triangular holes pattern designed to guide light, as depicted in Fig. 4. Such a PCF is still able to guide light efficiently at $1.55 \mu\text{m}$, although the effective index decreases dramatically to 1.2 because of the large filling fraction inside the core. Also, the acoustic frequency drops to 9.2 GHz. Such a PCF structure is expected to have a higher SBS threshold than would the same PCF with a plain core, since the optical energy is mostly contained within the core, where the phononic crystal is located.

Let us now consider the effect on elastic waveguide modes of the presence of a central silica core in a honeycomb PCF such as depicted in Fig. 1b. Fig. 2b displays the corresponding band structure. The core being a defect of the surrounding phononic crystal, it is expected to introduce localized modes within the band-gaps. A comparison of Figs. 2a and 2b re-

veals that the densely populated mode regions, as well as the isolated branches corresponding to modes localized between the external boundary and the hexagonally structured interior, are almost exactly the same. They are then rather insensitive to the presence of the core. Moreover, it can be observed that additional isolated branches appear within the band-gaps. An examination of the eigenvectors along these branches reveals that they correspond to modes localized in the core. Waveguiding of these core modes clearly relies on the elastic band-gap properties of the PCF. Fig. 5 illustrates three of these modes.

A PCF with a plain core is able to guide and confine light efficiently in the core. The existence of elastic core modes of a PCF within a phononic band-gap should enable enhanced collinear acousto-optical interactions. In comparison to the acousto-optical interaction with a static elastic mode of the section of the PCF, a collinear interaction offers the possibility of a larger interaction length, since the elastic wave is not restricted to the transducer region, and also the possibility of coherently coupling and transferring energy between several optical modes. By controlling the anisotropy of the PCF through the anisotropic distribution of holes, anisotropic acousto-optical interaction between optical modes of different polarization will become possible. Such an interaction may find applications in ultrashort laser pulse shaping, as an alternative to bulk acousto-optical programmable filters [16].

In summary, we have obtained the elastic waveguide modes of a PCF with an arbitrary finite cross-section. Band-gaps have been shown to exist and to lead to the formation of guided modes localized along the external boundary of the PCF as well as inside a defect of the phononic crystal. Enhanced acousto-optical interactions between elastic and optical guided modes have been predicted, and the use of a phononic crystal to counter the onset of stimulated Brillouin scattering has been proposed.

-
- [1] M. M. Sigalas and E. N. Economou, *Solid State Commun.* **86**, 141 (1993).
 - [2] M. S. Kushwaha, P. Halevi, L. Dobrzynski, and B. Djafari-Rouhani, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2022 (1993).
 - [3] E. Yablonovitch, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2059 (1987).
 - [4] S. John, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2486 (1987).
 - [5] J. M. Worlock and M. L. Roukes, *Nature* **421**, 802 (2003).
 - [6] P. S. J. Russell, E. Marin, A. Diez, S. Guenneau, and A. B. Movchan, *Optics Express* **20**, 2555 (2003).
 - [7] M. M. de Lima, Jr., R. Hey, and P. V. Santos, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 2997 (2003).
 - [8] P. S. J. Russell, *Science* **299**, 358 (2003).
 - [9] R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell, P. J. Roberts, and D. C. Allan, *Science* **285**, 1537 (1999).
 - [10] T. A. Birks, J. C. Knight, and P. S. Russell, *Opt. Lett.* **22**, 961 (1997).
 - [11] A. Khelif, B. Djafari-Rouhani, V. Laude, and M. Solal, *J. Appl. Phys.* **94**, 7944 (2004).
 - [12] M. Wilm, A. Khelif, S. Ballandras, V. Laude, and B. Djafari-Rouhani, *Phys. Rev. E* **67**, 065602(R) (2003).
 - [13] J. D. Achenbach, *Waves in elastic solids* (Elsevier, 1973).
 - [14] B. Aalami, *Journal of Applied Mechanics* **40**, 1067 (1973).
 - [15] O. C. Zienkiewicz and R. L. Taylor, *Finite Element Method* (Butterworth Heinemann, London, 2000).
 - [16] F. Verluise, V. Laude, Z. Cheng, C. Spielmann, and P. Tournois, *Opt. Lett.* **25**, 575 (2000).

Spectral broadening of a partially coherent CW laser beam in single-mode optical fibers

Arnaud Mussot, Eric Lantz, Hervé Maillotte,
and Thibaut Sylvestre

*Département d'Optique P.M. Duffieux, Institut FEMTO-ST,
Université de Franche-Comté, Centre National de Recherche
Scientifique UMR 6174, 25030 BESANÇON, France*

thibaut.sylvestre@univ-fcomte.fr
<http://lopmd.univ-fcomte.fr/onl/>

Christophe Finot and Stéphane Pitois

*Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne, 21078 Dijon,
France*

Abstract: The nonlinear propagation of a partially coherent continuous-wave laser beam in single-mode optical fibers is investigated both theoretically and experimentally, with a special attention to the zero-dispersion wavelength region where modulation instability is expected. Broadband asymmetric spectral broadening is reported experimentally and found in fairly good agreement with a numerical Schrödinger simulation including a phase-diffusion model for the partially coherent beam. This model shows in addition that the underlying spectral broadening mechanism relies not only on modulation instability but also on the generation of high-order soliton-like pulses and dispersive waves. The coherence degradation which results from these ultrafast phenomena is confirmed by autocorrelation measurements.

© 2004 Optical Society of America

OCIS codes: (060.4370) Nonlinear optics, fibers (060.7140) Ultrafast processes in fibers (190.5530) Pulse propagation and solitons (190.3100) Instabilities and chaos.

References and links

1. G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, (Optics and Photonics, 3rd ed., Ac. Press, San Diego, 2001).
2. D. A. Chestnut, and J. R. Taylor, "Gain-flattened fiber Raman amplifiers with nonlinearity-broadened pumps," *Opt. Lett.* 28, 2294-2296 (2003).
3. Tim J. Ellingham, Juan D. Ania-Castañón, O. Shtyrina, Michail P. Fedoruk, Sergei K. Turitsyn, "CW Raman pump broadening using modulational instability," In *Nonlinear Guided Waves and their Applications/NLGW'04*, paper MC42, (March 28-31, Toronto, Canada, 2004).
4. A. K. Abeeluck, C. Headley, and C. G. Jorgensen, "A fiber-based, high-power supercontinuum light source," In *Optical Fiber Communications*, paper TuK5, (February 22-27, Los Angeles, California, 2004).
5. F. Vanholsbeeck, S. Coen, Ph. Emplit, C. Martinelli, and T. Sylvestre, "Cascaded Raman generation in optical fibers : Influence of chromatic dispersion and Rayleigh back-scattering", *Opt. Lett.* 29, 998-1000 (2004).
6. J. W. Nicholson, A. K. Abeeluck, C. Headley, M. F. Yan, and C. G. Jørgensen, "Pulsed and continuous-wave supercontinuum generation in highly nonlinear dispersion-shifted fibers", *Appl. Phys. B* 77, 211-218 (2003).
7. S. B. Cavalcanti et G. P. Agrawal, "Noise amplification in dispersive nonlinear media", *Phys. Rev. A* 51, 4086-4092 (1995).

8. S. Ryu, "Change of field spectrum of signal light due to fibre nonlinearities and chromatic dispersion in long-haul coherent systems using in-line optical amplifiers", *Electron. Lett.* **28**, 2212-221 (1992).
 9. A. V. Husakou and J. Hermann, "Supercontinuum generation, four-wave mixing and fission of higher-order solitons in photonic crystal fibers", *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 2171-2182 (2002).
 10. M. Lax, "Classical noise. V. Noise in self-sustained oscillators", *Phys. Rev.* **160**, 290-307 (1967).
 11. C. H. Henry, "Theory of the linewidth of SC Lasers", *IEEE J. Quant. Electron.* **18**, 259-264 (1982).
 12. D. Anderson, L. Helczynski-Wolf, M. Lisak, and V. Semenov, "Features of modulational instability of partially coherent light: Importance of the incoherence spectrum", *Phys. Rev. E* **69**, 025601 (2004).
 13. P. K. A. Wai, C. R. Menyuk, H. H. Chen, and Y. C. Lee, "Soliton at the zero-dispersion wavelength of a single-mode fiber," *Opt. Lett.* **12**, 628-630, (1987).
 14. N. Akhmediev and M. Karlsson, "Cherenkov radiation emitted by solitons in optical fibers," *Phys. Rev. A* **51**, 2602-2607 (1995).
 15. G. R. Boyer and X. F. Carloti, "Pulse-spreading minimization in single-mode optical fibers," *Phys. Rev. A* **38**, 5140-5148 (1988).
 16. J. C. Bouteiller, "Linewidth predictions for Raman fibre lasers", *Electron. Lett.* **39**, 1511-1512 (2003).
-

1 Introduction

Though nonlinear propagation of ultrashort laser pulses in dispersive single-mode optical fibers has steadily been investigated over the last three decades [1], studies on continuous-wave partially coherent (PC) light have been scarce. In recent months, however, several authors have reported significant spectral broadening of high-power continuous-wave (CW) lasers propagating in the zero-dispersion wavelength region of optical fibers [2, 3, 4, 5, 6]. As initially demonstrated theoretically by Cavalcanti *et al.* [7], this broadening mechanism occurs because the PC optical beam suffers from modulation instability (MI) in the anomalous dispersion regime while it remains stable under normal dispersion regime. As a matter of fact, MI is responsible for broadband noise amplification through phase-matched four-wave mixing, enhancing initial phase and amplitude fluctuations of the partially coherent beam, and thus resulting in a strong spectral broadening. This nonlinear effect is obviously detrimental in long-haul optical communication systems [8], but it has been recently used advantageously with the aim at generating supercontinuum light [4, 6], and at flattening and increasing the bandwidth of Raman fiber amplifiers [2]. Despite these advances, it is worth noting that the underlying mechanism responsible for spectral broadening of PC wave has been never the object of a detailed study. The aim of our work is to improve our understanding of this spectral broadening mechanism and the associated ultra-fast temporal phenomena. To this end, we present a numerical study of the nonlinear propagation of continuous-wave PC laser beam in single-mode fibers using the so-called phase-diffusion model. With this model, which accounts for the partial coherence of the incident beam, i.e., the linewidth of the CW laser, we verify that this broadening effect indeed relies on modulation instability in the anomalous dispersion regime. However, we will remark that the strong spectral broadening reported in the experiment is not entirely encompassed by the MI bandwidth. Instead, theory reveals that it is associated with the generation of higher-order solitons and to the fission of these solitons into dispersive radiation, as it has been demonstrated recently in the framework of supercontinuum generation [9]. The most striking difference, here, is that these higher-order solitons and blue-shifted radiation emerges initially from continuous-wave light instead of femtosecond pulses. Experimental spectra and autocorrelation traces obtained from a CW Raman fiber laser propagating in a dispersion-shifted fiber agree well with these interpretations.

2 Theoretical Model

Let us consider a linearly-polarized PC continuous-wave laser beam propagating in a single-mode optical fiber. By assuming a non birefringent fiber and including higher-order dispersion terms, the field amplitude $A(z,t)$ satisfies the following scalar nonlinear Schrödinger equation (NLSE) [1],

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3 A}{\partial t^3} - i\frac{\beta_4}{24}\frac{\partial^4 A}{\partial t^4} + \frac{\alpha}{2}A = i\gamma|A|^2A \quad (1)$$

where t is the time expressed in a frame moving at the group velocity of the PC wave, β_m ($m=2..4$) are the m^{th} dispersion orders. γ is the nonlinear coefficient, $\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{\text{eff}}}$, with n_2 the nonlinear refractive index and A_{eff} the effective mode area. To model the PC field, we use the so-called phase-diffusion model [10, 11]. Its complex field amplitude is expressed as,

$$A_P(t) = \sqrt{P_0} \times \exp(i\varphi(t)) \quad (2)$$

With $\varphi(t)$ the phase exhibiting a simple Brownian motion and having a Gaussian probability distribution [10]. This model implies that the power spectrum of the pump has a Lorentzian shape which is a general assumption for all-known lasers with finite linewidth [7, 11]. We also define the mutual coherence function as

$$\Gamma(t, z) = \langle A_P^*(t, z)A_P(t, z) \rangle \quad (3)$$

where angle brackets denote the ensemble average. The spectral full width at half maximum of the pump Δf can be expressed as $\Delta f = (\pi t_c)^{-1}$, where t_c is the coherence time of the laser field. Using the PC field expression Eq. (2), we perform a numerical integration of the NLSE Eq.(1) with the parameters of a high-power CW Raman fiber laser as the input PC field. The results of our simulations are presented in Figs. 1(a-b) that show the intensity profil and the power spectrum of the PC wave, respectively, and for three propagation distances. A complete data series of the field dynamics (from $z=0\text{m}$ to $z=3100\text{m}$) can be watched as a movie by clicking on a link from the Fig. 1(a-b) caption. For comparison, the initial continuous-wave field at $z=0$ and its spectrum are plotted in red line. The time coherence and its spectral width are 6 ps and 50 GHz, respectively. At $z=300$ m, the green line shows that the continuous-wave background becomes modulationally unstable and exhibits a high-frequency amplitude modulation. Note also on Fig.1(b) that a small pedestal appears in its spectrally-broadening spectrum. Here, we would like to emphasize that MI appears very quickly in the fiber in comparison to the usual case of coherent-MI with monochromatic wave [1]. This is because the initial random phase fluctuations (or the incoherence spectrum) of the PC wave act as a seed to initiate MI [7, 12]. Moreover, we can observe a broadband noise amplification around the central frequency instead of the two distinct symmetric MI sidebands generally observed in the coherent MI process. The MI spectrum is indeed modified by the incoherence spectrum depending on the time coherence [7, 12].

At $z=3100$ m, the field intensity depicted on Fig.1(a) in blue shows that the PC wave evolves towards a train of ultra-short pulses randomly spaced in time, and with peak powers more than 6 times above the input power. The power spectrum exhibits a strong asymmetric spectral broadening with, in particular a down-shifted anti-Stokes band. To get better insight, we plotted on Fig. 2 the spectral width output/input ratio of the PC wave in function of the pump power. Numerical results (circles and cross) are then compared to the usual analytical formula for the full MI bandwidth (solid lines). This latter has been calculated from the well-known dispersion relation for a scalar MI process and is given by [1]

$$\Delta\Omega = 4 \left(\frac{\gamma P}{|\beta_2|} \right)^{1/2} \quad (4)$$

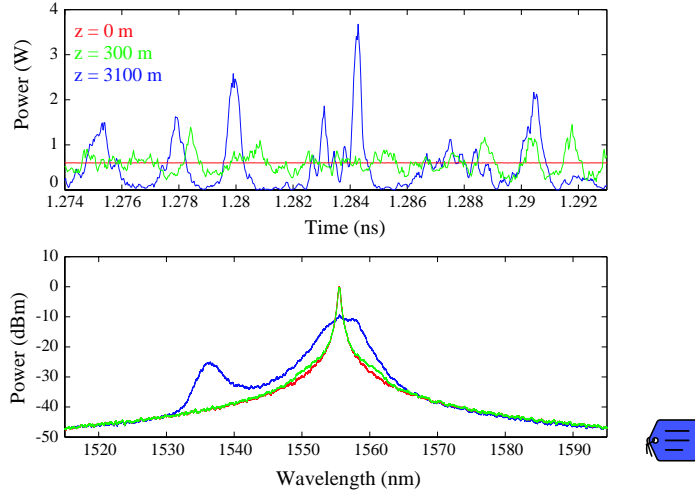


Fig. 1. (a) Temporal intensity and (b) power spectrum of a PC laser beam in a single-mode optical fiber at three propagation distances ($z=0$ m, red, $z=300$ m, green, and $z=3100$ m, blue). The entire sequence can be viewed as a movie (avi, 2455 kb). PC wave's parameters are $\lambda=1555$ nm, $P=600$ mW, $\Delta f=50$ GHz. Fiber's parameters are $\beta_2 = -5.5 \cdot 10^{-28} \text{ s}^2 \text{ m}^{-1}$, $\beta_3 = 1.15 \cdot 10^{-40} \text{ s}^3 \text{ m}^{-1}$, $\beta_4 = -2.85 \cdot 10^{-55} \text{ s}^4 \text{ m}^{-1}$, $\lambda_0=1549.3$ nm, $\gamma = 2 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$, $\alpha = 4.6 \cdot 10^{-5} \text{ m}^{-1}$.

For the ratio measured at -10 dB below the maximum (in red), the results show a rather good agreement, except in the very low-power regime below the MI threshold and in the high-power regime ($P > 1 \text{ W}$) for which the ratio increases. This increase in the spectral width is most important when measured at -20 dB (in blue) because it encompasses the wide anti-Stokes band. This comparison between numerical simulations and a simple analytical prediction clearly demonstrates that the spectral broadening cannot be account by simply considering the MI effect. Higher-order nonlinear and dispersive effects occur for long propagation distances. Indeed, the presence of a blue-shifted frequency component in the power spectrum shown in Figs. 1(b) is the signature of the generation of dispersive waves. These waves are radiations emitted by fission of ultrashort optical pulses formed from a propagation distance z 1000 m (see movie). We have found numerically that these pulses have a mean duration of 2 ps and a mean peak power of 1 W. With these parameters, the mean equivalent soliton number is about $N \approx 3$ [1], meaning that these pulses can be considered as third-order solitons. As previously demonstrated in the framework of soliton propagation [13, 14] and for super-continuum generation [9], these pulses are not stable under the presence of high-order dispersion. In particular, when third-order dispersion enters into play, they undergo fission into stable red-shifted fundamental solitons along with the generation of blue-shifted dispersive radiations. These so-called non solitonic radiations (NSR) are emitted at particular frequencies for which a precise phase-matching condition is fulfilled with fundamental solitons. This latter can be simply written in the form [14, 15]

$$\delta\omega = -3\left(\frac{\beta_2}{\beta_3}\right). \quad (5)$$

With the parameters given in the caption of Fig. 1, the radiation frequency is up-converted at $\delta\omega = 2.28 \text{ THz}$, i.e., at 1536 nm, which is in excellent agreement with the numerical simulation of Fig. 1(b). We have also calculated the mean soliton number at $z=3100$ m for the pulses shown in Fig. 1(b). From the assessment of a mean pulse duration of 350 fs and a mean pulse peak power of 6 W, we obtain $N \approx 1$, which is in good agreement with the prediction of fundamental soliton pulses [13, 14, 15].

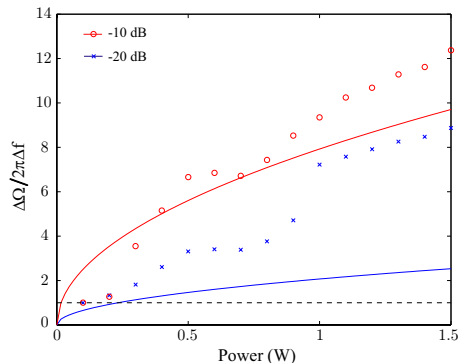


Fig. 2. Output/Input spectral widths ratio of a PC wave after 3100 m of nonlinear propagation in a single-mode optical fiber. Solid lines: analytical prediction, Cross and circles: numerical results.

3 Experimental results

To perform our experimental investigations, we have recorded both the power spectrum and the intensity autocorrelation traces at the output of two single-mode optical fibers having different ZDWs. As a pump laser, we used a specifically-designed CW P_2O_5 -doped Raman fiber laser (OSYRIS SA) emitting at a wavelength of 1555 nm and with power ranging from 600 mW to 2.5 W. Its linewidth is 50 GHz at a pump power of 800 mW and is plotted on Fig. 3 (dashed line). We note that the laser linewidth slightly increases with the pump power from 40 GHz till 80 GHz because of the nonlinear interaction between the laser modes [16]. We assume here that this linewidth increase has a little impact on the spectral broadening mechanism. The pump power was then coupled in the silica fiber through a fused 99/1 fiber coupler. The coupler was used to check that no backward stimulated Raman and Brillouin scattering occur in the fibers. An optical spectrum analyser and an optical attenuator were placed directly at the output of the fiber to record the spectrally-broadened laser at different power levels. We analyzed under the same conditions the intensity autocorrelation traces by means of an autocorrelator. The fiber under test was a 3100m-long non-zero dispersion-shifted fiber (NZDSF) with a ZDW at $\lambda_0 = 1553$ nm and dispersion slope $D = 0.04$ ps.nm $^{-2}$.km $^{-1}$. Note that the ZDW has been particularly chosen close to the laser wavelength in the low anomalous dispersion regime. For comparison with the normal dispersion case, we also performed the experiment in a 5 km-long standard single-mode fiber (SMF) having a ZDW at 1300 nm far from the pump wavelength (in green in Fig.3(b)).

The output spectra are illustrated in Fig.3(a) for increasing input power and compared to both the input one (in red) and to simulated spectra (Fig.3(b)). Note that because the Raman laser was unpolarized, the pump power used in our scalar numerical simulations (linearly polarized) has been divided by 2, which is a fairly good assumption. A more complete model should also take into account the polarization mode dispersion of the fibers. But in view of the very good agreement between experimental and theoretical spectra in Fig.3, we can conclude that polarization has only an impact on the pump power requirement. We can also see on Fig.3(a) a strong asymmetric spectral broadening of the RFL, as expected by theory. The anti-Stokes frequency peak is located at 1536 nm, exactly the same predicted by our simple analytical prediction (Eq.5). Moreover, the frequency detuning between the anti-Stokes peak and the central frequency increases with the pump power [14].

Figs. 3(a) and (b) show the experimental and theoretical intensity autocorrelation traces, respectively, for increasing pump power. These figures have been recorded under

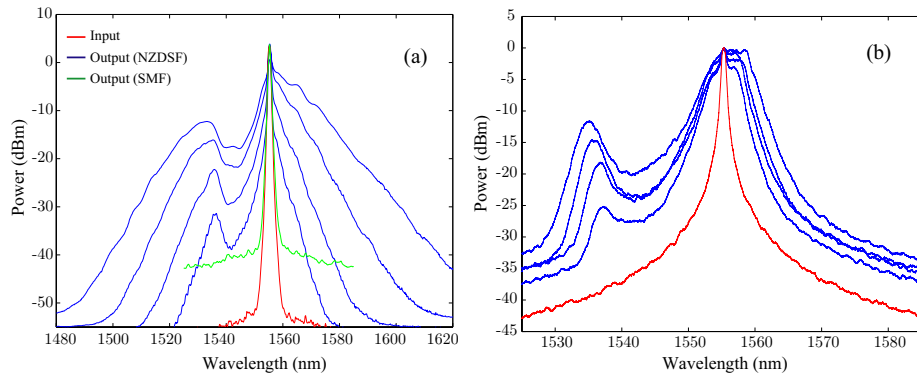


Fig. 3. (a) Experimental and (b) simulated output spectra for increasing pump power. From bottom to top (a) $P=0.8, 1, 1.4,$ and 1.8 W and (b) $P=0.4, 0.5, 0.7,$ and 0.9 W. Green : normal dispersion $P=1.4$ W.

the same power levels as in Fig.3(a) and (b). As one can see, the input autocorrelation function is flat while it is characterized by a peak on a background at the fiber's output, meaning a transfer from partial coherence to incoherence of the laser beam during propagation. The width of the autocorrelation peak is 1.5 ps and the background decreases with the powers, contrarily to what occurs numerically in Fig.3(b). The calculated width on this figure is 1 ps. We believe that the small discrepancy with the measurements comes probably from the fact that the RFL is unpolarized.

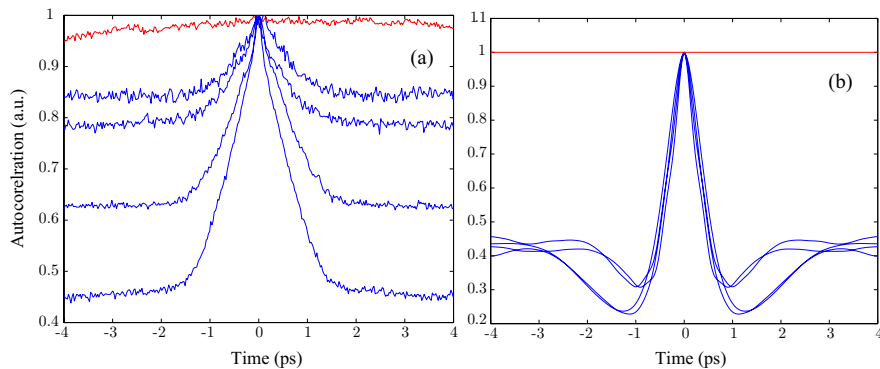


Fig. 4. (a) Experimental and (b) theoretical intensity autocorrelation functions for increasing power levels from top to bottom (a) $P=0.8, 1, 1.4,$ and 1.8 W and (b) $P=0.4, 0.5, 0.7, 0.9$ W. Red : Input.

4 Conclusion

In this work, we have investigated the nonlinear propagation of a continuous-wave partially-coherent laser beam propagating in the neighbourhood of the zero-dispersion-wavelength of single-mode optical fibers. Using a phase-diffusion model for the PC wave, we have shown that modulation instability is responsible for spectral broadening and for the break-up of the continuous background. Additionally, we have identified the spectral broadening mechanism as resulting from the fission of higher-order solitons into fundamental solitons and blue-shifted dispersive radiations. Experimental results obtained with a Raman fiber laser and a dispersion-shifted fiber are in very good agreement with numerical and analytical predictions. Finally, this study provides a good guide to help in the design of Raman fibers amplifiers and supercontinuum generation for optical communication.

Impact of Pump Phase Modulation on the Gain of Fiber Optical Parametric Amplifier

A. Mussot, A. Durécu-Legrand, E. Lantz, C. Simonneau, D. Bayart, *Member, IEEE*, H. Maillotte, and T. Sylvestre

Abstract—In practice, fiber optical parametric amplifiers are generally driven by a phase-modulated pump wave to avoid stimulated Brillouin back-scattering. We show both analytically and numerically that the phase modulation of the pump can induce strong parametric gain modulation and that this detrimental effect depends both on the rise–fall time of the phase modulator and on the fiber dispersion slope.

Index Terms—Optical fiber amplifiers, parametric amplifiers, phase modulation.

I. INTRODUCTION

FIBER OPTICAL parametric amplifiers (FOPAs) and their applications for ultrafast all-optical processing have recently been the focus of numerous studies [1], [2]. One of the major advantages of FOPA-based devices is that they can be considered as fully transparent and independent of the data modulation format and bit rate. This independence arises because the underlying four-wave-mixing mechanism relies on the quasi-instantaneous optical Kerr effect and thereby retains both the amplitude and the phase of original signal. This unique property remains valid under the assumption of an ideal monochromatic continuous-wave (CW) pump. From a practical viewpoint, however, FOPAs are in most cases driven by phase-modulated CW pump schemes to avoid both synchronization problems and backward stimulated Brillouin scattering (SBS) [1], [2]. In this letter, we revisit analytically the principle of operation of FOPA by taking into account the phase modulation of the pump wave and show that it can induce strong gain modulation that interferes with the data modulation format. In particular, our analytical results reveal that both the rise time of the modulator and the dispersion slope of the fiber are the main limiting parameters. We further illustrate the detrimental impact of these time-dependent parametric gain variations on a 10-Gb/s signal by means of a relevant numerical example using a pseudorandom binary sequence (PRBS) for the phase modulation of the pump.

II. ANALYTICAL MODEL

Single-pump parametric amplification in optical fibers is based on degenerate four-wave mixing whereby a pump wave amplifies a frequency-detuned signal wave and generates

a conjugated idler wave. To assess the influence of pump phase modulation on the parametric gain, let us first consider the well-known nonlinear Schrödinger (NLS) equation that governs parametric amplification in optical fibers. Neglecting the fiber loss and including the higher order dispersion terms, this NLS equation takes the following form [3], [4]

$$j \frac{\partial A}{\partial z} = - \sum_{m=2}^4 j^m \frac{\beta_m}{m!} \frac{\partial^m A}{\partial \tau^m} - \gamma |A|^2 A \quad (1)$$

where $A(\tau, z)$ is the slowly varying amplitude of the electrical field, $\tau = t - z/v_g$ the time expressed in a reference frame moving with the group velocity of the pump wave, β_m the m th dispersion order, and γ the nonlinear coefficient.

Equation (1) is known to possess a steady-state CW solution and parametric amplification of a small signal is purposely examined by a linear stability analysis of its CW solution [3]

$$A(\tau, z) = \left(\sqrt{P_0} + u(\tau, z) \right) \times \exp \left[j(\gamma P_0 z + \varphi(\tau)) \right] \quad (2)$$

where P_0 is the pump power, $u(\tau, z)$ the small signal, and $\varphi(\tau)$ a time-dependent term that accounts for the phase modulation of the pump. Linearizing with respect to u and keeping only the first derivative of the pump phase $\varphi_\tau = \partial \varphi / \partial \tau$, one gets the following expression:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial z} = & - \sum_{m=2}^4 (j)^{m-1} \frac{\beta_m}{m!} \\ & \cdot \left(\frac{\partial^m u}{\partial \tau^m} + j m \frac{\partial^{m-1} u}{\partial \tau^{m-1}} \varphi_\tau + (j)^m (\varphi_\tau)^m (\sqrt{P_0} + u) \right) \\ & - \sum_{m=3}^4 (j)^{m-1} \frac{\beta_m}{m!} \left(-3(m-2) \frac{\partial^{m-2} u}{\partial \tau^{m-2}} (\varphi_\tau)^2 \right) \\ & - j \frac{\beta_4}{24} \left(4j \frac{\partial u}{\partial \tau} (\varphi_\tau)^3 \right) + j \gamma P_0 (u + u^*). \end{aligned} \quad (3)$$

Now we suppose that the general solution of the small perturbation can be written as

$$u(\tau, z) = u_s \times \exp[j(\Delta\omega\tau - Kz)] + u_i \times \exp[-j(\Delta\omega\tau - Kz)] \quad (4)$$

where u_s and u_i denote the signal and idler amplitudes, respectively, $\Delta\omega = \omega_p - \omega_s$ is the frequency deviation with respect to the pump, and K the wavenumber. By inserting (4) in (3) we obtain a set of ordinary differential equations that can be expressed in a matrix form

$$\frac{\partial}{\partial z} U = jM \times U, \quad \text{with } U = \left[u_s, u_i^*, (u_s \times u_i)^{1/2} \right]^T. \quad (5)$$

Manuscript received October 16, 2003; revised January 21, 2004.

A. Mussot, E. Lantz, H. Maillotte, and T. Sylvestre are with the Laboratoire d'Optique P. M. Duffieux, U.M.R. CNRS/Université de Franche-Comté 6603, F-25030 Besançon Cedex, France (e-mail: amussot@univ-fcomte.fr).

A. Durécu-Legrand, C. Simonneau, and D. Bayart are with the Alcatel, Research and Innovation Department, F-91460 Marcoussis, France.

Digital Object Identifier 10.1109/LPT.2004.826123

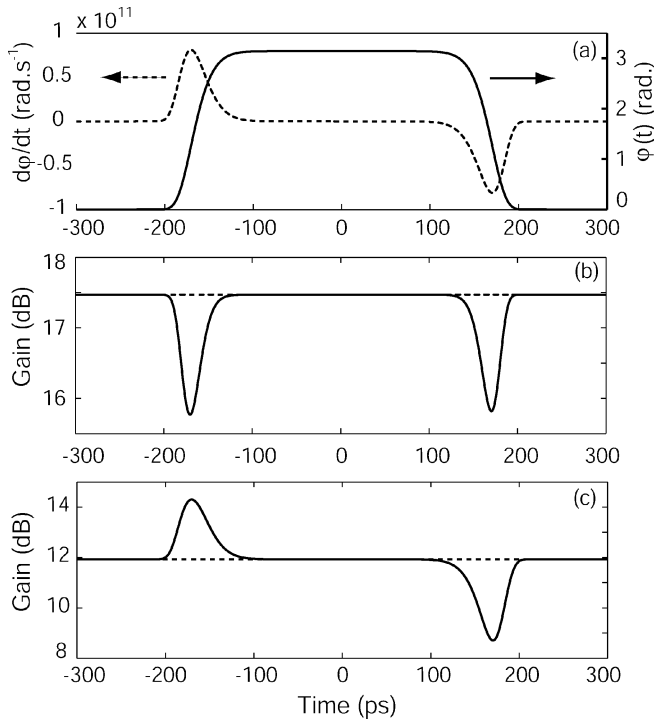


Fig. 1. (a) Phase of the pump wave (solid line, right scale) and its associated time derivative (dashed line, left scale). (b) Instantaneous parametric gain of a CW signal located at 4.7 THz from the pump frequency (solid line) and usual parametric gain (dashed line). (c) Same as (b) but with a signal located at 3 THz from the pump. Parameters are $\beta_2 = 0$, $\beta_3 = 1.2 \times 10^{-40} \text{ s}^3/\text{m}$, $\beta_4 = -2.85 \times 10^{-55} \text{ s}^4/\text{m}$, $\gamma = 18 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, $L = 300 \text{ m}$, and $P_0 = 500 \text{ mW}$.

The parametric amplitude gain is then derived from the eigenvalues (K_i) of the stability matrix M and is defined as $g = |\Im(K_i)|$, with $\Im(K_i)$ the highest imaginary part of K . In the nondepleted pump approximation, it can be expressed as

$$g(\tau)^2 = -(\Delta\beta_L + \delta\beta(\tau)) \left(\gamma P_0 + \frac{\Delta\beta_L + \delta\beta(\tau)}{4} \right) \quad (6)$$

with $\Delta\beta_L = \beta_2\Delta\omega^2 + (\beta_4/12)\Delta\omega^4$ the standard linear phase mismatch and $\delta\beta(\tau) = \beta_2\varphi_\tau^2 - \beta_3(\varphi_\tau\Delta\omega^2 + 1/3\varphi_\tau^3) + (\beta_4/12)(\varphi_\tau^4 + 6\varphi_\tau^2\Delta\omega^2)$ the instantaneous phase mismatch induced by the phase modulation of the pump. A straightforward formulation of the parametric gain can be obtained by assuming that, first, the FOPA operates at the exact zero-dispersion wavelength of the fiber, i.e., $\beta_2 = 0$, and, second, $\varphi_\tau \ll \Delta\omega$, which is valid for any spectral shift larger than a few tens of gigahertz, i.e., nearly over all the gain band. It reads as

$$g(\tau)^2 = -\left(\frac{\beta_4\Delta\omega^4}{12} - \beta_3\Delta\omega^2\varphi_\tau \right) \left(\gamma P_0 + \frac{\beta_4\Delta\omega^4}{48} - \frac{\beta_3\Delta\omega^2}{4}\varphi_\tau \right). \quad (7)$$

Equation (7) shows that the parametric gain becomes time-dependent and depends both on the derivative of the pump phase and the fiber dispersion slope. Note that if we set $\varphi_\tau = 0$ in (6) and (7), we can readily find the usual expression of the parametric gain for the case of a monochromatic pump [4]. Figs. 1 and 2 illustrate the influence of pump phase modulation on the parametric gain of a CW signal. In this example, we use the typical parameters of an FOPA based on a highly

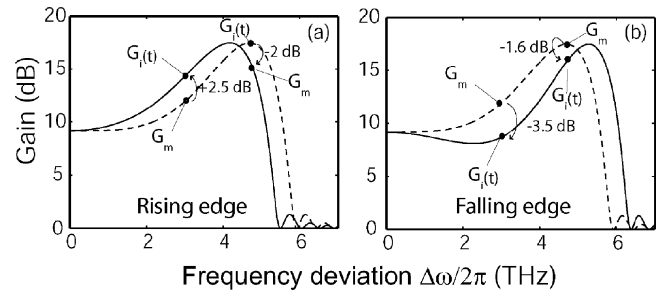


Fig. 2. Parametric gain bands for (a) a rising edge and (b) a falling edge of the pump phase (solid lines), and for $\varphi_\tau = 0$ (dashed lines).

nonlinear fiber [3], whose values are listed in the caption of Fig. 1. This configuration indeed allows for the achievement of a broad-band amplification in the 1.5–1.6- μm range with a pump wavelength of 1.55 μm , as shown by the dashed curve of Fig. 2(a) and (b). Additionally, we assume that the pump wave is π -binary phase-shift-keying phase-modulated by a PRBS operating at a frequency of 3 GHz and with a realistic rise–fall time of 27 ps. This modulation scheme has recently been demonstrated for both SBS suppression and idler sideband minimization [5]. Also, as this corresponds to the worst-case scenario, our conclusions will be valid for other modulation schemes. In Fig. 1(a), we depict one bit of the phase sequence (solid line) and its associated time derivative (dashed line). Fig. 1(b) and (c) shows the instantaneous parametric gain in decibels, $G = 1 + [(\gamma P_0/g) \sin h(gL)]^2$, calculated from (7), for two small signals. The first signal is shifted by 4.7 THz from the pump frequency, i.e., at the maximum of the dashed gain curve on Fig. 2. The second signal is detuned by 3 THz, which corresponds to the inflection point of the gain curve. As it can be easily seen, the phase modulation of the pump has a significant impact on the temporal evolution of the parametric gain during both the leading and falling edges of the pump phase. Indeed, the gain suffers from sharp modulations either positive or negative. For comparison, the parametric gain for a monochromatic pump wave remains constant, as shown by the dashed lines of Fig. 1(b) and (c). The physical interpretation of this phase-induced gain modulation is quite intuitive. In fact, the phase modulation of the pump leads to an instantaneous frequency chirp (or pump frequency dithering) that can be readily expressed as the form $\omega(\tau) = \omega_0 - 1/(2\pi)d\varphi/d\tau$, with ω_0 the mean frequency of the pump.

Hence, this pump frequency dithering will modify the phase-matching condition in (6), which becomes time-dependent and induces a fast periodic dithering of the parametric gain band on the frequency axis. As the uniformity of parametric gain band is not preserved (see Fig. 2), the parametric gain differs from its nominal value [when $\varphi_\tau = 0$ in (7)] during each phase jump of the pump wave.

To gain better insight, we have plotted in Fig. 2(a) and (b) the instantaneous gain curves for the two extreme values of $\varphi_\tau \approx \pm 1.10^{11} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$, which correspond to the rising and falling edges of pump phase presented in Fig. 1(a), respectively. It is worth reminding that the dashed curve of Fig. 2(a) and (b) shows the parametric gain for a monochromatic pump, which is equivalent to the nominal gain when $\varphi_\tau = 0$ in the PRBS pump

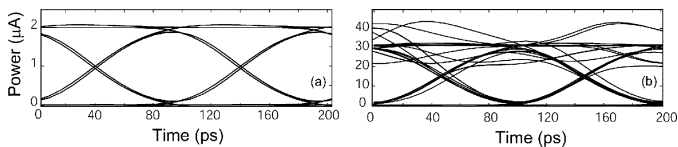


Fig. 3. Electrical eye patterns. (a) Amplifier's input and (b) amplifier's output.

case. If we look at the signal at 3 THz in these figures, the nominal gain is $G_m = 12$ dB. Now, when $\varphi_r \approx +1.10^{11}$ rad \cdot s $^{-1}$, the gain reaches $G_i = 14.5$ dB, which corresponds to a significant increase of +2.5 dB, in good agreement with the peak gain modulation in Fig. 1(c). The same explanation stands for the falling edge of the pump phase [Fig. 2(b)] that induces a decrease of -3.5 dB in the gain, and can be applied to all the frequencies included in the gain band. Interestingly, Fig. 2 also shows that the gain variations are significantly different with respect to the pump frequency deviation. For $\Delta\omega \leq 4$ THz, the rising (falling) edge of the pump phase yields an increase (decrease) of the instantaneous gain, the largest being at the inflexion point of the gain curve. However, these gain variations become very small near the pump frequency because the parametric gain in this particular regime is parabolic [1], [3] and less sensitive to the phase-matching variations induced by the pump frequency dithering. In contrast, around the perfect phase-matched frequency (4.7 THz), the phase-mismatch induced by the pump phase jumps always leads to a reduction of the parametric gain.

III. NUMERICAL SIMULATION

In this section, we study the detrimental impact of pump phase modulation in an FOPA by means of a numerical integration of the NLS (1). We consider the amplification of nonreturn-to-zero (NRZ) data modulation format at a bit rate of $R = 10$ Gb/s, in the same operating conditions as in Section II. The input signal is 3-THz shifted from the pump, which corresponds to a critical case as regards gain modulation (see Fig. 2). Additionally, the receiver is modeled in a realistic manner as follows: We used an optical Fabry-Pérot filter (bandwidth = $4R$) combined with an electrical square detector and a second-order Butterworth filter (bandwidth = $0.8R$) [6]. Our numerical results, presented in Fig. 3(a) and (b), show the eye patterns at the FOPA's input and output, respectively. The clearly opened input eye pattern is severely distorted at the amplifier's output, though there is no input noise, meaning that the pump phase modulation has a strong impact on the data modulation format. This degradation can be seen in details in Fig. 4(a) and (b) which illustrates the optical and electrical bit sequence of the amplified NRZ signal, respectively. For the sake of clarity, the phase of the pump wave is also shown on this figure (dashed lines). During each phase jump, the detected signal undergoes sharp power spikes or dips, whose maximum amplitude can reach more than 50% of the mean power in Fig. 4(a) for this numerical example. Note that on Fig. 4(b), the impairment is weakened for the electrical trace because of the high-frequency filtering, but it still remains important,

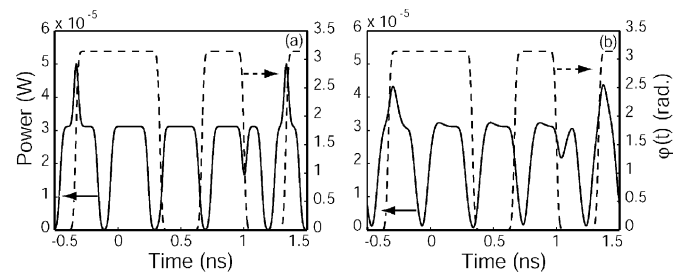


Fig. 4. (a) Optical and (b) electrical traces showing how a bit sequence can be deteriorated by the phase modulation of the pump shown in dashed line (right scale). The input mark level signal power is 2μ W.

as shown by the eye pattern of Fig. 3(b). As a matter of fact, these over and under amplifications of the signal are directly related to the maximum of the pump frequency chirp, in good agreement with our analytical predictions of Section II. In a real application, however, these gain modulations should be reduced due to longitudinal fluctuations in the zero-dispersion wavelength of optical fibers that affect the parametric gain band [3].

IV. CONCLUSION

We have revisited, theoretically, the principle of operation of parametric amplifiers by taking into account the phase modulation of the pump wave, necessary in practice to avoid SBS. We have shown that the rise-fall time of the modulator can induce strong modulation in the parametric gain and, in particular, that the fiber's dispersion slope plays an important role. This detrimental amplitude jitter may cause a significant noise-figure degradation well below the saturation regime of fiber parametric amplifier. The current development of nonlinear fibers with ultralow dispersion slopes would be potentially beneficial in order to overcome this impairment [7].

REFERENCES

- [1] J. Hansryd, P. A. Andrekson, M. Westlund, J. Lie, and P.-O. Hedekvist, "Fiber-based optical parametric amplifiers and their applications," *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 8, pp. 506–520, May/June 2002.
- [2] M. E. Marhic, "Toward practical fiber optical parametric amplifiers," in *Tech. Dig. Optical Fiber Communication*, Atlanta, GA, Mar. 23–28, 2003, Invited Paper ThT3, pp. 10–11.
- [3] L. Provino, A. Mussot, E. Lantz, T. Sylvestre, and H. Maillotte, "Broadband and flat parametric amplifiers with a multi-section dispersion tailored nonlinear fiber arrangement," *J. Opt. Soc. Amer. B*, vol. 20, no. 7, pp. 1532–1537, 2003.
- [4] M. E. Marhic, N. Kagi, T. K. Chiang, and L. G. Kazovsky, "Broadband fiber optical parametric amplifiers," *Opt. Lett.*, vol. 21, pp. 573–575, 1996.
- [5] T. Tanemura, H. C. Lim, and K. Kikuchi, "Suppression of idler spectral broadening in highly efficient fiber four wave mixing by binary phase shift keying modulation of pump wave," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 13, pp. 1328–1330, Dec. 2001.
- [6] F. Matera and M. Settembre, "Comparison of the performance of optically amplified transmission systems," *J. Lightwave Technol.*, vol. 14, pp. 1–11, Jan. 1996.
- [7] T. Okuno, M. Tanaka, M. Hirano, T. Kato, M. Shigematsu, and M. Onishi, "Highly-nonlinear and perfectly dispersion-flattened fibers for quasi tunable wavelength conversion," in *Proc. Eur. Conf. Optical Communication*, Rimini, Italy, Sept. 21–25, 2003, Paper We4.P.29, pp. 614–615.

Broadband Supercontinuum in a Microchip-Laser-Pumped Conventional Fiber: Toward Biomedical Applications

C. Courvoisier¹, A. Mussot¹, R. Bendoula¹, T. Sylvestre¹, J. Garzon Reyes², G. Tribillon¹,
B. Wacogne¹, T. Gharbi¹, and H. Maillotte¹

¹Laboratoire d'Optique P.M Duffieux, U.M.R CNRS/Université de Franche-Comté n° 6603, Besancon cedex, 25030 France
e-mail: bruno.wacogne@univ-fcomte.fr

²Grupo de Optica y Espectroscopia, Centro de Ciencia Basica, Universidad Pontificia Bolivariana, Medellin, Colombia
Received September 16, 2003

Abstract—Over the past years, supercontinuum generation in photonic crystal fibers, especially in the femto-second pulse domain, has been the subject of a large number of studies and publications. Here, we present an easy and cost-effective alternative method for producing a broadband supercontinuum in a usual dispersion shifted telecommunication fiber pumped by a microchip subnanosecond laser. The supercontinuum generation, as well as its applications for the biomedical domain, is described in this paper.

1. INTRODUCTION

In view of its potential for many applications, such as optical metrology, spectroscopy, biomedical optics, and optical communications, supercontinuum (SC) generation has been the object of extensive research over the past few decades [1]. The first works were conducted in bulk architectures [2, 3]. In those experiments, the mechanisms initiating the supercontinuum were mainly based on self-phase modulation (SPM). Visible SCs extending from 400 to 700 nm were reported, but the bulk form of the experiments led to very short interaction lengths and, therefore, to quite large required input power densities (10 to 100 fs–100 MW). Around 1976, SCs were produced in conventional fibers. In this way, the interaction lengths were greatly increased [4]. Consequently, SCs extending from 440 to 630 nm were obtained with relatively low power densities (10 ps to 10 ns–1 kW). The SCs were initiated by mixtures of four-wave mixing (FWM) and stimulated Raman scattering (SRS). However, the small nonlinear coefficients of the fibers, together with the low pump pulse quality available at that time, made the nonlinear processes hard to maintain in such long fibers. Around the year 2000, an important hurdle was passed with the use of photonic crystal fibers (PCF) [5–8]. Thanks to their specific air–silica microstructure, these fibers can exhibit very large nonlinear coefficients. Perhaps more importantly, they offer the possibility of tuning the zero dispersion wavelength (ZDW) in the visible region, thereby promoting FWM for shorter wavelengths. Note that in the mostly used regime, the femtosecond pulse regime, the SC is mainly initiated by SPM, but the full SC generation (400 to 1600 nm) [5, 6] relies on the combination of a large variety of nonlinear phenomena. It is significant that FWM around the ZDW plays a major role in the smoothness of the SC. In the picosecond or nanosecond regimes, the latter phenomenon, together with SRS, has

also led to SCs extending from 400 to 1000 nm [1, 7]. All these recent techniques offer truly impressive results, but they have, however the drawback of requiring special optical fibers and also bulk laser sources in most cases.

In this paper, we show that a much simpler experimental setup consisting of a conventional telecommunication fiber and a low-cost subnanosecond microchip laser also produces a bright and wideband SC, which is directly relevant for metrological or biomedical applications. Indeed, by launching 0.4 ns pulses issued from a frequency-doubled, passively Q-switched Nd:YAG microchip laser at a repetition rate of 6.7 kHz in a 650 m long dispersion shifted fiber (DSF), we generated a spatially single-mode supercontinuum spanning more than 1100 nm with a spectral mean power density of about 5 $\mu\text{W}/\text{nm}$. To the best of our knowledge, this is the simplest configuration leading to such a bright and extended supercontinuum in optical fibers. Furthermore, the SC issued from the DSF remains actually very stable without the need for a controlled environment. The SC spectral extent (over 1100 nm), brightness (0.1 $\text{mW}/\mu\text{m}^2$), coherence length (1.5 μm), and its spatially single-mode distribution (5.6 μm in diameter) are important parameters that make the SC extremely useful in a number of applications, such as spectroscopy, optical coherence tomography, white-light interferometry, and microscopy. Additional advantages concern the remote character of the SC source (due to the length of the DSF), the attractive cost of the setup, and its immediate compatibility with the conventional connectics.

In Section 2 of this paper, we describe the underlying processes initiating the SC in the fiber and present experimental results confirming its strong spectral extension, as well as its single-mode characteristics. A summary of the reasons that led us to choose this simple experimental configuration is given as a conclusion

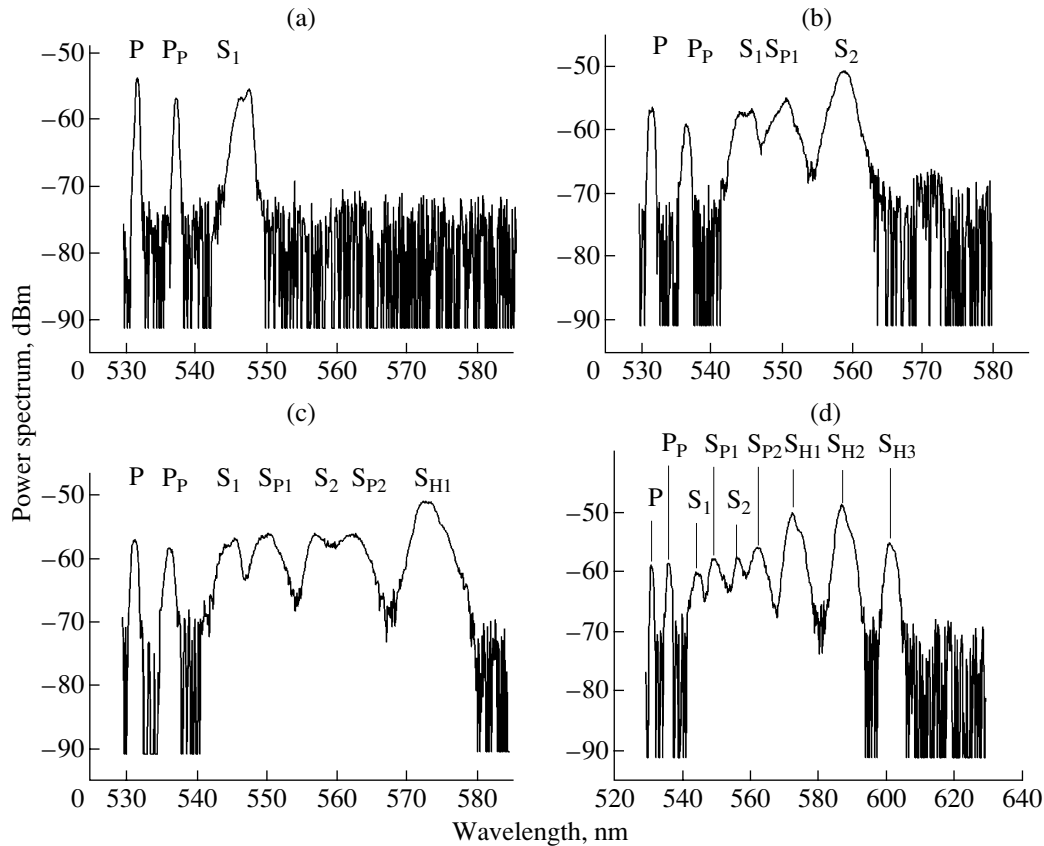


Fig. 1. Fiber output power spectra showing the first steps leading to the supercontinuum. Pump mean launched power: (a) 1.72 mW, (b) 1.75 mW, (c) 1.78 mW, and (d) 1.83 mW.

to this section. In Section 3, we present preliminary experimental works that have been carried out in order to show the usefulness of such a broadband bright source. We focused our attention on systems relevant for biomedical applications, such as white-light interferometry, optical coherence tomography (OCT), and chromatic dispersion confocal microscopy. This section is not meant to present finalized biomedical systems, but should be considered more as a presentation of what is possible to achieve when using such a supercontinuum. Finally, a conclusion will be proposed in which we summarize the main characteristics of the new optical source we have proposed.

2. SUPERCONTINUUM GENERATION

Supercontinuum generation is mainly based on a double Raman cascade initiated by a multimode FWM process around the pump laser wavelength at 532 nm. It has already been described in detail in a recent publication [8]. Here, we recall the main aspects of the spectral broadening process. The experimental arrangement is extremely simple. It merely consists in launching the pump laser beam directly in the DSF fiber by means of a $\times 10$ objective. Figure 1 shows the fiber output spectrum and how the continuum is initiated by

considering increasing pump powers. The first step of the process relies on two different phenomena. The initial pump P generates a first Raman Stokes order S_1 separated from the pump by a Raman shift of 13.2 THz corresponding to the silica molecular vibrational modes (Fig. 1a). At the same time, a transverse multimode FWM process creates anti-Stokes and Stokes components 5 nm away from the pump wavelength. This FWM process is efficient because the DSF is multimode at the pump wavelength and allows multimode phase matching in this wavelength range. We call P_p the Stokes sideband of the FWM process, and we consider it as a second parametric pump as it is generated with a very high efficiency. Therefore, each of these individual pumps (P and P_p) is expected to produce its own Raman cascade. When the launching power is slightly increased, two distinct Raman cascades are effectively observed (Fig. 1b). Here, P generates S_1 , which generates the second Raman order S_2 afterwards. At that point, P_p generates its own Raman order S_{p1} . Thus, P generates the cascade S_i , while P_p generates the cascade S_{pi} , each new Raman order being approximately twice as large as the previous one [9].

When further increasing the pump power (Fig. 1c), what we call a hybrid wave S_{H1} is generated. This

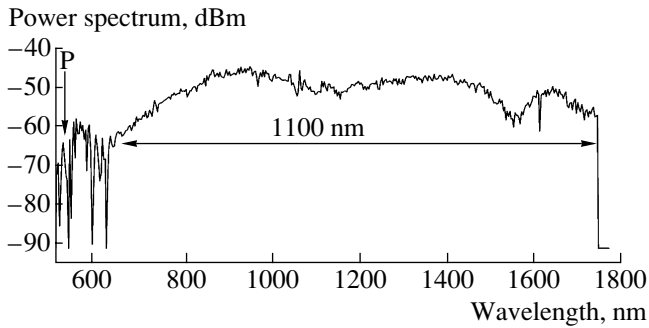


Fig. 2. The supercontinuum is fully developed. The mean pump power is 10.5 mW. 1750 nm represents the upper limit of our spectrum analyzer.

hybrid wave results from the overlapping of the two former Raman cascades. From this point, a hybrid Raman cascade S_{Hi} is generated (Fig. 1d). When the pump power is large enough, the continuously broadened Raman orders overlap and produce the supercontinuum shown in Fig. 2. The latter extends from 650 nm to more than 1750 nm. Note that this apparent limit is due to the cutoff wavelength of our optical spectrum analyzer. This example corresponds to a SC extending over 1100 nm with a mean spectral power density of $5 \mu\text{W}/\text{nm}$.

An important issue that must be addressed concerning the continuum is its spatial distribution within the fiber. Let us go back to the early formation stages of the continuum. To this end, we cut our fiber back to a length of about 1 m once the SC fully develops in the 650-m-long DSF. The output face of the fiber is imaged on a CCD camera after reflection on a diffraction grating. This allows separation of the spectral components of the first generated light and visualization of their modal distribution. Figure 3a shows the anti-Stokes and Stokes signals generated from multimode FWM around the initial pump at 532 nm. Pump P is distributed between the fundamental LP_{01} mode and LP_{11} mode. The phase-matching condition required for the initial FWM process is met thanks to the propagation constant difference between these two fiber modes. Therefore, pump P is efficiently split to generate the “second” pump P_p , which corresponds to the LP_{11} Stokes sideband of the multimode FWM process. Figure 3b shows the modal distributions of the two initial pumps together with the modal distributions they induce around the first Raman order. It shows that, in addition to the Raman energy transfer from pumps P and P_p , a second identical multimode FWM process is generated, with S_1 being now a parametric pump equally distributed over LP_{01} and LP_{11} modes. Figure 4a shows the same modal distribution but for the whole 650-m-long DSF. The above-mentioned anti-Stokes

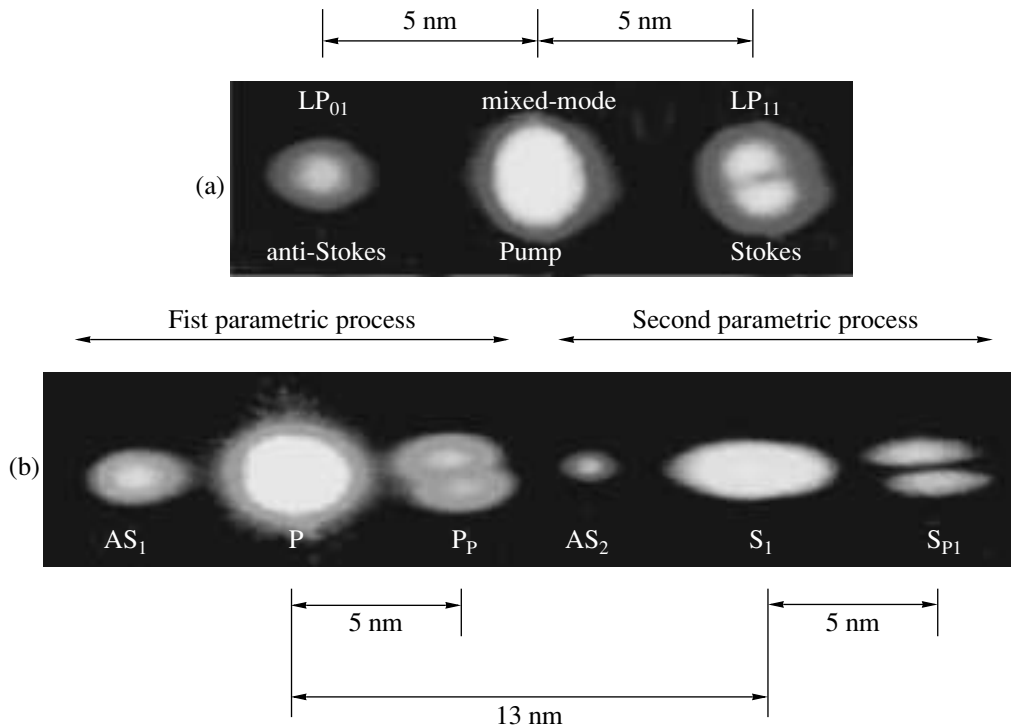


Fig. 3. Modal distribution of the FWM process initiated by multimode phase matching. (a) 532 nm pump in both LP_{01} and LP_{11} modes, plus the anti-Stokes and Stokes sidebands on the LP_{01} and LP_{11} modes, respectively. (b) The same feature for both the 532 nm pump and the first Raman Stokes order.

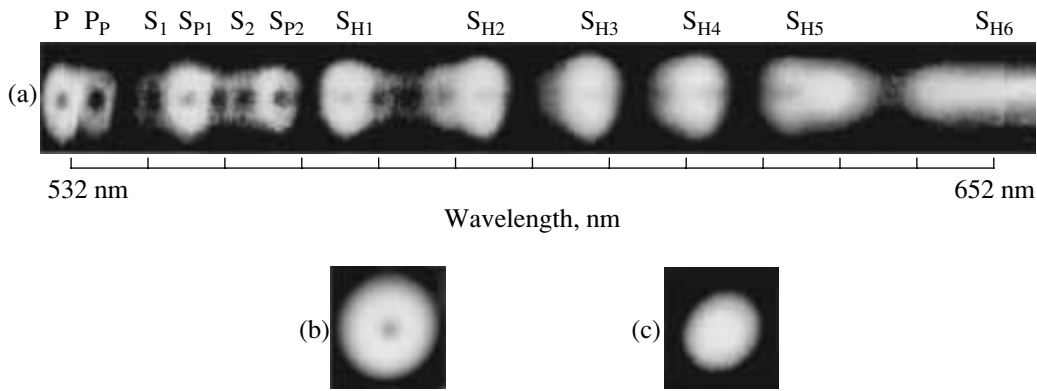


Fig. 4. Evolution of the modal distribution of the double Raman cascade; (a) from S_{H6} , the light is concentrated on the fundamental mode. Far field output: (b) without and (c) with a frequency low-pass filter at 650 nm.

components are strongly attenuated due to Raman absorption in the long fiber. The donut distribution that can be seen in Fig. 4a for the discrete components P to approximately S_{H2} features mode overlapping in long optical fibers. The modal distribution evolves progressively toward the fundamental LP_{01} mode, which appears to be the only excited mode from S_{H6} , i.e., at the beginning of the continuum. Indeed, the SC which formed from $\lambda = 650$ up to 1750 nm is entirely generated in the fundamental mode. To verify this property, the fiber output spot was filtered by means of a frequency low-pass chromatic filter at 650 nm. Figures 4b and 4c show the far-field spatial intensity distribution recorded using a CCD camera with and without a filter. The spot size reduction in the filtered image, as well as its homogeneous intensity profile (Fig. 4c), confirm that the SC is effectively single-mode. This interesting feature is due to the progressive mode coupling along the entire length of the 650 m long fiber, which yields selective filtering by the Raman gain during propagation. This favors the SRS growth on the fundamental mode, as previously shown in [10]. The quite surprising coincidence between the beginning of the continuum at 650 nm and its evolution in the fundamental mode from this wavelength seems in fact correlated. Indeed, as all waves evolve in the fundamental mode from 650 nm, the whole power confined in this unique mode may lead to a dramatic enhancement of the effective nonlinear coefficient. Therefore, from this wavelength, Raman orders saturate faster and induce a dramatic broadening that completes the merging of the discrete hybrid Raman cascade into the SC [11]. Additionally, the mutual action of self- and cross-phase modulation and possibly FWM between Raman orders may contribute to the SC smoothing.

To conclude this first part of the paper, we present what is, to the best of our knowledge, the simplest technique that leads to the generation of a broadband and powerful supercontinuum. The method is based on the use of a conventional DSF and a Q-switched microchip

laser. Contrarily to what usually occurs in PCFs, we do not exploit the phase-matching properties that enable efficient FWM near the zero dispersion wavelength. Instead of that, we exploit the fact that the GeO_2 doped core of the DSF greatly enhances the stimulated Raman scattering process. In this way, a low cost microchip laser with an average power of 15 mW is sufficient to initiate multimode FWM and, in turn, a double Raman cascade. This leads to a spatially single-mode supercontinuum extending from 650 nm to at least 1750 nm. The source thereby obtained is very bright ($0.1 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$) and exhibits a spectral power density of $0.5 \text{ }\mu\text{W}/\text{nm}$. An important aspect is that the continuum is extremely stable, as it can be easily maintained on a day-to-day basis. Also, its single-mode nature, as well as its very short coherence length, makes it a promising source for a wide range of applications, especially in the biomedical domain. Such applications are described in the next part of this paper.

3. SOME APPLICATIONS FOR THE SUPERCONTINUUM

The above-described arrangement has been successfully employed in several microscopy and tomography experiments, as described in what follows.

3.1. White-Light Interferometry—A Step Toward Optical Coherence Tomography

The first experiment we conducted concerns white-light interferometry. The objects under examination are air-filled polymer microballoons with diameters ranging from 1 to 3 μm and membrane thicknesses of the order of a few microns. As is shown schematically in Fig. 5, the SC is used as a source in a slightly modified microscope. The basic structure of our system corresponds to a conventional microscope in which an interferometric Mirau objective is employed. In this way, interferences may occur between the reference beam (reflected by the inner beam splitter) and the object

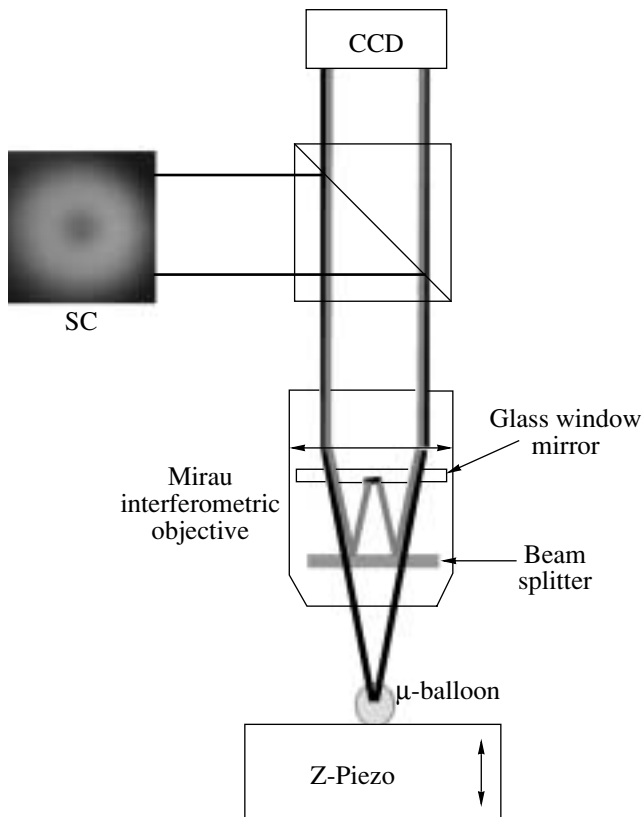


Fig. 5. Schematic diagram of the profilometer. The Mirau interferometric objective and the piezoelectric translator are used to modify a conventional microscope into an optical profilometer.

beam (reflected by the object under study). The interference pattern is then recorded by a CCD camera, as shown in Fig. 6a. In this figure, the reduced number of fringes illustrates the very short coherence length of the supercontinuum. The second modification applied to the microscope is that the object plate is mounted on a PC-driven piezoelectric translator. With this experimental arrangement, it is possible to reconstruct the surface profile of the object, which is directly defined by the fringe pattern [12]. By using four phase-mismatched interference patterns and a specific image processing software, the 3D surface of an object can be reconstructed. Figure 6b shows the surface of the microballoon reconstructed with this profilometry technique. Here, the radius of the microballoon is measured to be 1.053 mm.

In addition, if the intensity of one point of the image is recorded while the piezoelectric translator is continuously driven, the system can also be regarded as a 1D OCT apparatus. It can therefore be used to measure the membrane thickness of the microballoon. This type of measurement is shown in Fig. 7. Here, the two fringe patterns that can be seen (one weakly and one strongly contrasted) result from reflections of the light onto the

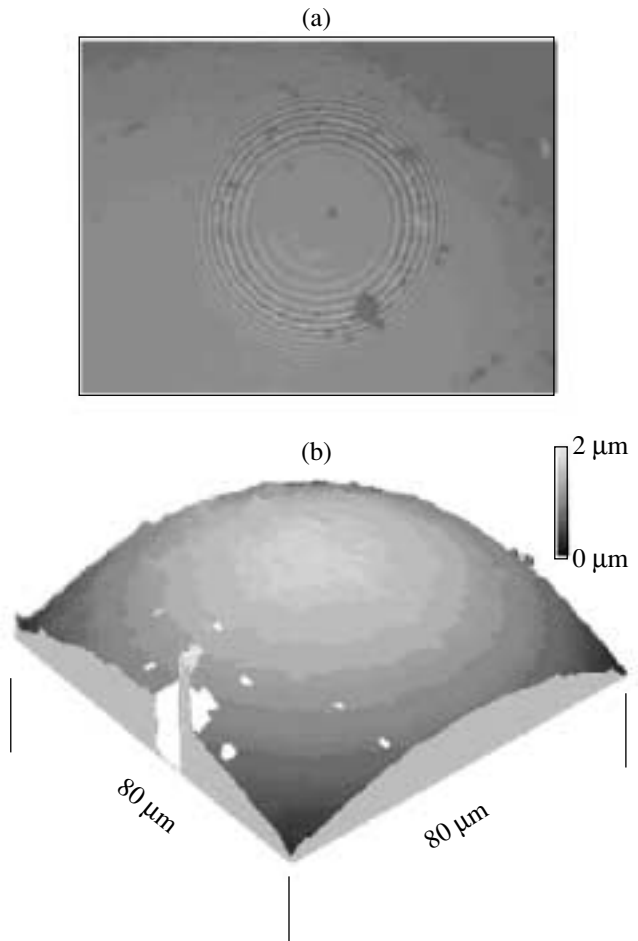


Fig. 6. (a) Interference pattern recorded at the CCD camera output. (b) Surface profile reconstructed by phase stepping. The object is a microballoon with a measured radius of 1.053 mm.

outer and inner surfaces of the membrane. In this figure, one acquisition step corresponds to a displacement of the object of 15 nm. With a refractive index of 1.56 for the polymer, a membrane thickness of 2.8 microns is measured. By analyzing the fringe pattern, we also deduce a very short coherence length for the SC (about 1.5 μm). Note that such a measurement would have been impossible by using conventional superluminescent diodes, whose coherence lengths are typically tens of microns. The contrast difference between the two fringe patterns is mainly due to the relatively high absorption of the polymer, which does not allow much light to be used to image the inner surface. Note that what has been presented above may directly be extended to a conventional 3D OCT system by performing the analysis for all the image pixels.

3.2. Chromatic Dispersion Confocal Microscopy

The white-light interferometry experiment presented above relies on the short coherence length of the

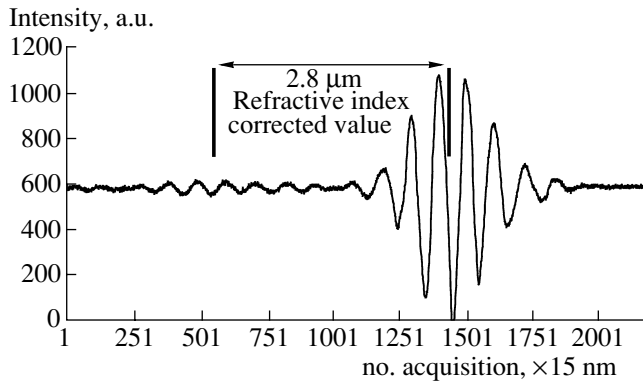


Fig. 7. The profilometer is used as a 1D OCT apparatus. The location of the two fringe patterns indicates a membrane thickness of $2.8 \mu\text{m}$. At the same time, the coherence length of the SC can be estimated to be about $1.5 \mu\text{m}$.

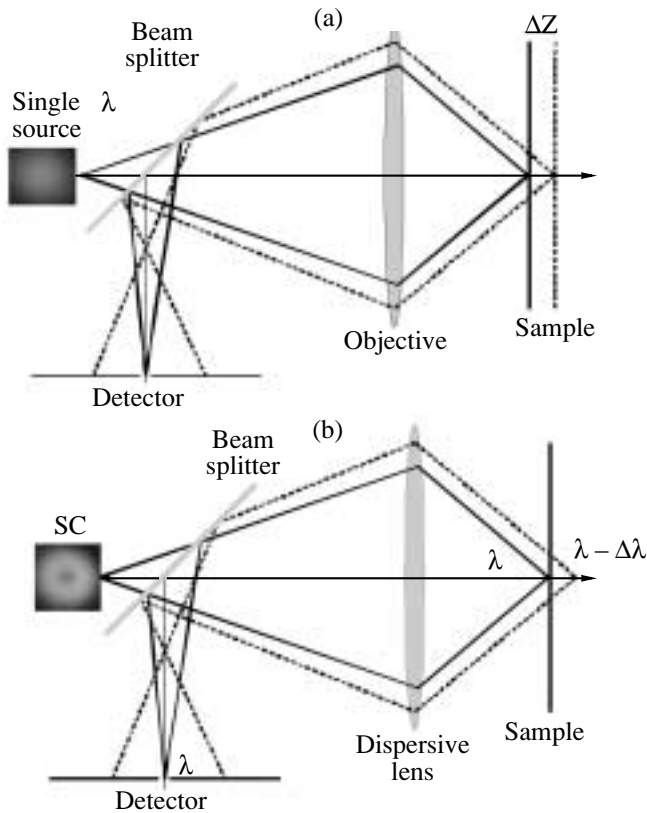


Fig. 8. Comparison between the conventional and chromatic dispersion confocal microscopes: (a) conventional version and (b) chromatic dispersion version.

SC. Meanwhile, the broad spectrum of the SC can also be efficiently used in chromatic dispersion confocal microscopy. Indeed, the use of such a polychromatic bright source, together with dispersive optics, greatly simplifies the conventional confocal microscopy technique [13]. Figure 8a shows a schematic diagram of a

conventional confocal microscope. The monochromatic light reflected by the object being tested is spatially filtered near the optical detector, here a usual photodetector. Any light reflected from a point in the object which is not confocal with the pointlike detector is drastically attenuated. This has the effect of selecting a slide in the object. Indeed, only the points of the object belonging to the focal point of the objective are detected. The other issue is that such a system improves the lateral resolution of the images. In order to scan the volume of the object, an XYZ scanning device is required.

In a different manner, Fig. 8b shows a polychromatic confocal configuration. Here, a chromatic dispersive objective is used. In this way, each individual wavelength is focused at one particular point on the optical axis. Indeed, there is a wavelength-dependent distribution of the focal points. Each of these points (for its specific wavelength) is confocal with the pointlike detector. At the stage when an optical spectrum analyzer is used as a pointlike detector, each spike (wavelength λ_d) in the recorded spectrum corresponds to the image of a point situated at a depth ' z_d '. In this way, each individual slide of the object is located at a depth confocal with the pointlike detector for a unique wavelength. This is an easy way of spectrally coding the depth of an object, as each individual spectral spike reveals the presence of a confocal reflecting point in the object. Here, we understand the advantage of using a chromatic dispersion confocal system because only an XY scanning apparatus is required for achieving a 3D mapping of an object. The depth ' z_d ' corresponding to a wavelength λ_d in the spectrum depends on the dispersion properties of the objective.

Experimentally, the signal reflected by the object surface is deflected toward the detection system and analyzed through a pigtailed digital spectrometer with a resolution of 0.34 nm . The wavelength–height conversion is realized by means of an experimental calibration procedure that has to be performed for each kind of dispersive objective. Using a metallic mirror as the object, the spectral response $I(\lambda)$ for different z positions was obtained. Figure 9a shows the normalized spectral response for three different z positions of the mirror. A calibration curve was obtained by means of a least square fitting of the experimental relation between the most intense spectral components of $I(\lambda)$ and z positions of the mirror. Figure 9(b) shows an example of a calibration curve obtained with a Fresnel lens.

The surface profile of the smaller letter E belonging to a 0.10 € coin was reconstructed using the chromatic dispersion confocal profile meter. Figure 10a shows the measured profile. The transverse displacement XY of the object was accomplished by two translation stages with a resolution of $10 \mu\text{m}$. The resolution in depth depends on the full width half maximum (FWHM) of the spectral peak in the recorded spectrum. However, because the spectral response depends on the wave-

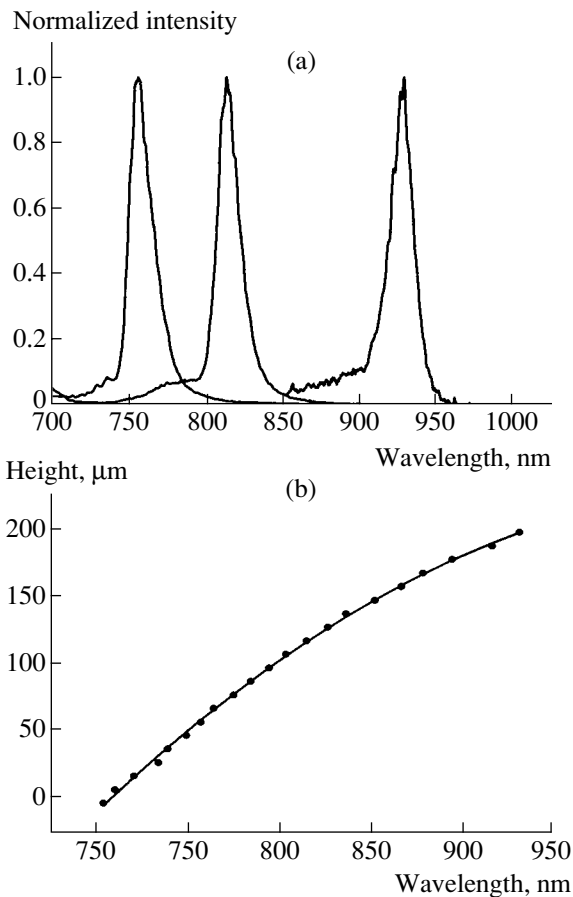


Fig. 9. Calibration procedure. The dispersive element is a Fresnel lens: (a) reflected spectrum recorded for three positions of the mirror (multiple exposure) and (b) calibration curve.

length, the FWHM has different values. From 700 to 938 nm, the experimental values for the FWHM changes from 18 to 6.48 μm , respectively. Figure 10b shows the signal reflected by a rugged plastic sheet. Here, the dispersive element is an aspheric doublet. The wavelength gap between the two main peaks indicates a sheet thickness of 41 μm . The width of the peak is mainly due to the nonpolished surfaces of the plastic sheet. Another experiment was performed on a double-membrane microballoon. Figure 10c shows the three peaks corresponding to the three surfaces of the double membrane. Membrane thicknesses of the order of 5 μm can be measured. It should be noted that, in this case, the FWHM of the reflected peaks is much thinner than that obtained with a less dispersive Fresnel lens. The expected resolution in depth is therefore enhanced. To conclude this part, it should be highlighted that the use of our bright SC allows the investigation of strongly absorbing tissues. In addition to its brightness, the broad spectral extension of the SC offers the possibility of studying thick objects without the need for a high-resolution spectrum analyzer.

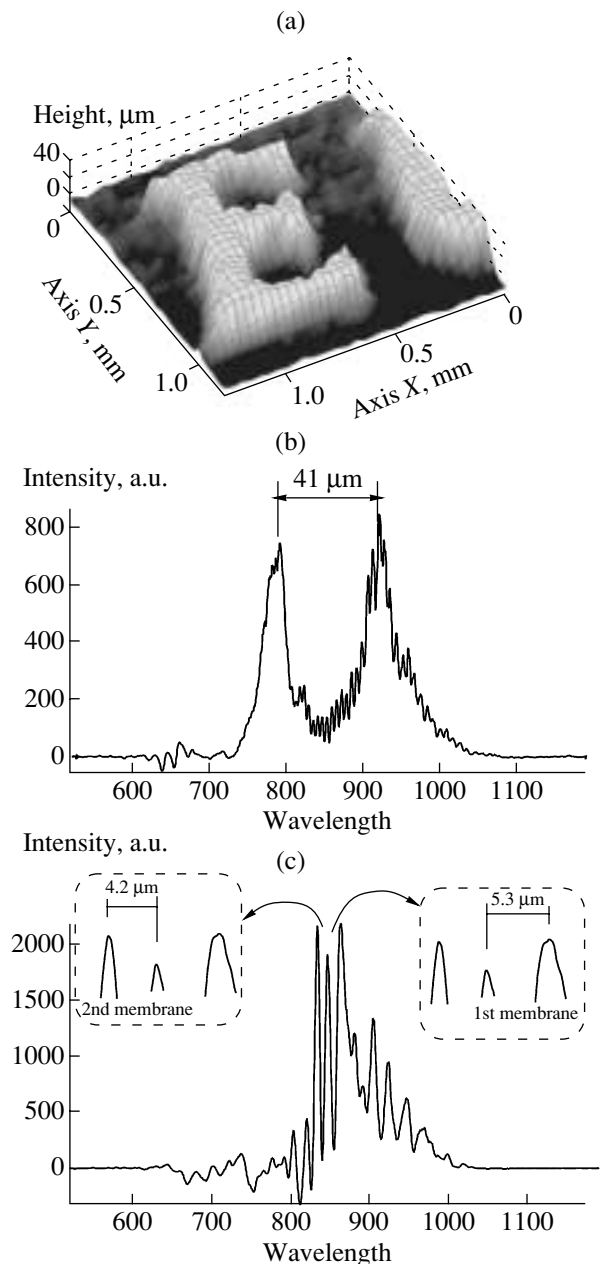


Fig. 10. Experimental chromatic dispersion confocal measurements on various objects. (a) The lower case “e” letter in a 0.10 € coin; here, a Fresnel lens is used. (b) Thickness measurement of a rugged plastic sheet; the dispersive element is an aspheric doublet. (c) Measurement on a double-membrane microballoon with the same dispersive element; here, the resolution in depth is at least 5 μm .

4. CONCLUSIONS

In this paper, we have presented what is, to the best of our knowledge, the simplest way to generate a bright and broadband supercontinuum. The technique is based on nonlinear FWM and Raman cascade interactions in a conventional DSF illuminated with a microchip sub-nanosecond laser at 532 nm. The SC thereby obtained

extends from 650 to over 1750 nm, with a brightness of $0.1 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$ and a mean power density of $5 \mu\text{W}/\text{nm}$. Other characteristics concern its single-mode spatial extension (field diameter of $5.6 \mu\text{m}$), its coherence length of $1.5 \mu\text{m}$, and the fact that the spectrum is very stable. The last point is that, since it is generated in a conventional telecommunication fiber, usual fiber connectors can easily be employed for its practical use as a source for many applications. As it relies on a microchip pump laser, such a source is also particularly cost-effective.

Early results using this supercontinuum as a polychromatic and incoherent source have also been presented. Our first results concern white-light interferometry and chromatic dispersion confocal microscopy. However, it is perhaps in the field of OCT that this source is the most promising. Indeed, with such a high optical power, strongly absorbing tissues may be studied. Also, due to the very short coherence length, 3D OCT with cubic voxels can now be envisaged. A final issue deals with the very wide spectrum obtained with this technique. For some tomographic applications, it may be necessary to select a part of the fully developed spectrum as required. One could think that filtering the spectrum would consequently enlarge the coherence length of the light, as is the case for superluminescent diodes. However, since the supercontinuum light pulses generated by our setup are certainly not Fourier transform, the coherence length of the source may remain extremely short even after a quite severe chromatic filtering. Experiments concerning this issue should be conducted in the near future.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors would like to acknowledge the support of the Institut des Microtechniques de Franche-Comté.

REFERENCES

1. S. Coen, A. H. Lun Chau, R. Leonhardt, *et al.*, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 753 (2002).
2. R. R. Alfano and S. L. Shapiro, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 584 (1970).
3. R. R. Alfano and S. L. Shapiro, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 592 (1970).
4. C. Lin and R. H. Stolen, *Appl. Phys. Lett.* **28**, 216 (1976).
5. J. K. Ranka, S. Windeler, and A. J. Stenz, *Opt. Lett.* **25**, 25 (2000).
6. T. A. Birks, J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *Opt. Lett.* **25**, 1415 (2000).
7. L. Provino, J. M. Dudley, H. Maillotte, *et al.*, *Electron. Lett.* **37**, 558 (2001).
8. A. Mussot, T. Sylvestre, L. Provino, *et al.*, *Opt. Lett.* **19**, 1820 (2003).
9. I. Ilev, H. Kumagai, K. Toyoda, and I. Koprnikov, *Appl. Opt.* **35**, 2548 (1996).
10. K. S. Chiang, *Opt. Lett.* **17**, 352 (1992).
11. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 3rd ed. (Academic, San Diego, 2001; Mir, Moscow, 1996).
12. P. Sandoz, G. Tribillon, and H. Perrin, *J. Mod. Opt.* **43**, 701 (1996).
13. H. Perrin, P. Sandoz, and G. Tribillon, *Pure Appl. Opt.* **4**, 219 (1995).

Generation of a broadband single-mode supercontinuum in a conventional dispersion-shifted fiber by use of a subnanosecond microchip laser

Arnaud Mussot, Thibaut Sylvestre, Laurent Provino, and Hervé Maillotte

Laboratoire d'Optique P. M. Duffieux, Unité Mixte de Recherche, Centre National de la Recherche Scientifique/Université de Franche-Comté 6603, 25030 Besançon cedex, France

Received January 13, 2003

We report the experimental generation, simply by use of a subnanosecond microchip laser at 532 nm and a conventional dispersion-shifted fiber, of a supercontinuum that spans more than 1100 nm. We show by detailed spectral analysis that this supercontinuum originates from a preliminary four-wave mixing process with multimode phase matching and subsequent double-cascade stimulated Raman scattering and is transversely single mode as a result of Raman-induced mode competition. This technique is believed to be the simplest configuration that allows one to generate a stable supercontinuum. © 2003 Optical Society of America

OCIS codes: 190.4370, 190.4380, 190.5650, 060.2380.

In view of its potential for many applications such as optical metrology, spectroscopy, biomedical optics, and optical communications, supercontinuum (SC) generation in optical fibers has been the object of extensive research during the past two decades. First attempts made with conventional optical fibers have given rise to continua with a spectral extent limited to a maximum of 400 nm.^{1–4} The advent of specially designed optical fibers such as photonic-crystal fibers⁵ (PCFs) and tapered fibers⁶ has recently stimulated renewed interest in the generation of supercontinua, because of the strong nonlinearities and unique specifically controlled dispersion profiles of these fibers. In particular, their zero-dispersion wavelength (ZDW) near 800 nm permitted, for the first time to our knowledge, the generation by means of femtosecond pulses of ultrabright supercontinua with spectra that span nearly 2 octaves (>1200 nm). In this pulse regime, which is by far the most widely studied, recent theoretical and experimental works have shown that SC generation in PCFs comes from an intricate frequency conversion process involving a combination of many nonlinear phenomena, namely, self-phase and cross-phase modulation, four-wave mixing (FWM), stimulated Raman scattering (SRS), soliton self-frequency shifting, fission of higher-order solitons, and dispersive wave generation. These effects have different weights according to the wavelength, energy, and duration of the pump pulse and to the fiber dispersion characteristics.^{7–9} But it is significant that operating in the vicinity of the fiber's ZDW facilitates the operation of efficient phase-matched parametric processes and plays a prominent role in enhancing the spectral extension and smoothness of the SC spectrum. In the nanosecond and picosecond regimes, fewer experiments in the normal-dispersion domain also showed the efficient generation of SCs in PCFs by spectrally shifting the initial pump energy near the ZDW of the fiber by the Raman effect.^{10,11} Again, phase-matched FWM near the ZDW is the key process for obtaining a large and smooth SC.

The techniques discussed above produce impressive results, but they require special optical fibers and a bulky laser source in most cases. In this Letter we emphasize that a simple experimental setup made from a conventional telecommunication fiber and a low-cost microchip laser also allows one to generate a bright and wideband SC. Indeed, we present experimental results obtained with a long dispersion-shifted fiber (DSF) that show the generation of a spatially single-mode, visible–infrared SC of more than 1100 nm with a spectral mean power density of $\sim 5 \mu\text{W}/\text{nm}$. With this fiber the dynamics of SC formation cannot rely on the combination of nonlinear processes near the ZDW, as occurs in PCFs, because of the huge gap between the pump wavelength ($\lambda = 532 \text{ nm}$) and the ZDW of the DSF ($\lambda = 1550 \text{ nm}$). Instead, the SC in our experiment results from an interplay between multimode phase-matched parametric wave mixing near the pump wavelength and subsequent double-cascade SRS that further evolves into a spatially single-mode SC.

The fiber used in our experiment was a 650-m long DSF with a core radius of $2.8 \mu\text{m}$ and a cutoff wavelength at 1020 nm. Note that GeO_2 doping of the fiber core favors the large growth of SRS that is responsible for continuum formation. The pump pulses were produced by a frequency-doubled, passively Q -switched Nd:YAG microchip laser at a repetition rate of 6.7 kHz. The mean output power at 532 nm was 15 mW, and the full width at half-maximum pulse duration was 0.4 ns. The linearly polarized single-mode output beam was focused into the DSF by a $10\times$ microscope objective with a coupling efficiency exceeding 70%, giving rise to a peak intensity inside the fiber of as much as $10 \text{ GW}/\text{cm}^2$. The fiber output spectrum was recorded by means of an optical spectrum analyzer, and we analyzed the SC dynamics by tuning the launched power by means of a $\lambda/2$ plate and a Glan polarizer. Figure 1 shows the spectrum of the SC obtained when the launched mean power reached its maximum

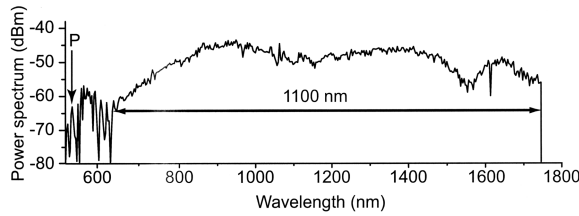


Fig. 1. Output spectrum of the SC at $P_0 = 10.5$ mW (resolution, 0.1 nm). Pump wavelength P at 532 nm is indicated by an arrow.

value, $P_0 = 10.5$ mW. As can be seen, most of the incident energy at 532 nm was unilaterally transferred to higher wavelengths. The resultant SC stretched over more than 1100 nm, from 650 beyond 1750 nm at least, which was the upper detection limit of the optical spectrum analyzer.

Figure 2 details the beginning of the SC formation for increasing input powers. For Fig. 2(a) the pump power exceeds the Raman threshold, which yields a strong, 13.2-THz-shifted, first-order Raman Stokes band (S_1) at 546 nm that emerges well above the noise floor at ~ -75 dBm. Additionally, another strong Stokes wave (P_P) shifted by 5 nm from the pump (P) is spontaneously generated through multimode phase-matched parametric mixing, as detailed below. Parametric wave P_P acts as a second pump and generates its own first-order Raman Stokes band S_{P_1} , as illustrated in Fig. 2(b), in addition to the ordinary second Stokes order (S_2) issued from S_1 . Then Fig. 2(c) shows the occurrence of a second-order Stokes wave S_{P_2} at 563 nm, Raman shifted from S_{P_1} . The initial pump pulse at 532 nm and the parametric pump at 537 nm are thereby responsible for the generation of two simultaneous Raman cascades. In Figs. 2(c) and 2(d) the double cascade merges into a wider hybrid Raman Stokes wave S_{H_1} that in turn generates higher-order bands $S_{H_2,3,\dots,N}$, thus leading to the ultrabroadband continuum of Fig. 1.

Let us examine in more detail the steps in SC formation. First, because of the multimode nature of the DSF and its strong group-velocity dispersion at 532 nm, wave P_P results from a well-known multimode phase-matched FWM process.¹² To identify the modal composition of this parametric mixing, we cut the fiber back to 1 m, keeping the optimized launching conditions, and the output of the fiber was dispersed by a diffraction grating. Thus we found that the interacting modes are the LP_{01} and LP_{11} modes. As illustrated in Fig. 3(a), pump P is distributed in these two modes, giving rise to an LP_{01} anti-Stokes wave [labeled AS_1 in Fig. 3(b)] and an LP_{11} Stokes wave (P_P). The same modal distribution appears in Fig. 3(b) for a second FWM process involving S_1 as a mixed-mode pump. Hence S_{P_1} , which is generated in the LP_{11} mode, results from a combination of multimode parametric wave mixing from S_1 and Raman gain from P_P . Meanwhile, SRS unbalances the parametric energy transfer, leading to a lower LP_{01} anti-Stokes component, AS_2 near S_1 . Note that in the 650-m-long fiber the anti-Stokes waves associated with the two

FWM processes near P and S_1 vanish as a result of Raman-induced absorption [Figs. 2(a)–2(d)].

To compare the measured FWM shift with theory¹² we considered the linear phase-matching relationship for mixed-mode, single-polarization excitation, which can be expressed as

$$(\beta_1^{01} - \beta_1^{11}) \times \Omega + \beta_2 \times (\Omega^2/2) = 0, \quad (1)$$

where the first and second terms represent the contributions of modal dispersion (group-velocity difference between the LP_{01} and the LP_{11} modes) and of material group-velocity dispersion β_2 , respectively, to the phase mismatch, where Ω is the frequency shift. In Eq. (1), β_1^{01} and β_1^{11} are the first-order derivatives of the propagation constant for LP_{01} and LP_{11} , respectively, at the pump frequency. We did not take into account the power-dependent nonlinear contribution (the result of cross-phase modulation) to the phase mismatch because it is negligible with respect to the linear terms. By tuning the pump power in the 1-m-long fiber we observed that frequency shift Ω indeed remained unaffected. To calculate the first- and second-order derivatives of the propagation constants we modeled the DSF as a step-index fiber. This simple model yielded $\Omega = 6$ THz (5.7 nm), in good agreement with the measured value (the parameters are a 2.8- μm core radius, a core-cladding index difference of 0.0054, $\beta_2 = 6.6 \times 10^{-26}$ s²/m, $\beta_1^{01} = 4.9713 \times 10^{-9}$ s/m, $\beta_1^{11} = 4.9738 \times 10^{-9}$ s m⁻¹).

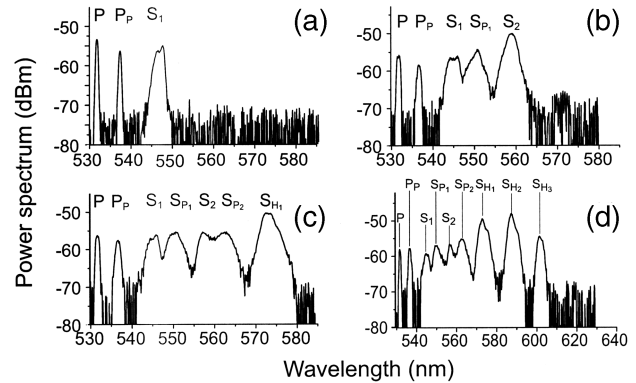


Fig. 2. Output spectra for increasing pump power from (a) $P_0 = 1.72$ mW to (d) $P_0 = 1.83$ mW.

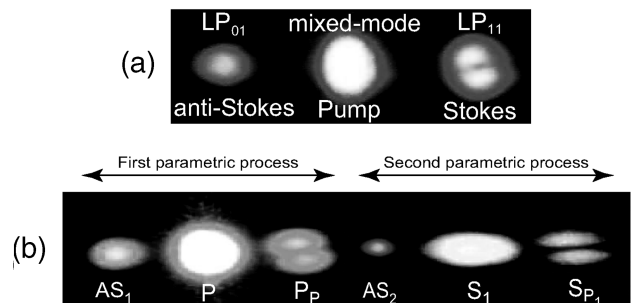


Fig. 3. Modal distribution of the FWM spectrum for (a) the first multimode parametric process near P and (b) both parametric processes near P and S_1 . AS_1 and AS_2 are the corresponding anti-Stokes waves.

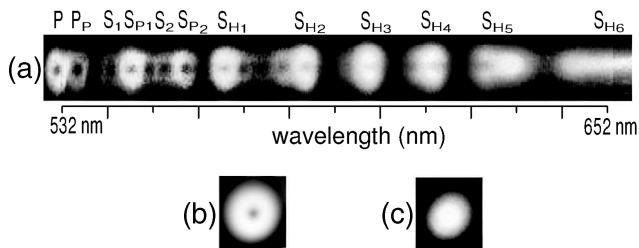


Fig. 4. (a) Modal distribution of the SC in the spectral domain recorded with a CCD camera (the spatial transverse dimension is along the vertical axis). Spatial far-field output intensity distribution (b) without and (c) with chromatic filtering.

As we explained above for the 650-m-long DSF, the interplay of SRS and multimode FWM leads to the double Raman cascade whose successive Stokes orders progressively broaden, as Figs. 2(c) and 2(d) show. For a simple Raman cascade it was shown in Ref. 3 that the spectral width of a given Raman order S_N is typically twice that of the preceding order S_{N-1} because Raman gain in optical fibers has a broad bandwidth. Such spectral broadening is even more accelerated in our case of a double Raman cascade, which enhances the merging into the hybrid orders S_{H_N} and the evolution toward the broadband supercontinuum of Fig. 1.

Although the early steps in SC formation rely intrinsically on multimode FWM and SRS, another important property of the SC is its transverse evolution into the fundamental LP_{01} mode from 650 nm. Figure 4(a) depicts this property by displaying the beginning of the SC spectrum dispersed on a diffraction grating. The doughnut-shaped distribution shown in Fig. 4(a) for discrete components P to approximately S_{H_2} features mode overlap in long optical fibers. Then the modal distribution evolves progressively toward the fundamental LP_{01} mode, which appears to be the only excited mode from S_{H_6} , i.e., at the beginning of the continuum. Indeed, the SC that is formed from $\lambda \approx 650$ nm to $\lambda \approx 1750$ nm is generated entirely in the fundamental mode. To verify this property, in Figs. 4(b) and 4(c) we show the far-field spatial output intensity distribution recorded by a CCD camera without and with a frequency low-pass chromatic filter at 650 nm. The spot size reduction in the filtered image as well as its homogeneous intensity profile [Fig. 4(c)] confirms that the SC is effectively single mode. This interesting property is due to the progressive mode coupling, along the 650-m-long fiber, that yields selective filtering by the Raman gain during propagation and favors SRS growth on the fundamental mode, as was shown previously by Chiang¹³ [Fig. 4(a)]. The quite surprising coincidence between the beginning of the SC at 650 nm and the evolution in the fundamental mode from this wavelength seems in fact correlated. Indeed, as all waves evolve in the LP_{01} mode from 650 nm, all the power confined in only this mode may lead to a dramatic enhancement of the effective nonlinear coefficient. Therefore, Raman

orders can saturate faster and can induce, along with the mutual action of self- and cross-phase modulation and, possibly, FWM between Raman orders,¹⁴ a dramatic broadening that completes the merging of the discrete double Raman cascade into the SC.

To conclude, a nearly 2-octave-spanning visible-IR supercontinuum has been generated in a conventional dispersion-shifted fiber by use of an inexpensive microchip nanosecond laser. To the best of our knowledge, this configuration is the simplest setup that allows one to generate such an extended SC in optical fibers. Let us emphasize that, once the launching conditions have been optimized, the SC output remains actually highly stable on a day-to-day basis. The SC's spectral extent, brightness, and spatially single-mode distribution are directly relevant to practical applications such as spectroscopy, optical coherence tomography, white-light interferometry, and microscopy, with the additional advantages of compactness, attractive cost of the setup, and immediate compatibility with the conventional connecting components. Also, as this SC dynamic relies on an original combination of nonlinear processes that are different from that which is involved in photonic-crystal fibers, these results contribute to a further understanding of the complexity of SC generation in optical fibers.

The authors thank Gilbert Tribillon for helpful discussions. A. Mussot's e-mail address is amussot@univ-fcomte.fr.

References

1. C. Lin and R. H. Stolen, *Appl. Phys. Lett.* **28**, 216 (1976).
2. P. Baldeck and R. R. Alfano, *J. Lightwave Technol.* **5**, 1712 (1987).
3. I. Ilev, H. Kumagau, K. Tyoda, and I. Koprnikov, *Appl. Opt.* **35**, 2548 (1996).
4. G. A. Nowak, J. Kim, and M. N. Islam, *Appl. Opt.* **38**, 7364 (1999).
5. J. K. Ranka, S. Windeler, and A. J. Stentz, *Opt. Lett.* **25**, 25 (2000).
6. T. A. Birks, J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *Opt. Lett.* **25**, 1415 (2000).
7. J. M. Dudley, L. Provino, N. Grossard, H. Maillotte, R. S. Windeler, B. J. Eggleton, and S. Coen, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 765 (2002).
8. A. V. Husakou and J. Herrmann, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 2171 (2002).
9. G. Genty, M. Lehtonen, H. Ludvigsen, J. Broeng, and M. Kaivola, *Opt. Express* **10**, 1083 (2002), <http://www.opticsexpress.org>.
10. L. Provino, J. M. Dudley, H. Maillotte, N. Grossard, R. S. Windeler, and B. J. Eggleton, *Electron. Lett.* **37**, 558 (2001).
11. S. Coen, A. H. Lun Chau, R. Leonhardt, J. D. Harvey, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 753 (2002).
12. R. H. Stolen, *IEEE J. Quantum Electron.* **3**, 100 (1975).
13. K. S. Chiang, *Opt. Lett.* **17**, 352 (1992).
14. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 3rd ed., Optics and Photonics Series (Academic, San Diego, Calif., 2001).

Broadband and flat parametric amplifiers with a multisection dispersion-tailored nonlinear fiber arrangement

Laurent Provino, Arnaud Mussot, Eric Lantz, Thibaut Sylvestre, and Hervé Maillotte

Laboratoire d'Optique P.M. Duffieux, Unité Mixte de Recherche 6603, Centre National de la Recherche Scientifique, Université de Franche-Comté, 25030 Besançon Cedex, France

Received July 22, 2002; revised manuscript received January 6, 2003

We describe a simple scheme to allow for the achievement of flat gain over ultrabroad bands with a single-pump fiber-optic parametric amplifier operating in the zero-dispersion wavelength region. The proposed method, based on a multisection dispersion-tailored in-line nonlinear fiber arrangement, is demonstrated by both modulational instability theory and numerical simulations of the nonlinear Schrödinger equation. The results show that the design can be adjusted to generate gain bands that exceed either 100 nm with a ripple of less than 0.2 dB and for a pump power of only 500 mW, or even 200 nm when a pump power of 5 W is used. In addition, the robustness of this gain-flattening technique has been numerically checked against random fluctuations of the zero-dispersion wavelength in each of the fiber sections. © 2003 Optical Society of America

OCIS codes: 060.2320, 190.4970, 190.4410, 190.4370.

1. INTRODUCTION

Since fiber-optic parametric amplifiers (FOPAs) have been demonstrated successfully in the continuous-wave pump regime, they have attracted widespread interest because of their potential in optical communication systems.¹⁻⁴ In addition to providing broadband and high gain in many spectral bands, FOPAs exhibit low noise figures^{2,4} that can be equivalent to those of conventional optical fiber amplifiers, or even better when they operate in a phase-sensitive configuration.⁵ They additionally offer the possibilities to achieve wavelength band conversion⁶ and, as recently demonstrated, many other applications such as ultrafast all-optical signal sampling, high-repetition-rate pulse train generation, or time-division multiplexing.⁷ The uniformity of the gain band is, however, an important issue of optical amplifiers of current interest, especially in dense wavelength-division-multiplexed systems. Owing to the phase-matching condition of the underlying four-wave mixing process, single-pump FOPAs generally exhibit a poor gain flatness in the zero-dispersion wavelength (ZDW) region of the optical fiber.⁸ In response to this limitation, the concept of dual-wavelength pumping has been demonstrated theoretically by Marhic *et al.*,⁹ and recently improved by a more complete model.¹⁰ Taking into account all the interacting frequencies, it has been shown numerically that a ripple-free gain band of more than 66 nm, including the idler band, can be generated by use of two pumps symmetrically positioned around the ZDW of the optical fiber.¹⁰ In this paper we study theoretically another approach that allows one to enlarge and flatten efficiently the gain spectrum in a single-pump FOPA. The proposed technique consists in using a concatenation of a few highly nonlinear dispersion-shifted fibers with different ZDWs and lengths, so as to get some benefit from the versatility of parametric amplifiers, namely, the parametric

gain in both dispersion regimes of the optical fiber and signal deamplification in phase-sensitive operation. Note that the concatenation of different fiber pieces was first implemented in a four-wave mixing wavelength converter¹¹ and later in FOPAs^{2,12-14} to increase both the gain and the bandwidth through periodic dispersion compensation¹² and quasi-phase matching¹³ or to flatten the bandwidth over 15 nm in an all-optical limiter.¹⁴ Here we show that very large and flat gain bandwidths (100 nm or more) can be generated in a multisection dispersion-tailored FOPA by proper adjustment of the dispersion parameters in each of the fiber sections. In Section 2 we introduce briefly the principle of gain flattening and, starting from the modulation instability formalism, we recall the theory of a multisection FOPA previously derived by Marhic *et al.*¹² The procedure that allows for the achievement of flat gain spectra is described in Section 3 and compared with numerical simulations. Finally, Section 4 is devoted to the influence of random fluctuations in the ZDW on the gain-flattening technique.

2. Theoretical Model

The general principle of the proposed multisection parametric amplifier design, schematically sketched in Fig. 1, uses the following method to flatten the gain band: the first long piece of nonlinear fiber (NLF) generates a broad nonuniform gain spectrum and the following NLF sections progressively smooth the gain curve of the first segment by carefully tuning their ZDWs and their lengths. To determine the optimum fiber parameters, we have to calculate the small-signal parametric gain in the whole fiber arrangement. As a starting point, we consider the well-known scalar nonlinear Schrödinger (NLS) equation including the higher-order dispersion terms that govern parametric amplification near the ZDW in optical fibers:

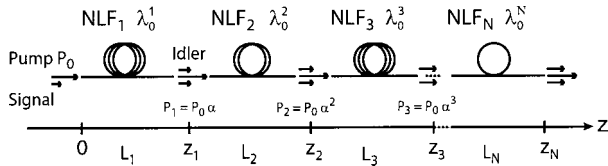


Fig. 1. Schematic of the proposed multisection optical parametric amplifier architecture.

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} - i \frac{\beta_4}{24} \frac{\partial^4 A}{\partial t^4} = i \gamma |A|^2 A, \quad (1)$$

where A is the envelope of the electric field, z is the propagation distance, and t is the time defined in a reference frame that travels at the group velocity of the pump wave in the fiber. The β_j ($j = 2, 3, 4$) account for the second-, third-, and fourth-order dispersion terms, respectively, and $\gamma = 2\pi n_2 / \lambda_p A_{\text{eff}}$ for the nonlinear coefficient of the fiber, where λ_p is the wavelength of the pump wave, A_{eff} is the effective core area, and n_2 is the nonlinear index. Note that the effect of higher-order dispersion terms β_j ($j > 4$) is assumed to be negligible. We also emphasize that we do not include the delay term that accounts for stimulated Raman scattering in the NLS equation,¹⁵ that is, we assume that the pump powers used in the simulations presented in Section 3 are well below the Raman threshold power.

According to the modulational instability theory initially developed by Hasegawa and Brinkman,¹⁶ we can examine the parametric amplification of a small signal in a single-fiber section by linear stability analysis of the perturbed cw steady-state solution of Eq. (1), that is, we consider

$$A(z, t) = [\sqrt{P_0} + u(z, t)] \exp(i \gamma P_0 z), \quad (2)$$

where P_0 is the pump power and $u(z, t)$ is a small perturbation such that $|u|^2 \ll P_0$. Linearizing with respect to u and assuming that P_0 is constant, one gets the following expression:

$$\frac{\partial u}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 u}{\partial t^3} - i \frac{\beta_4}{24} \frac{\partial^4 u}{\partial t^4} = i \gamma P_0 (u + u^*), \quad (3)$$

Then we assume a modulational ansatz of the form

$$u(z, t) = u_s \exp[i(\Omega t - Kz)] + u_i \exp[-i(\Omega t - Kz)], \quad (4)$$

where u_s and u_i are the signal and the idler amplitudes, respectively; $\Omega = \omega_p - \omega_s$ is the frequency detuning between the pump and the signal; and K is the wave number.

Substituting Eq. (4) into a Fourier transform, Eq. (3) leads to the following eigenvalue equation:

$$[M][Y] = K[Y], \quad (5)$$

where the eigenvector is defined as

$$[Y(z, \Omega)]^T = [u_s(z, \Omega), u_i^*(z, \Omega)]. \quad (6)$$

$[M]$ is the stability matrix of the system given by

$$[M] = \begin{bmatrix} \Delta\beta_L + 2\gamma P_0 - \frac{\beta_3}{6} \Omega^3 & \gamma P_0 \\ -\gamma P_0 & -\Delta\beta_L - 2\gamma P_0 - \frac{\beta_3}{6} \Omega^3 \end{bmatrix}, \quad (7)$$

where $\Delta\beta_L = \beta_2 \Omega^2 + (\beta_4/12) \Omega^4$ is the linear phase mismatch.⁸ We can easily obtain from matrix Eq. (7) the following eigenvalues:

$$K_{\pm} = -\frac{\beta_3}{6} \Omega^3 \pm \left[\Delta\beta_L \left(\frac{\Delta\beta_L}{4} + \gamma P_0 \right) \right]^{1/2}, \quad (8)$$

and the associated eigenvectors are

$$Y(z, \Omega) = \begin{bmatrix} u_s(z, \Omega) \\ u_i^*(z, \Omega) \end{bmatrix} = a_1 \begin{bmatrix} 1 \\ \eta \end{bmatrix} \exp(iK_+ z) + a_2 \begin{bmatrix} \eta^{-1} \\ 1 \end{bmatrix} \exp(iK_- z), \quad (9)$$

where a_1 and a_2 are constants that depend on the boundary conditions and $\eta = -(\kappa + 2ig)/2\gamma P_0$. The parametric amplitude gain by unit length is defined as $g = |\text{Im}(K)|$ and can be expressed as

$$g = \left[(\gamma P_0)^2 - \left(\frac{\kappa}{2} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (10)$$

and $\kappa = \Delta\beta_L + 2\gamma P_0$ is the total phase mismatch including the nonlinear phase shift. Then, in the case of a single-fiber section, the transfer matrix $\Psi(z)$ such that $Y(z, \Omega) = \Psi(z) \times Y(0, \Omega)$ can be easily derived from the eigenvectors in Eq. (9) and reads as

$$\Psi(z) = \frac{1}{1 - \eta^2} \begin{bmatrix} e^{g z} - \eta^2 e^{-g z} & \eta(e^{-g z} - e^{g z}) \\ \eta(e^{g z} - e^{-g z}) & e^{-g z} - \eta^2 e^{g z} \end{bmatrix}. \quad (11)$$

Note that the transfer matrix $\Psi(z)$ of Eq. (11) is equivalent to that derived from the parametric amplification theory.^{15,17} Indeed, it is well known that the physics of modulational instability and that of parametric amplification are equivalent and that their theories give the same results in the scalar case and with a single pump, as it is assumed here. Then, by using the same procedure as in Ref. 12, we find that the signal and the idler amplitudes at the output of the whole arrangement of N fiber segments can be expressed as a matrix product of the form

$$Y_N(z_N, \Omega) = \prod_{k=1}^N \Psi(z_k) \times Y(0, \Omega). \quad (12)$$

Finally, the small-signal power gain at the output of a fiber segment can be expressed in the form

$$G_k = 10 \log[|u_s^k(L_n, \Omega)|^2]. \quad (13)$$

In Section 3 we apply this formula to optimize both the parametric gain bandwidth and its flatness. Additionally, we have also taken into account for the pump wave a splicing loss factor of 0.6 dB between NLF segments according to previous experiments^{2,12} by setting the pump

power at the input of each of the fiber sections $P_k = P_0 \alpha^{(k-1)}$, with $\alpha=0.87$ (see Fig. 1).

3. GAIN-FLATTENING PROCEDURE AND RESULTS

In a FOPA it is well known that the parametric gain is exponential with P_0 and z when the phase-matching condition is fulfilled, i.e., $\kappa = 0$. The phase-matched bandwidth is mainly determined by the nonlinear phase shift γP_0 , whereas the spectral gain profile in the ZDW region is determined by the even-dispersion orders of fibers β_2 and β_4 .^{8,9} Note that the third-order dispersion term plays no role in the phase-matching condition for symmetry reasons. The magnitude and shape of the gain can thereby be optimized by tuning, respectively, the length and the dispersion values in each fiber segment. In practice, β_2 can be precisely tuned with the ZDW, which typically varies within the range of a few nanometers according to the doping level and the core radius of the fiber. We assume that β_4 remains constant in this small wavelength range. We found empirically that a broadband and ultraflat gain can be generated by using four fiber segments ($N = 4$), which appears to be the minimum number required to reach such a feature. The optimum lengths L_k and ZDWs λ_0^k ($k = 1, \dots, N$) of the fiber segments were adjusted by use of Eq. (12). Figure 2 shows the small-signal gain G_k calculated from Eq. (13) after each fiber segment for a pump power P_0 of 500 mW, which is convenient for practical applications. The parameters were L_k (m) = (200; 77; 118; 27), $\Delta\lambda_k$ (nm) = (0; 1.49; -1.53; -4), and $\beta_2^k (\times 10^{-2} \text{ ps}^2 \text{ km}^{-1}) = (0; 5.89; -6.07; -16.5)$ ($k = 1, \dots, 4$), where $\Delta\lambda_k$ represents the wavelength shift of the ZDW λ_0^k with respect to the pump wavelength. For all NLFs, γ was $20 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ and $\beta_4 = -2.85 \times 10^{-4} \text{ ps}^4 \text{ km}^{-1}$, which is a realistic value.^{8,12} Note that NLFs possess a nonlinear coefficient γ typically more than ten times that of conventional fibers and have recently proved to be the best candidates for parametric amplifiers.^{2,12} Note also that recent progress in the making of highly nonlinear photonic crystal fibers with low loss and ZDW near 1550 nm might be relevant to a FOPA. To obtain a flat gain, for the long first section we chose a NLF with a ZDW equal to the pump wavelength, i.e., $\beta_2^1 = 0$ at $\lambda_P = 1550 \text{ nm}$. The phase matching is ensured by the negative β_4 value, which leads to the generation of a broad gain band along with a gap of approximately 5 dB in its center, as shown by dashed curves G_1 in Figs. 2(a) and 2(b). The second shorter segment provides gain in the central part of the spectrum, near the pump wavelength, as shown by dotted curve G_2 in Fig. 2(a). This was achieved by use of the parametric gain provided in the normal dispersion regime in which the phase-matching condition is not satisfied and the gain increases quadratically in the segment length, as a result of cross-phase modulation [imaginary g in Eq. (11)].^{7,18} The third fiber segment provides nearly square-shaped gain in anomalous dispersion as an offset within the gap, thus decreasing the gain ripple between the two peaks of curve G_1 (see dash-dot curve G_3). Finally, a short fourth segment with a larger negative β_2 value was introduced to suppress the remaining ripple of curve G_3 . This concatenation results in a 10-nm nearly flat gain bandwidth with a 11.8-dB maximum gain and a peak-to-peak gain uniformity of 0.2 dB over 70 nm, as shown by solid curve G_4 . It is worth noting that the maximum gain of dash-dot curve G_3 is slightly higher than at the amplifier output (see G_4), which means that the signal undergoes loss at specific wavelengths. The amplifier can indeed become an absorber by inducing an energy transfer from the signal to the pump depending on their relative phase difference. As a matter of fact, the amplifier becomes phase sensitive in a multisegment design because the signal and idler waves undergo different phase-matching conditions with respect to the segments, although there is no idler at the amplifier input. The gain-flattening technique described here takes advantage of this phase-sensitive gain dynamics. To verify this assertion, we have illustrated the differential gain $G_k - G_{k-1}$ ($k = 2, \dots, 4$) between two consecutive segments. As can be seen in Fig. 2(b), the differential gains are negative at a wavelength of approximately 35 nm from the pump, which indicates that the signal at such a wavelength is absorbed by the pump in each fiber segment, except in the first section as the idler wave was set to zero at the input. Moreover, Figs. 2(a) and 2(b) give some further insight into the gain-flattening procedure. For each fiber section except the first one, the β_2^k were chosen so that the maxima of the gain curve in the considered section coincide with the minima in the preceding section. With the β_2^k determined, lengths L_k in sections 2 and 3 are then adjusted so that approximately half of the gap of parametric gain G_1 is compensated for by each section.

enation results in a 10-nm nearly flat gain bandwidth with a 11.8-dB maximum gain and a peak-to-peak gain uniformity of 0.2 dB over 70 nm, as shown by solid curve G_4 . It is worth noting that the maximum gain of dash-dot curve G_3 is slightly higher than at the amplifier output (see G_4), which means that the signal undergoes loss at specific wavelengths. The amplifier can indeed become an absorber by inducing an energy transfer from the signal to the pump depending on their relative phase difference. As a matter of fact, the amplifier becomes phase sensitive in a multisegment design because the signal and idler waves undergo different phase-matching conditions with respect to the segments, although there is no idler at the amplifier input. The gain-flattening technique described here takes advantage of this phase-sensitive gain dynamics. To verify this assertion, we have illustrated the differential gain $G_k - G_{k-1}$ ($k = 2, \dots, 4$) between two consecutive segments. As can be seen in Fig. 2(b), the differential gains are negative at a wavelength of approximately 35 nm from the pump, which indicates that the signal at such a wavelength is absorbed by the pump in each fiber segment, except in the first section as the idler wave was set to zero at the input. Moreover, Figs. 2(a) and 2(b) give some further insight into the gain-flattening procedure. For each fiber section except the first one, the β_2^k were chosen so that the maxima of the gain curve in the considered section coincide with the minima in the preceding section. With the β_2^k determined, lengths L_k in sections 2 and 3 are then adjusted so that approximately half of the gap of parametric gain G_1 is compensated for by each section.

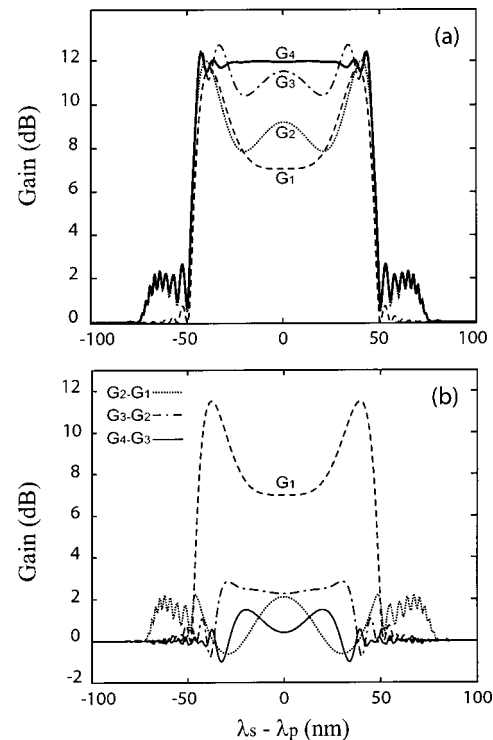


Fig. 2. Small-signal gain versus wavelength at the amplifier output for pump power $P_0 = 500 \text{ mW}$ and wavelength $\lambda_P = 1550 \text{ nm}$ (bold solid curve): (a) successive output gain bands G_k after each fiber segment and (b) differential gains $G_k - G_{k-1}$ ($k = 2, \dots, 4$) in one fiber segment.

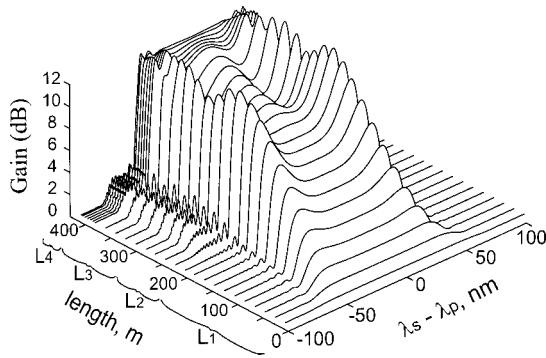


Fig. 3. Small-signal gain band versus propagation in a four-section FOPA for pump power $P_0 = 500$ mW. Same parameters as in Fig. 2.

To verify the validity of the matrix method of Eq. (12), we compared it with numerical integration of the NLS Eq. (1) using the same parameters as in Fig. 2. Additionally, the dispersion slope β_3 was $5.04 \times 10^{-2} \text{ ps}^3 \text{ km}^{-1}$ and the signal power was set to 0.2 mW to avoid pump depletion. Figure 3 illustrates the dynamics of the gain band during propagation along the amplifier obtained from simulations. We clearly see that the gap in the center of the gain band is progressively reduced by use of the multisection fiber design. Figure 3 shows excellent agreement with the gain profile obtained in Fig. 2, which validates the analytical model developed here. Interestingly, we could easily adjust this four-section FOPA to yield much larger gain bands by increasing the pump power. For example, with a pump power of 5 W and a total amplifier length of 48 m, we obtained a 200-nm flat gain bandwidth with a 0.3-dB ripple. The resulting gain spectrum is not presented since it is similar to the one obtained in Figs. 2 and 3. The NLF parameters in the latter case were L_k (m) = (22; 9; 14; 3), $\Delta\lambda_k$ (nm) = (0; 3.1; -3; -8.61), and β_2^k ($\times 10^{-2} \text{ ps}^2 \text{ km}^{-1}$) = (0; 12.3; -11.9; -34), ($k = 1, \dots, 4$), and β_4 was $-1.5 \times 10^{-4} \text{ ps}^4 \text{ km}^{-1}$.

4. EFFECTS OF LONGITUDINAL FLUCTUATIONS IN THE ZERO-DISPERSION WAVELENGTH

The preceding analysis assumes that the ZDW or, equivalently, the second-order dispersion remains constant in each of the fiber sections. However, the ZDW can fluctuate randomly along the amplifier length, which can modify the phase-matching condition between the interacting waves in a given section and, as a result, the resulting gain spectrum. Since our system operates near the ZDW and, more importantly, its principle of operation relies on a precise balance between the pump power and the dispersion parameters, it is of primary importance to assess the detrimental effect of the ZDW fluctuations on the gain bandwidth. To gain realistic insight, we performed numerical simulations of our multisection FOPA including the ZDW fluctuations on the basis of recent experimental measurements made in a dispersion-shifted fiber by Eiselt *et al.*¹⁹ In their experimental study, they first carried out nondestructive measurements over a distance of 10 km with a long length scale of 700 m, and they

calculated an overall variation in ZDW of less than 2 nm. They additionally found, from destructive measurements, variations in ZDW by as much as 0.5 nm over spans of 500 m, with a mean length scale of 50 m. Moreover, it has been reported in the literature that short-scale fluctuations also exist in ZDW with variations up to 7 nm over a length scale in the 0.1–1-m range.²⁰ These short-scale fluctuations arise from variations of the fiber parameters during the drawing process such as the core radius or the doping level, whereas mean- and long-scale variations are induced by a slow drift of the operating parameters such as temperature.²⁰ Note that the short-scale fluctuations have never been measured directly, but only estimated from theoretical extrapolation of statistical characteristics of optogeometric parameters of the fiber.²¹

Taking into account all these variations in the ZDW discussed above, we assume that β_2 can be divided as follows:

$$\beta_2(z) = \beta_2^{\text{LS}}(z) + \beta_2^{\text{SS}}(z), \quad (14)$$

where $\beta_2^{\text{LS}}(z)$ and $\beta_2^{\text{SS}}(z)$ denote the long- and the mean-scale variations and the short-scale variations, respectively. According to the measurements of Ref. 19, for $\beta_2^{\text{LS}}(z)$ we consider a random summation of sine functions of the form

$$\begin{aligned} \beta_2^{\text{LS}}(z) = & A_1 \times \sum_{n=1}^m \sin(\kappa_{1,n}z + \psi_{1,n}) \\ & + A_2 \times \sum_{n=1}^m \sin(\kappa_{2,n}z + \psi_{2,n}), \end{aligned} \quad (15)$$

where A_i is a constant that accounts for the maximum amplitude of ZDW variation in each scale, $\kappa_{i,n} = \kappa_{i,0} + r_{i,n}\Delta\kappa_i$, with $r_{i,n}$ randomly varying between -1 and +1, and $\psi_{i,n}$ is the phase that randomly varies between 0 and 2π , $i = 1, 2$. $\kappa_{i,n}$ is located within the interval $[\kappa_{i,\min}, \kappa_{i,\max}]$ and we found these extrema by calculating the Fourier transform of the measurements of Ref. 19. This model is found to be in good agreement with the experimental results of Ref. 19 since we obtain the same mean value and the same standard deviation. In addition, we approximate the short-scale variations as being periodic, that is, we define $\beta_2^{\text{SS}}(z) = B \times \sin(\kappa_3 z)$. In accordance with both the total amplifier length assumed in Figs. 2 and 3 ($L = 422$ m) and the values given in Refs. 19 and 20, for the long- and the mean-scale random variations we included in our simulation $A_1 = 0.7 \times 10^{-29} \text{ s}^2 \text{ m}^{-1}$ ($\Delta\lambda_0 \approx 0.2$ nm), $A_2 = 0.2 \times 10^{-29} \text{ s}^2 \text{ m}^{-1}$ ($\Delta\lambda_0 \approx 0.05$ nm), and $m = 50$; for the periodic short-scale variations $B = 1.15 \times 10^{-28} \text{ s}^2 \text{ m}^{-1}$ ($\Delta\lambda_0 \approx 3$ nm) with a period of 0.6 m. We assume here that the fourth-order dispersion term β_4 remains constant.

Figures 4(b) and 5(b) show, respectively, the parametric gain band at the output of the multisection FOPA obtained by numerical integration of Eq. (1) including the β_2 variations of Eq. (14). The corresponding λ_0 varia-

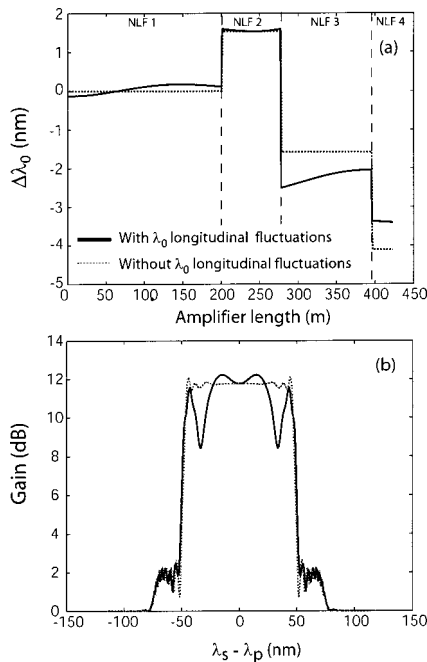


Fig. 4. (a) ZDW map versus amplifier length for the multisection FOPA, without longitudinal fluctuations (dashed curve) and with longitudinal fluctuations (solid curve). (b) Small-signal gain versus wavelength at the amplifier output in the presence of random fluctuations of the ZDW, with the same parameters as in Fig. 2. The solid and dashed curves correspond, respectively, to the cases with and without ZDW fluctuations.

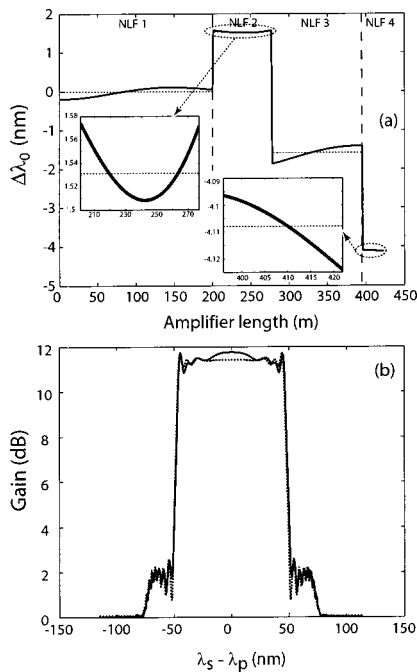


Fig. 5. (a) ZDW map versus amplifier length for the multisection FOPA, without longitudinal fluctuations (dashed curve) and with longitudinal fluctuations (solid curve) but with the average λ_0 values adjusted to the nominal ones determined by the gain-flattening procedure. (b) Small-signal gain versus wavelength at the amplifier output in the presence of random fluctuations of the ZDW, with the same parameters as in Fig. 2. The solid and dashed curves correspond, respectively, to the cases with and without ZDW fluctuations.

tions are depicted in Figs. 4(a) and 5(a). First, our results indicate that the short-scale variations [not shown in Figs. 4(a) and 5(a)] have no detrimental effect on the parametric gain band because of dispersion averaging at the 10-m length of each NLF section, as previously predicted in Ref. 20. On the other hand, when the average ZDWs in each fiber section move away from the constant optimum values given in Section 3 [see Fig. 4(a)], the resulting gain band exhibits strong ripple, as can be seen in Fig. 4(b). This ripple can be practically removed, however, if the average ZDWs in each fiber section are close to the constant optimum values, as illustrated in Fig. 5(a). In that case, the long-scale fluctuations induce a moderate gain ripple and slightly modify the maximum gain, as shown by the solid curve in Fig. 5(b) with respect to the optimum gain curve determined in Section 3 (dashed curve). In practice, this means that gain flattening can be successfully achieved even in the presence of ZDW variations, provided that the average ZDW values are maintained close to the constant optimum values.

5. CONCLUSION

In conclusion, we have theoretically investigated a new optical parametric amplification scheme that allows one to generate a nearly flat gain over ultrabroad bands (>100 nm) without any gain-equalization filter. It consists in using a multisection in-line dispersion-tailored nonlinear fiber arrangement and a single pump, which can be of moderate power so as to meet the current telecommunication requirements. The gain flattening was successfully achieved in a four-section amplifier by use of the parametric gain in both the normal and the anomalous dispersion regimes and the phase-sensitive gain. Moreover, we have demonstrated through numerical simulations that this gain-flattening scheme can be robust against random fluctuations in the zero-dispersion wavelength. A related experiment that demonstrates gain flattening over 70 nm by use of two sections of dispersion-shifted fibers confirms that this method would be potentially useful for telecommunication applications.²²

The author's web site address is <http://lopmd.univ-fcomte.fr/on/>. T. Sylvestre's e-mail address is thibaut.sylvestre@univ-fcomte.fr.

REFERENCES

1. F. S. Yang, M. E. Marhic, and L. G. Kazovsky, "CW fiber optical parametric amplifier with net gain and wavelength conversion efficiency >1 ," *Electron. Lett.* **32**, 2236–2238 (1996).
2. J. Hansryd and P. A. Andrekson, "Broad-band continuous-wave-pumped fiber optical parametric amplifier with 49-dB gain and wavelength-conversion efficiency," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 194–196 (2001).
3. C. J. S. de Matos, D. A. Chestnut, P. C. Reeves-Hall, and J. R. Taylor, "Continuous-wave-pumped Raman-assisted fiber optical parametric amplifier and wavelength converter in conventional dispersion-shifted fiber," *Opt. Lett.* **26**, 1583–1585 (2001).
4. J. L. Blows and S. E. French, "Low-noise-figure optical parametric amplifier with a continuous-wave frequency-modulated pump," *Opt. Lett.* **27**, 491–493 (2002).
5. W. Imajuku, A. Takada, and Y. Yamabayashi, "In-line coher-

- ent optical amplifier with noise figure lower than 3dB quantum limit,” *Electron. Lett.* **36**, 63–65 (2000).
6. M. N. Islam and Ö. Boyraz, “Fiber parametric amplifiers for wavelength band conversion,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **8**, 527–537 (2002).
 7. J. Hansryd, P. A. Andrekson, M. Westlund, J. Lie, and P.-O. Hedekvist, “Fiber-based optical parametric amplifiers and their applications,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **8**, 506–520 (2002).
 8. M. E. Marhic, N. Kagi, T.-K. Chiang, and L. G. Kazovsky, “Broadband fiber optical parametric amplifiers,” *Opt. Lett.* **21**, 573–575 (1996).
 9. M. E. Marhic, Y. Park, F. S. Yang, and L. G. Kazovsky, “Broadband fiber-optical parametric amplifiers and wavelength converters with low-ripple Chebyshev gain spectra,” *Opt. Lett.* **21**, 1354–1356 (1996).
 10. C. J. McKinstrie and S. Radic, “Parametric amplifiers driven by two pump waves with dissimilar frequencies,” *Opt. Lett.* **27**, 1138–1140 (2002).
 11. K. Inoue, “Arrangement of fiber pieces for a wide wavelength conversion range by fiber four-wave mixing,” *Opt. Lett.* **19**, 1189–1191 (1994).
 12. M. E. Marhic, F. S. Yang, M.-C. Ho, and L. G. Kazovsky, “High-nonlinearity fiber optical parametric amplifier with periodic dispersion compensation,” *J. Lightwave Technol.* **17**, 210–215 (1999).
 13. J. Kim, O. Boyraz, J. H. Lim, and M. N. Islam, “Gain enhancement in cascaded fiber parametric amplifier with quasi-phase matching: theory and experiment,” *J. Lightwave Technol.* **19**, 247–251 (2001).
 14. Y. Su, L. Wang, A. Agarwal, and P. Kumar, “All-optical limiter using gain flattened fibre optical parametric amplifier,” *Electron. Lett.* **36**, 1103–1105 (2000).
 15. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 3rd ed. (Academic, San Diego, Calif., 2001).
 16. A. Hasegawa and W. F. Brinkman, “Tunable coherent IR and FIR sources utilizing modulational instability,” *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-16**, 694–697 (1980).
 17. R. H. Stolen and J. E. Bjorkholm, “Parametric amplification and frequency conversion in optical fibers,” *IEEE J. Quantum Electron.* **18**, 1062–1072 (1982).
 18. D. Gindre, H. Maillotte, J. Monneret, E. Lantz, and C. Froehly, “Coherent picosecond parametric amplification through a Kerr-induced index grating in a single-mode fiber,” *Opt. Commun.* **112**, 75–79 (1994).
 19. M. Eiselt, R. M. Jopson, and R. H. Stolen, “Nondestructive position-resolved measurement of the zero-dispersion wavelength in an optical fiber,” *J. Lightwave Technol.* **15**, 135–143 (1997).
 20. M. Karlsson, “Four-wave mixing in fibers with randomly varying zero-dispersion wavelength,” *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 2269–2275 (1998).
 21. N. Kuwaki and M. Ohashi, “Evaluation of longitudinal chromatic dispersion,” *J. Lightwave Technol.* **8**, 1476–1481 (1990).
 22. S. E. French and J. L. Blows, “Continuous wave optical parametric amplifier with flattened gain,” in *Optical Amplifiers and Their Applications*, N. E. Jolley, J. D. Minelly, and Y. Nakano, eds., Vol. 60 of OSA Trends in Optics and Photonics (Optical Society of America, Washington D.C., 2001), Postdeadline paper PD7.

Impact of Pump Phase Modulation on System Performance of Fiber Optical Parametric Amplifiers

A. Durécu-Legrand, A. Mussot, C. Simonneau, D. Bayart, T. Sylvestre, E.
Lantz and H. Maillotte

Bit error rate induced in a parametric amplifier has been measured with a 10 Gbit/s line rate. It is shown experimentally that the phase modulation of the pump distorts the mark level of the channel and may cause system penalty. Different phase modulation schemes have been compared.

Introduction: Fiber optical parametric amplifiers (FOPAs) have shown promising results in terms of both gain level [1] and amplification bandwidth [2]. But some challenges remain to get FOPAs practical for optical telecommunications [3]. One of the main difficulties is raised by the stimulated Brillouin backscattering experienced by the continuous-wave pump. The phase modulation of the pump by a pseudo random bit sequence (PRBS) is the most widespread solution to overcome this problem, even if an alternative modulation format based on sinusoids was proposed [4]. Thanks to the phase modulation, the pump can propagate without backscattering in the nonlinear fiber and produce parametric gain. The level of gain is one of the essential characteristics of a FOPA but it is not the only one: channels must also be amplified without distortions. It is shown theoretically that, because of the phase-matching condition between the pump and the channel, the phase

modulation of the pump may induce distortions [5]. In this article, we report bit-error rate (BER) measurements that quantify the penalty in the case of 3 different phase modulation formats and upon the spectral amplification band.

Bit-Error Rate measurements: To quantify the distortions of a parametrically amplified channel, bit-error rate (BER) measurements were carried out at the output of a FOPA. The architecture of the FOPA is similar to those of [6] and constituted as follows. The pump is first phase-modulated to increase the threshold of the stimulated Brillouin scattering. Then it is successively amplified by two EDFAs with a filtering of the ASE in between. A circulator and a reflective fiber Bragg grating were added to reduce the level of ASE from the EDFAs, as proposed in [7]. The pump $\lambda_p=1553.3$ nm is injected in the fiber through a 90/10 coupler, yielding to a maximum launched power of 560 mW. The amplifying fiber used in this FOPA is a highly nonlinear dispersion-shifted fiber ($L=490$ m and $\lambda_0=1553$ nm). The total fiber losses (attenuation + splicing losses) are 0.8 dB. The signal can be tuned from 1555 to 1610 nm. On the signal path, a polarization controller allows to adjust the signal polarization to maximize the gain and an isolator prevents occasional reflections ($P_{sig}= -20$ dBm). BER measurements were performed on a 10 Gbit/s NRZ modulated channel. The experimental set-up is shown in Fig. 1. At the output of the FOPA, a circulator and a fiber Bragg grating, similar to those used in the FOPA, separate the amplification spectral band from the pump. The receiver is made up of a L-band preamplifier EDFA and an optical filter with a 3dB-bandwidth of 0.23 nm to reduce the ASE-signal beat noise. BER is then plotted versus the optical signal to noise ratio (OSNR), which is

measured with the optical spectrum analyzer OSA₂, and for a constant optical power (-11.3 dBm) on the photodiode. By means of a variable attenuator Att₁ placed before the pre-amplifier, the OSNR can be decreased in front of the receiver to achieve measurable BERs. Back-to-back measurements are realized by connecting point A to point B. Finally the On/Off parametric gain of the FOPA is measured on OSA₁.

Experimental results and discussions: BERs were first measured in a back-to-back configuration, then with the FOPA by applying different modulation formats on the pump phase. Three different formats were tested: first a PRBS of 3.5Gbit/s, with a word length of 2^7-1 , which modulates the pump phase between 0 and π , then the same PRBS, filtered by an electrical filter with a 3dB-bandwidth of 3.04 GHz and finally a combination of 4 sinusoidal signals ($f_1=120\text{MHz}$, $f_2=532\text{MHz}$, $f_3=942\text{MHz}$ and $f_4=1.81\text{GHz}$). The electrical filtering of the PRBS enables to increase the rise-time of the phase bits from 100 to 150 ps. In the case of the sinusoid modulation format, a rather low Brillouin threshold of 300 mW was achieved. So as to compare the impact of the different modulation formats, BERs were measured in the same pumping conditions ($P_p=280\text{ mW}$) and for the same channel wavelength 1595 nm (about 42 nm from the pump), which corresponds to a maximum On/Off gain of 6.7dB. The results of BER measurements are presented in Fig. 2. The impact of the pump phase modulation on the performance of the FOPA can be clearly observed in terms of OSNR penalty, i.e. increase of the OSNR to achieve the same BER as in the back-to-back configuration. The OSNR penalty for a bit error rate of 10^{-9} is: 1.38 dB for the PRBS (18.9-17.52), 0.91

dB for the filtered PRBS and 0.59 dB for the combination of sinusoids. First the increase of the rise-time of the PRBS phase bits with the electrical filter leads to a reduction of the penalty by 0.47 dB. Then in the case of the combination of 4 sinusoids, the pump phase experiences analogical continuous variations so that the modifications of the phase-matching conditions are not so large. Consequently the penalty is further reduced by 0.32 dB. As all measurements were performed in the same operating conditions except for the phase modulation formats, this experiment points out the distortions induced by the pump phase modulation. BER measurements were also performed with another channel wavelength at 1560 nm, i.e., near the pump wavelength, and with the three different modulation formats. The results, which are not presented here for a sake of clarity, reveal that the channel experiences no OSNR penalty. BER measurements are identical to the back-to-back one, even in the case of the unfiltered PRBS format.

To further demonstrate the impact of this phenomenon on system performance, another set of BER measurements was realized for different wavelengths and with a higher pump power ($P_p=330$ mW) so as to get the gain spectrum a bit more spiky than previously. PRBS phase modulation with electrical filtering was used. Three channel wavelengths were chosen: $\lambda=1575$ nm, $\lambda=1585$ nm and $\lambda=1595$ nm. 1585nm is the wavelength located at the inflexion point of the gain curve and 1595nm the wavelength at the maximum of gain 10 dB (inset of Fig. 3). Experimental results are presented in Fig. 3. The lowest penalty 1dB is obtained for the channel 1575 nm, the closest to the pump, and the worst penalty 3.7 dB for the channel 1585 nm located at the inflexion point of the gain curve. The channel at the maximum gain has an

intermediate penalty 2.4 dB. This evolution of the penalty upon the spectral amplification band is one of the characteristics of distortions caused by the pump phase modulation [5]. It demonstrates that the major part of the measured penalty does come from the phase modulation and not from any other perturbations, e.g. transfer on the channel of the pump RIN. In the RIN transfer case, the penalty would have been maximum at the maximum of gain.

The OSNR penalty of a fiber optical parametric amplifier has been quantified through BER measurements with a 10 Gbit/s line rate. By comparing three phase modulation formats, we have shown that beyond the efficiency of the pump phase modulation to avoid the Brillouin effect, attention should be paid to the associated extra penalty experienced by the channels. By comparing 3 phase modulation schemes, we show that smoothing the variations of the pump phase reduces the penalty: the lowest penalty of 0.59 dB was achieved with a phase modulation format constituted by 4 sinusoids. The influence of the pump phase modulation was also evidenced by the dependence of the penalty on the channel wavelength.

References

- 1 J. Hansryd, P. A. Andrekson, "Broadband CW Pumped Fiber Optical Parametric Amplifier with 49 dB Gain and Wavelength Conversion Efficiency", In Proc. OFC 2000, paper PD 3.
- 2 M.-C. Ho, M. E. Marhic, Y. Akasaka, L. G. Kasovsky, "Fiber optical parametric amplifier and wavelength converter with 208-nm gain bandwidth", In Proc. CLEO 2000, CThC6, pp. 401-402.

- 3 M. Marhic, "Toward Practical Fiber Optical Parametric Amplifiers", In Proc. OFC 2003, paper ThT3, pp. 10-11.
- 4 S. K. Korotky, P. B. Hasen, L. Eskildsen and J. J. Veselka, "Efficient phase modulation scheme for suppressing stimulated Brillouin scattering", Tech. Dig. Int. Conf 'IOOC, vol. 2, pp 110-111, 1995.
- 5 A. Mussot, A. Durécu-Legrand, E. Lantz, C. Simonneau, D. Bayart, H. Maillotte and T. Sylvestre, "Impact of pump phase modulation on the gain of fiber optical parametric amplifier", IEEE Photon. Tech. Lett., vol. 16, pp 1289-1291, 2004
- 6 A. Legrand, C. Simonneau, D. Bayart, A. Mussot, E. Lantz, T. Sylvestre, H. Maillotte, "Impact of the longitudinal variations of the chromatic dispersion on the gain of fiber parametric amplifiers", In Optical Amplifiers and their Applications, OSA topical meeting, paper We2, 2003.
- 7 J. L. Blows and S. E. French, "Low-noise-figure parametric amplifier with a continuous-wave frequency-modulated pump", Opt. Lett., vol.27, pp 491-493, April 2002.

Authors' affiliations:

A. Durécu-Legrand, C. Simonneau and D. Bayart are with Alcatel, Research and Innovation Department, Route de Nozay, F-91460 Marcoussis (France)
E-mail: anne.durecu@alcatel.fr.

A. Mussot, T. Sylvestre, E. Lantz and H. Maillotte are with the Département d'Optique P. M. Duffieux, Institut FEMTO-ST, U.M.R CNRS/Université de Franche-Comté 6174, F-25030 Besançon cedex (France)

Figure captions:

Fig. 1 Experimental set-up for the BER measurements.

Fig. 2 OSNR penalty induced by 3 different modulation formats of the pump phase, $P_p=280$ mW, $\lambda_{\text{channel}}=1595$ nm.

Fig. 3 Evolution of the OSNR penalty of the FOPA upon the amplification band in the case of a filtered PRBS modulation of the pump phase.
Inset: Measured gain spectrum of the FOPA with $P_p=330$ mW

Figure 1

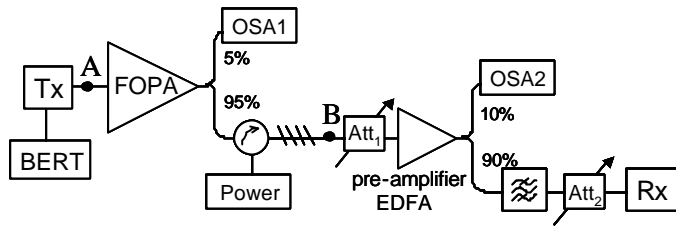


Figure 2

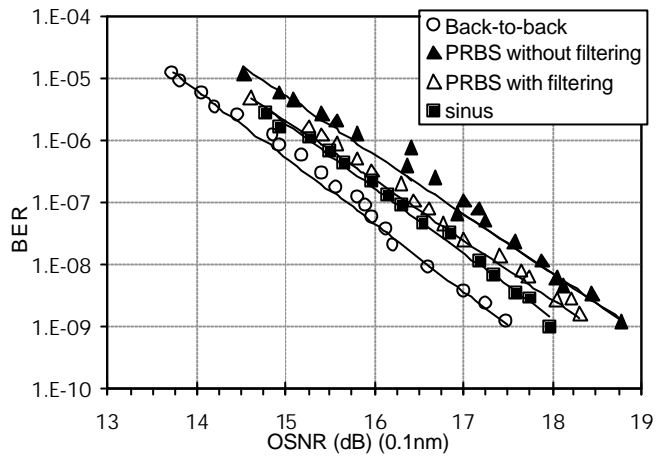
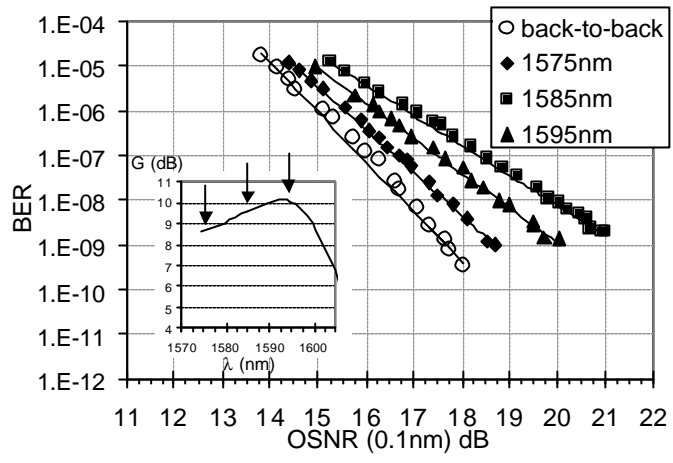


Figure 3



Zero-dispersion wavelength mapping of a highly nonlinear fiber

Arnaud Mussot⁽¹⁾, Eric Lantz⁽¹⁾, Thibaut Sylvestre⁽¹⁾, and Hervé Maillotte⁽¹⁾
Anne Durécu-Legrand⁽²⁾, Christian Simonneau⁽²⁾, Dominique Bayart⁽²⁾

⁽¹⁾ Département d'optique P.M. Duffieux, Institut FEMTO-ST, CNRS/Université de Franche-Comté 6174, F-25030 BESANCON, France

⁽²⁾ Alcatel, Research and Innovation Department, Route de Nozay, F-91460 Marcoussis, France
amussot@univ-fcomte.fr.

Abstract : We demonstrate a simple technique that allows the retrieval of the zero-dispersion wavelength map of a highly nonlinear optical fibre using the high sensitivity of the gain of fibre optical parametric amplifiers to the longitudinal dispersion fluctuations.

It is well known that the drawing process of optical fibres unavoidably induces longitudinal variations of chromatic dispersion, in particular, in their zero-dispersion wavelength (ZDW). These random fluctuations can have a detrimental impact for fibre-based communication systems such as dispersion-managed soliton transmissions or fibre optical parametric amplifiers (FOPA) [1-4]. Therefore there is an increasing interest in mapping accurately the ZDW of optical fibres. Most previous measurement techniques take advantage of the four-wave mixing efficiency [5-8]. They have been applied to long fibre spans with a good accuracy, but are rather limited in spatial resolution. In this paper, we propose a new technique to retrieve the ZDW map of an optical fibre of only a few hundred meters. This technique, based on a Gauss-Newton algorithm, uses the high sensitivity of the gain of a fibre parametric amplifier to dispersion variations.

In single-pump parametric amplification, a pump wave amplifies a frequency detuned signal wave and generates a conjugate idler wave. In the ZDW region, the parametric gain depends on the following phase mismatch relation [4]:

$$\kappa = \frac{(2\pi c)^3}{\lambda_p^4} \beta_3 (\lambda_0 - \lambda_p) (\lambda_p - \lambda_s)^2 + \left(\frac{2\pi c}{\lambda_p^2} \right)^4 \beta_4 (\lambda_p - \lambda_s)^4 + 2\gamma P_0$$

where $\beta_{3,4}$ are the 3rd and 4th order dispersion terms, $\lambda_{p,s}$ the pump and signal wavelength, γ the nonlinear coefficient, P_0 the pump power and λ_0 the ZDW. In a FOPA, longitudinal variations in ZDW will sharply and locally modify the phase-matching condition and thus the parametric gain spectrum. Thus the fibre's output gain spectrum will result in the combination of many gain spectra associated with the longitudinal ZDW variations and also of the phase sensitivity of the FOPA [1,3] once the idler is generated

Thanks to these properties, we have been able to retrieve accurately the ZDW map from experimental gain spectra and with numerical simulations of the FOPA based on the nonlinear Schrödinger equation (NLSE). The gain spectra were measured by tuning the pump wavelength around the ZDW. Then the variations of ZDW along the fiber were mapped by using orthogonal polynomials whose coefficients are adjusted with a Gauss-Newton algorithm.

In this section, we numerically generate several parametric gain curves that correspond to given ZDW fluctuations and demonstrate that we can retrieve back the ZDW variations with our algorithm. We use the values given in the literature for the 3rd (i.e., dispersion slope, D_S) and 4th order dispersion coefficients.

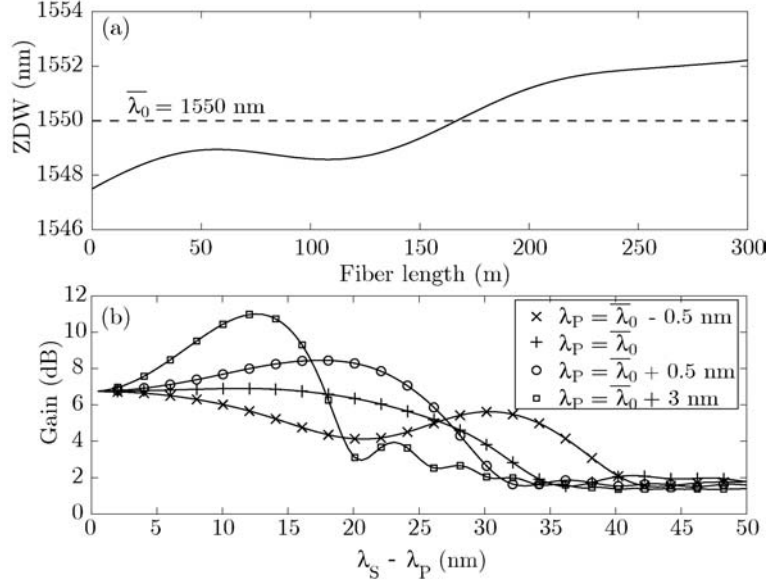


Figure 1 : (a) ZDW map, (b) Parametric gain curves for different pump wavelengths. Parameters of the simulation are : $\alpha=0.56$ dB/km, $D_S=0.032$ ps/nm²/km, $\beta_4=-2 \times 10^{-55}$ s⁴/m, $\gamma=11.2$ W⁻¹.km⁻¹ and $P_0 = 600$ mW.

The retrieved ZDW map, which is depicted in Fig 1-(a), is generated in a 300m-long fibre by assuming a random summation of sine functions [3]. Note that we deliberately choose a strong variation ($\Delta\lambda_0 \sim 6$ nm) in order to show the high spatial resolution of our method. We then numerically integrate the NLSE using this ZDW map and including the stimulated Raman scattering and attenuation. The results of our simulations are presented in Fig. 1-(b) that shows different gain spectra obtained by tuning the pump wavelength with respect the ZDW (inset of Fig. 1-(b)). As expected from Eq.(1), one can clearly see that the gain is extremely dependent on the pump wavelength. We then use the Gauss-Newton algorithm to adjust the coefficients of 14 orthogonal polynomials to model the ZDW fluctuations which provide the best fitting of the departure gain curves, with a mean-squared error of about 1.5×10^{-8} dB² (reconstructed gain curves are not distinguishable of the departure ones). Moreover, the ZDW map and the slopes coefficients are retrieved with a maximum error smaller than 0.1% (error in percentage of the total variation for the ZDW). Therefore in this ideal case the method proves to be accurate and possess a high spatial resolution.

The experimental set-up of our FOPA is the same as in Ref.[1] and the amplifying fibre is a highly-nonlinear dispersion-shifted optical fibre (HNLf) provided by Sumitomo Electronics, whose parameters are $L=490$ m, $\alpha=0.56$ dB/km, $D_S=0.032$ ps/nm²/km, $\gamma=11.2$ W⁻¹.km⁻¹ and mean ZDW is 1553 nm. The value of β_4 is not known. Fig. 2-(a) shows the measured gain spectra obtained by tuning the pump wavelength in a 3-nm range (symbols). Using our method, we have been able to retrieve the ZDW map that leads to these gain spectra. The ZDW, shown in Fig. 2-

(b), presents variations with a maximum amplitude of 1.5nm. The gain spectra obtained from NLSE simulations are plotted in Fig. 2-(a). Note that the numerical results (solid lines) fit very well the measured ones. The mean square error is 0.64dB^2 , and we found $D_S=0.027\text{ps}/\text{nm}^2\text{km}$, $\beta_4=-3.6\times 10^{-56}\text{ s}^4/\text{m}$ and a mean ZDW of 1553 nm. The values of D_S and of the mean ZDW are very close to those given by the constructor and β_4 is of the same order than values found in the literature [3]. To validate our method, we have performed additional simulations with a constant ZDW of 1553nm. The mean square error increases to 5.5dB^2 . It means that the ZDW map of Fig. 2-(b) allows achieving a much better fitting of the parametric gain spectra.

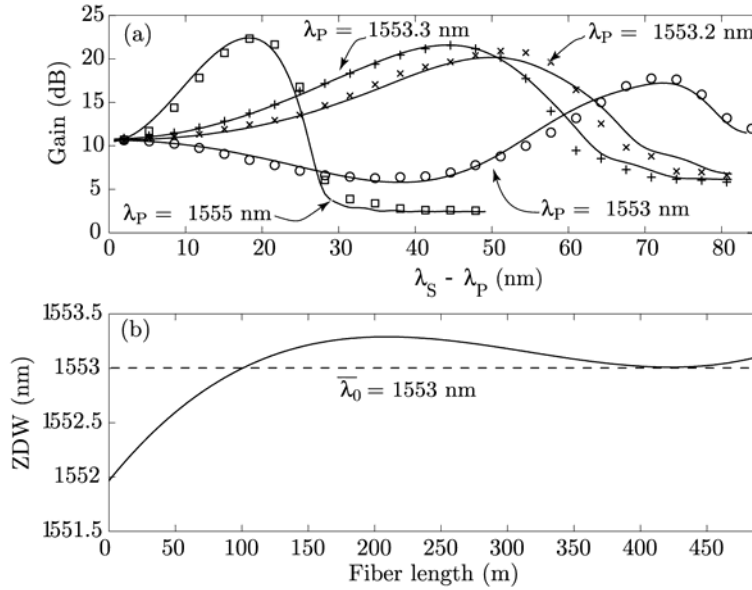


Figure 2 : (a) Measured gain spectra (symbols) and theoretical ones (solid lines) obtained with (b) the retrieved ZDW map with our algorithm. The dashed line in (b) is the measured average ZDW. The pump powers launched in the fibre are 635 mW (circles), 635 mW (crosses), 645 mW (plus sign), and 620 mW (squares).

An optimal choice of gain curves (number and pump wavelength) as well as the ideal polynomial number is a trade off between simulation time consuming and accuracy. The gain spectra obtained with pump wavelengths close to the mean ZDW give very sensitive measurements for the ZDW fluctuations and the β_4 order while those obtained far from the mean ZDW are more appropriate to measure the dispersion slope.

If a good agreement between the experimental gain curves and the retrieved ones is a necessary condition to guarantee the accuracy of the retrieved ZDW maps and the dispersion slopes, it is not a sufficient condition. Indeed, huge uncertainties could occur if the matrix connecting the parameters to the gain curves is nearly singular, because for example of similar effects of two parameters on the gain. Fortunately, a standard method involving the inversion of this matrix exists to calculate the uncertainty on the parameters [9]. This method needs the knowledge of the covariance of the noise on the gain curves. We have adapted this method to the evaluation of the uncertainties on the ZDW map by using the following steps:

- the uncertainty on a gain measurement is evaluated from the mean square error and the number of independent gain measurements is roughly estimated as the number of crosses between the

measured curves and the retrieved ones.

- the parameter covariance is then estimated in a standard way by inverting the matrix connecting the parameters to the gain curves. This parameter covariance gives directly the uncertainties on D_S and β_4

- new uncorrelated parameters are computed by diagonalizing this covariance matrix

- 1000 ZDW maps are computed by adding to these uncorrelated parameters a random error with a gaussian probability and the standard deviation computed at the previous step.

- the uncertainty range at 95% of confidence on the ZDW map (between the solid lines on fig.3) is estimated by eliminating at each fibre abscissa the 25 minimum and the 25 maximum values.

The results given on fig.3 (in the caption for D_S and β_4) confirm the good accuracy of the method.

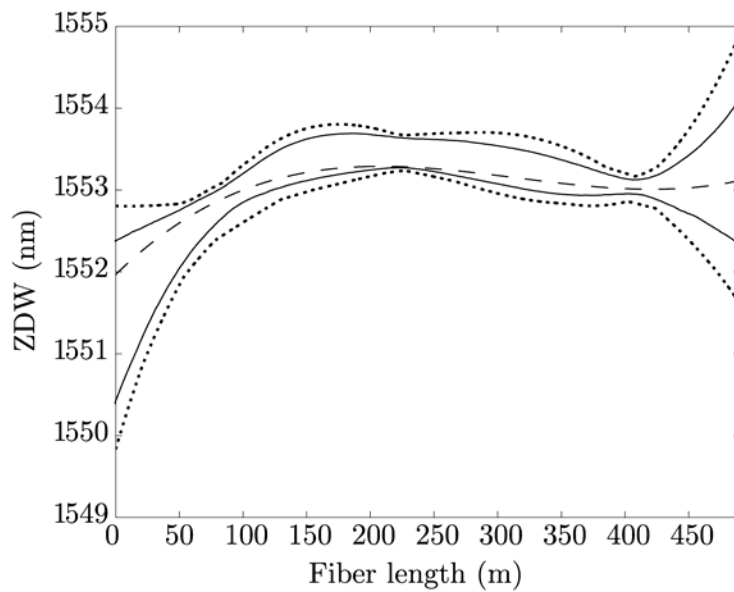


Figure 3 : uncertainties on the ZDW map. Retrieved ZDW map in dashed line, minimum and maximum uncertainties in solid lines and 95% of the events located between the solid lines. The uncertainties on D_S and β_4 are (± 2 standard deviations corresponding to 95% of confidence) : $D_S=0.027 \pm .003$ ps/nm²km, $\beta_4=-3.6\pm 0.6 \cdot 10^{-56}$ s⁴/m

We have demonstrated a new technique based on a fibre optical parametric amplifier to retrieve the zero-dispersion wavelength map of an optical fibre, which also provides the values of D_S and β_4 . This was achieved in a few hundred of meters by taking advantage of the high-sensitivity of the parametric gain to the dispersion fluctuations. To conclude, we have shown that the use of parametric gain is relevant for enhancing the spatial resolution in ZDW mapping of short optical fibres like HNLFs or photonic crystal fibers.

Bibliography

1. A. Legrand, C. Simonneau, D. Bayart, A. Mussot, E. Lantz, T. Sylvestre and H. Maillotte, "Impact of the longitudinal variations of the chromatic dispersion on the gain of fiber parametric amplifiers", OAA'2003.
2. M. Karlsson, "Four-wave mixing in fibers with randomly varying zero-dispersion

- wavelength”, J. Opt. Soc. Am. B, **15**, 2269-2274, **(1998)**.
3. L. Provino, A. Mussot, T. Sylvestre, E. Lantz and H. Maillotte, “*Broadband and flat parametric amplifiers using a multi-section dispersion-tailored nonlinear fiber arrangement*”, J. Opt. Soc. Am. B, **20**, 1532-1537, **(2003)**
 4. J. Hansryd, P. A. Andrekson, M. Westlund, J. Li and P. Hedekvist “*Fiber-based optical parametric amplifiers and their applications*”, IEEE. J. of Select. Topics in Quantum Electron, **8**, 506-520, **(2001)**
 5. S. Nishi, and M. Saruwatari, “*Technique for measuring the distributed zero dispersion wavelength of optical fibres using pulse amplification caused by modulation instability*”, Electron. Lett., **21**, 225-226, **(1996)**
 6. L. F. Mollenauer, P. Mamyshev and M. Neubelt, “*Method for facile and accurate measurement of optical fiber dispersion map*”, Opt. Lett., **21**, 1724-1726, **(1996)**
 7. I. Brener, P. Mitra, D. Lee, D. Thomson and D. L. Philen, “*High-resolution zero-dispersion wavelength mapping in single-mode fiber*, Opt. Lett., **23**, 1520-1522, **(1998)**
 8. González-Herràez, P. Corredera, M. L. Hernanz and J. A. Méndez, “*Retrieval of the zero-dispersion wavelength map of an optical fiber from measurement of its continuous-wave four-wave mixing efficiency*”, Opt. Lett., **27**, 1546-1548, **(2002)**
 - 9 A Tarantola, "Inverse problem theory", Elsevier **(1987)**

Impact of Pump OSNR on Noise Figure for Fiber Optical Parametric Amplifiers

A. Durécu-Legrand, C. Simonneau, D. Bayart, *Member IEEE*, A. Mussot⁺, T. Sylvestre⁺, E. Lantz⁺ and H. Maillotte⁺

Abstract—Electrical measurements of the noise figure of a fiber optical parametric amplifier are presented and compared with optical measurements. The transfer of pump noise by Four-Wave Mixing was clearly demonstrated. A numerical model was developed to simulate the transfer of pump noise and validated by these measurements. Using this model, we determine, for practical systems, a minimum required pump OSNR of 65 dB.

Index Terms— Optical amplifiers, Parametric amplifiers, Noise figure, Optical Kerr effect, Optical fiber communication.

I. INTRODUCTION

With the recent advances, it is now well-known that the fiber optical parametric amplifiers (FOPAs) succeed in providing broadband and high gain amplification. Very few studies are presently focusing on the noise performance. First Blows and French showed that, in the case of a parametric pump constituted by a continuous source amplified by an EDFA, the output noise level of the FOPA is considerably reduced when the pump is filtered so as to remove any broadband ASE noise present in the amplification band [1]. More recently it was proved that rather than an optical measurement, an electrical measurement of the noise figure of the FOPAs was required to take into account other sources of noise than ASE [2]. P. Kylemark and al. numerically found that the noise figure is degraded by the remaining ASE under the pump peak [3]. In this paper, we present an electrical measurement method of the noise figure. With this method, we experimentally demonstrate the impact of the pump optical signal-to-noise ratio on the FOPA noise figure. Finally we show that a pump OSNR as high as 65 dB is required to keep

the noise figure to the quantum limit with a channel input power of -21 dBm.

II. MEASUREMENT METHOD OF THE NOISE FIGURE

The noise figure of an optical amplifier can be evaluated either optically from the measurements of the input and output OSNRs, or electrically. However optically, only broadband noise, like ASE, is detected because of the resolution of optical spectrum analyzers OSA. An electrical measurement gives a more accurate estimation of the noise figure. The electrical noise figure is determined with a relative-intensity noise (RIN) analyser and by the RIN subtraction technique [4]:

$$NF_{elec} = \frac{P_{in}}{2 \cdot h \cdot \nu} (RIN_{out} - RIN_{in}) \quad (1)$$

where P_{in} is the input signal power, RIN_{in} and RIN_{out} are respectively the RIN measured at the amplifier input and output. The measured value of RIN is due to different types of noise: the actual RIN of the signal source but also the beating noise between the signal and any other optical noise.

$$RIN_{in} = \frac{1}{P_{in}^2} \left(\frac{4 \cdot N_{in //} \cdot P_{in}}{\Delta \nu} \right) + RIN_{source} \quad (2)$$

$$RIN_{out} = \frac{1}{P_{out}^2} \left(\frac{4 \cdot G \cdot N_{in //} \cdot P_{out}}{\Delta \nu} + \frac{4 \cdot N_{ampli //} \cdot P_{out}}{\Delta \nu} \right) + RIN_{source} \quad (3)$$

In these expressions, G is the amplifier gain, $N_{in //}$ an input noise and $N_{ampli //}$ noise generated in the amplifier responsible of the noise figure. The notation $//$ means that only the polarization component of noise, parallel to the signal one, beats the signal.

In order to validate the electrical method, an experiment was set-up to perform simultaneously optical and electrical measurements of noise in the case of an EDFA. The output of the amplifier is divided by a coupler. On one port, an OSA measured the gain and the OSNR. On the other port, an optical filter with a 3dB-bandwidth of 0.2 nm selects the signal wavelength and a RIN analyzer measures the output RIN at a particular frequency. The RIN analyzer is calibrated and subtracts the thermal noise and the shot noise from the total noise. To determine the noise figure, levels of noise are first measured at the input of the amplifier then at the output. A fair

Manuscript received October 25, 2004.

A. Durécu-Legrand, C. Simonneau, D. Bayart are with Alcatel, Research and Innovation Department, Route de Nozay, F91460 Marcoussis, France anne.durecu@alcatel.fr

A. Mussot, T. Sylvestre, E. Lantz, H. Maillotte are with Département d'Optique P.M. Duffieux, Institut FEMTO-ST, U.M.R CNRS/Université de Franche-Comté n°617, 25030 Besançon cedex, France

agreement was found between both electrical and optical noise figures, the discrepancy between both is about 0.35 dB.

These measurement techniques can be applied on a parametric

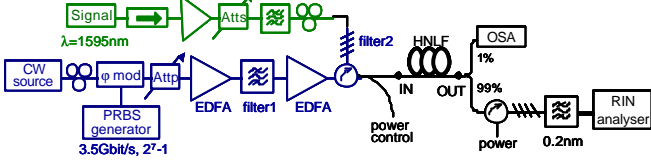


Fig. 1. Experimental set-up for the measurement of the noise figure of the FOPA

amplifier provided we take into account the particularity of the one-pump FOPA, which is to produce polarized ASE contrary to EDFAs. In this case, the optical noise figure of the parametric amplifier is related to the total ASE power P_{ASE} as follows:

$$NF_{FOPA} = \frac{2P_{ASE}}{h\nu\Delta\nu G} \quad (4)$$

whereas in the case of an EDFA

$$NF_{EDFA} = \frac{P_{ASE}}{h\nu\Delta\nu G} \quad (5)$$

III. PARAMETRIC AMPLIFIER UNDER TEST

The FOPA under test is depicted in Fig. 1. The pump is first phase-modulated by a pseudo-random bit sequence (PRBS) of 3.5 Gbit/s to increase the threshold power of the stimulated Brillouin scattering. Then it is successively amplified by two EDFAs with a filtering of the ASE in between. Finally a circulator and a reflective fiber Bragg grating (filter 2) reduce the level of ASE from the EDFAs, as proposed in [1]. A variable attenuator, placed in front of the first EDFA, is used to vary the OSNR of the pump, i.e. the level of the residual ASE at the pump wavelength $\lambda_p=1553.3$ nm. The pump power remains constant to 640 mW. The amplifying fiber used in this FOPA is a highly nonlinear dispersion-shifted fiber ($L=490$ m and $\lambda_0=1553$ nm). On the signal path, a polarization controller allows to adjust the signal polarization to maximize the gain and an isolator protects the input from occasional reflections. The signal is amplified by an EDFA and its power is controlled with a variable attenuator, it is coupled to the pump through the fiber Bragg grating. At the output of the HNLF, a circulator and a fiber Bragg grating (similar to the filter 2 of the pump) separate the amplification spectral band from the pump. Electrical measurements are performed at a particular frequency where the pump RIN is below -155 dB/Hz.

Fiber optical parametric amplifiers are generally pumped by a low power source, amplified by successive EDFAs. First the pump has to be filtered to suppress ASE produced by the EDFAs in the amplification spectral band of the FOPA. But even with the narrowest filtering centered at the pump

wavelength, ASE from the EDFAs remains in the bandwidth of the filter at the pump wavelength. When this noise is injected in the parametric amplifier all together with the pump and the signal, it is reproduced at the signal wavelength through a four-wave mixing (FWM) process between the signal, the

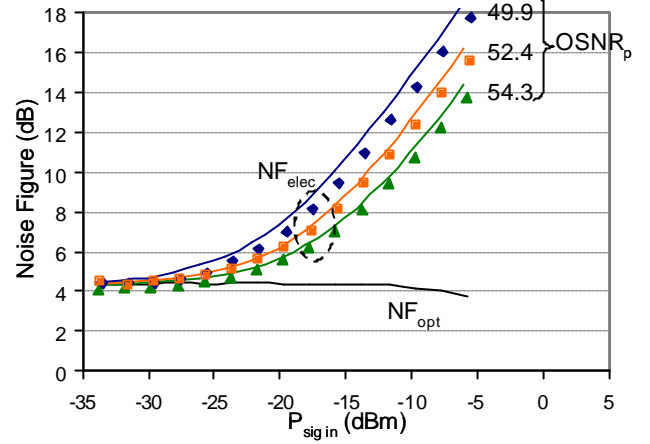


Fig. 4. FOPA noise figure as a function of signal power for 3 different pump OSNR (case of NF_{elec} : symbols: experiments, lines: simulations)

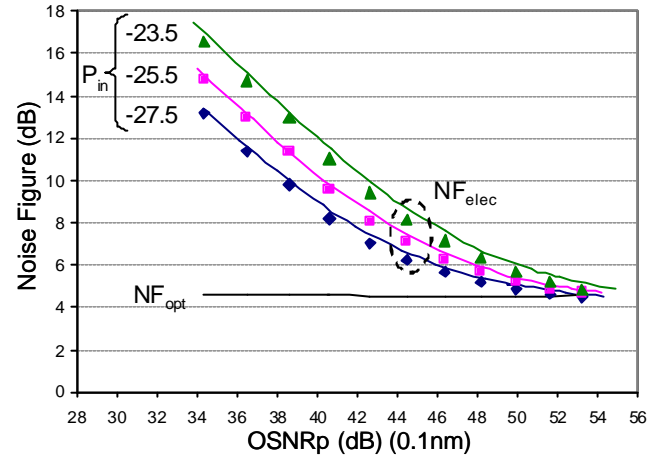


Fig. 5. FOPA noise figure as a function of pump OSNR for 3 different signal power (case of NF_{elec} : symbols: experiments, lines: simulations)

pump and this pump noise. To obtain the Fig. 2, we intentionally degrade the FOPA performances by reducing the pump OSNR. On Fig. 3, the transfer of the pump noise to the signal can be observed on the OSA (resolution set to 0.05 nm) as an additional noise, very narrow, located around the signal wavelength. Flat broadband parametric ASE can be seen as well, at a much lower level. With a better pump OSNR, transfer of pump noise at the signal wavelength can be no more observed experimentally on the OSA so that it is not taken into account in the measurement of OSNRs

IV. RESULTS AND DISCUSSIONS

As the noise observed on the OSA is the result of a FWM product between the pump, the signal and ASE at the pump wavelength, its level is proportional to the signal power and to

the level of ASE, i.e. to the inverse of the OSNR of the pump. These trends have been experimentally verified. The OSNR of the pump and the signal power are controlled with variable attenuators (see Fig.2). First for a signal wavelength of 1595 nm, the output noise has been measured optically and electrically while the input signal power was increased from

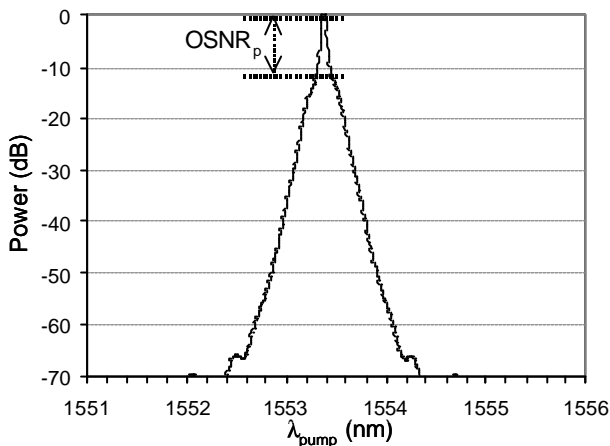


Fig.2. Input pump spectrum (res = 0.05 nm)

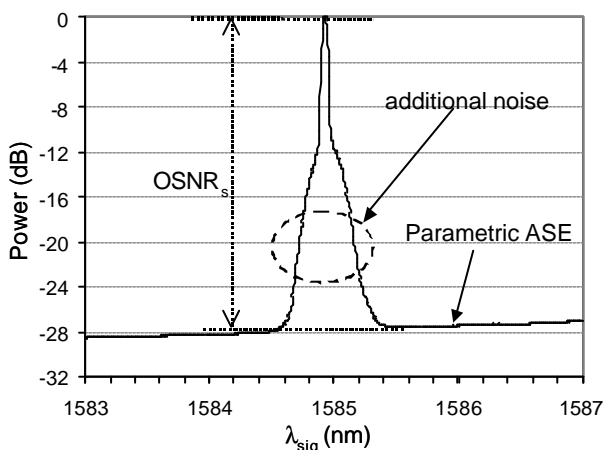


Fig.3 Example of noise transferred from the pump pedestal (represented Fig.2) to the signal wavelength (res = 0.05 nm)

-35 to -5 dBm, the pump OSNR remained constant as well as the net gain (19.1 dB). This measurement was carried out for 3 different pump OSNRs. Then at the same signal wavelength, the output noise was also measured versus the pump OSNR in the case of 3 input signal powers. The resulting noise figures are presented in figures 4 and 5.

On these figures are represented the electrical and optical NF, for the optical one, the measurements takes into account only parametric ASE. As can be seen, the electrical measurement detects an additional noise, which depends on the input signal power and more particularly on the level of the pump OSNR. This noise gets negligible compared to parametric ASE when the signal power is low and the pump OSNR high. In this case, electrical noise figure meets optical NF to 4.4 dB. It is the first time to our knowledge that a real noise floor is electrically measured and that this noise floor corresponds to the optical measurement. This 4.4 dB limit is mainly due to relatively high

coupling losses (about 0.8dB) and noise produced by the Raman effect [5]. Moreover we numerically simulated the transfer of pump noise towards the signal through FWM by solving the scalar nonlinear Schrödinger equation with a standard split-step Fourier method. The pump and its noise are modeled by a monochromatic, continuous wave and in the spectral domain, we add a square of random noise centered at the pump wavelength, with a bandwidth of 0.2 nm and which average level corresponds to the required OSNR. The signal is also a monochromatic, continuous wave. Optical waves are all considered in the same state of polarization. The simulated pump OSNR is higher than the experimental one by 3 dB because pump noise in the orthogonal polarization is not accounted for. At the output of the amplifier, we calculate the level of noise produced around the signal wavelength. The model does not simulate the Raman effect, leading to a minimum noise figure of 3.8 dB. A constant noise power was therefore added to account for the Raman noise and to achieve the experimental 4.4 dB noise figure. In fig.4 and Fig.5, the simulated results are represented by the lines and the experimental ones by the points. A fair agreement is found between simulations and experimental results, so the numerical model can be used to define a pump OSNR specification. In practical systems, amplifiers provide a total output power of 20dBm, which corresponds, for 128 channels, to a channel input power of -21 dBm. According to our model, a 4.4 dB noise figure is achieved provided the pump OSNR is higher than 65 dB (0.1 nm), in this case, the pump noise is negligible compared to parametric ASE.

V. CONCLUSION

An electrical measurement method of the noise figure of an optical amplifier has been implemented, the results of this measurement were first compared to a standard optical measurement and validated in the case of an EDFA. When applied to a FOPA, it allowed to experimentally quantify, for the first time, the noise limitations caused by the pedestal noise present at the pump wavelength. The FOPA noise figure was measured versus the pump OSNR and as a function of the signal power. A numerical model was developed to simulate the transfer of pump noise and validated by these measurements. Using this model, we determine, for practical systems, a minimum required pump OSNR of 65 dB.

REFERENCES

- [1] J. L. Blows and S. E. French, "Low-noise-figure parametric amplifier with a continuous-wave frequency-modulated pump", *Opt. Lett.*, 27, pp 491-493 (2002).
- [2] P. Kylemark, T. Torounidis, P. O. Hedekvist, H. Sunnerud, P. A. Andrekson, "Noise Figure Characterization of Fiber Optical Parametric Amplifiers", *ECOC'03*, paper We.1.6.4 (2003).
- [3] P. Kylemark, P. O. Hedekvist, H. Sunnerud, M. Karlsson, P. A. Andrekson, "Noise Characteristics of Fiber Optical Parametric Amplifiers", *J. Light. Tech.*, vol. 22, no. 2, pp 409-416, Feb. 2004.

- [4] J. F. W. Willems, J. C. van der Plaats, C. Hentschel, E. Leckel, "Optical amplifier noise figure determination by signal RIN subtraction", Proc. Symposium on Optical Fiber Measurements (Sept 1994).
- [5] P. L. Voss, P. Kumar, "Raman-noise-induced noise-figure limit for $\chi(3)$ parametric amplifiers", Opt. Lett., vol. 29, no. 5, pp 445-447 (2004).

Cette thèse porte sur l'utilisation du processus d'amplification paramétrique dans les fibres optiques dans le cadre d'applications en télécommunications (collaboration avec Alcatel) et sur la génération de supercontinuum spectraux. Les Amplificateurs Paramétriques à Fibres Optiques (FOPA) possèdent un potentiel intéressant en vue d'applications en télécommunications, en raison des larges bandes de gain disponibles, de leur accordabilité en longueur d'onde et de leurs propriétés de conversion de fréquence. Nous proposons un travail principalement théorique afin de vérifier la compatibilité de cette nouvelle famille d'amplificateurs avec les performances que requièrent les systèmes de télécommunications actuels. Différents formats de modulation de phase de la pompe sont étudiés afin de s'affranchir de la diffusion Brillouin stimulée, susceptible d'être engendrée par les puissantes pompes continues mises en oeuvre dans ces amplificateurs. Les performances de ces pompes sont ensuite évaluées sur des signaux monochromatiques et sur des signaux modulés en intensités. Ces résultats théoriques, en accord qualitatif avec des essais expérimentaux réalisés par Alcatel, montrent que la modulation de phase de la pompe induit des variations d'intensité pénalisantes pour des applications en télécommunications. Plusieurs solutions permettant de s'en affranchir sont alors proposées. D'autre part, nous démontrons qu'une mesure correcte de la figure de bruit de ces amplificateurs doit être effectuée dans le domaine des

radiofréquences. L'amplification de signaux WDM est ensuite étudiée et nous démontrons qu'un positionnement spectral particulier du peigne WDM par rapport à la longueur d'onde de pompe permet de minimiser les interactions paramétriques parasites entre signaux et pompe. Par ailleurs, nous illustrons l'impact des fluctuations longitudinales de la longueur d'onde de dispersion nulle sur l'allure des courbes de gain d'un FOPA. La sensibilité des FOPAs à ces fluctuations nous a d'ailleurs permis de développer une nouvelle méthode de cartographie de la longueur d'onde de dispersion nulle d'une fibre optique de quelques centaines de mètres seulement. Enfin, une étude plus prospective de l'impact de la cohérence partielle d'ondes continues et intrinsèquement spectralement larges de type lasers à fibres sur le processus d'Instabilité de Modulation (MI) est proposée. D'une part nous démontrons que ce processus combiné à l'émission d'ondes dispersives permet d'expliquer l'élargissement spectral asymétrique observé expérimentalement. D'autre part, que l'utilisation de lasers à fibres pour pomper des FOPAs serait envisageable sous certaines conditions. Concernant la génération de supercontinuum spectraux dans les fibres optiques, nous proposons un dispositif expérimental simple, composé d'un micro-laser et d'une fibre de télécommunication standard, qui permet d'obtenir un supercontinuum monomode spatialement de plus de 1100 nm.

Mots clés : *Optique nonlinéaire, fibre optique, mélange à quatre ondes, instabilité de modulation, amplification paramétrique, télécommunications optiques, cohérence partielle, fluctuations de la longueur d'onde de dispersion nulle et génération de supercontinuum.*

This thesis deals with Fiber Optical Parametric Amplifiers (FOPA) for telecommunication applications and generation of supercontinuum in optical fibers. Fiber Optical Parametric Amplifiers has a great potential for telecommunication applications because of their wide and tuneable gain bands and its frequency conversion properties. However, lot of studies have to be done to verify that these amplifiers are potentially available for telecommunication applications. We theoretically investigate different solutions to avoid stimulated Brillouin scattering potentially stimulated by the strong continuous pump power used in parametric amplifiers. We study the impact of different phase modulation schemes, usually used to avoid SBS, on the amplification of continuous signal and of intensity modulated signals. Our theoretical results are in agreement with experimental studies realised by Alcatel, and we show that phase modulation of the pump induces parasitic intensity modulations on the amplified signals. Different solutions are proposed to avoid or reduce this phenomenon. We also demonstrate that correct noise figure measurements have to be done in the radiofrequency domain. Then, we simulate WDM

signals amplification in a typical fiber optical parametric amplifier configuration. We find that a particular spectral position of WDM channels against pump wavelength allows the reduction of parasitic parametric processes between pump and signals. We study the impact of longitudinal fluctuations of the zero dispersion wavelength on parametric gain curves. We use this sensibility to develop an original method to map these fluctuations in optical fibers of only a few hundred meters. Finally, we propose a theoretical and experimental investigation on the asymmetric broadening of continuous and partially coherent waves propagating in anomalous dispersion regime. Firstly, it is demonstrated that modulation instability, generation of higher order solitons and of dispersive waves explains this phenomenon. Secondly, we show that fiber lasers should be used to pump FOPAs in particular cases.

Concerning the generation of supercontinuum, we propose a simple experimental scheme, by using a microchip laser source and a standard telecommunication fiber to generate a spatially single mode supercontinuum exceeding 1100 nm.

Key words: *nonlinear optics, optical fiber, four wave mixing, modulation instability, parametric amplification, optical telecommunications, partial coherence, zero dispersion wavelength fluctuations, and supercontinuum generation.*